

ВАКУУМНАЯ МЕХАНИКА И ПОЛЯ ИНЕРЦИИ

Шипов Г.И.

Академик РАН <http://www.shipov-vacuum.com>

Введение

История развития постньютоновской физики показывает, что физика начинается с механики и дальнейшее развитие фундаментальной физики всегда связано с изменением основ механики. Так было, когда механика материальной точки Ньютона [1], базирующаяся на уравнениях Ньютона

$$\frac{d}{dt} \vec{p} = \vec{F}, \quad \vec{p} = m\vec{v} \quad (1)$$

и трех законах Ньютона, была обобщена Л. Эйлером до механики твердого тела. В механике Эйлера вместо материальной точки Ньютона [2] рассматривается (абсолютно) твердое тело конечных размеров, состоящее из множества материальных точек, расстояние между которыми не меняется. В инерциальной системе отсчета, вместо уравнений Ньютона (1), Л. Эйлер вводит поступательные

$$\frac{d}{dt} \vec{P} = \vec{F}_e, \quad \vec{P} = m\vec{v}_m = \sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i, \quad \vec{F}_e = \sum_{i=1}^N \vec{F}_{e_i}, \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (2)$$

и вращательные уравнения

$$\frac{d}{dt} \vec{L} = \vec{M}_e, \quad \vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{L}_i, \quad \vec{L}_i = m_i [\vec{r}'_i \vec{v}'_i] = m_i [\vec{r}'_i [\omega \vec{r}'_i]], \quad \vec{M}_e = \sum_{i=1}^N \vec{M}_{e_i}, \quad (3)$$

в которых искомыми переменными оказываются не трансляционные координаты x, y, z , а неголономные координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$

$$\varphi_1 = \varphi = \angle \vec{e}_1 \vec{e}'_\xi, \quad \varphi_2 = \theta = \angle \vec{e}_3 \vec{e}'_3, \quad \varphi_3 = \psi = \angle \vec{e}_\xi \vec{e}' , \\ 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \psi \leq 2\pi$$

- углы Эйлера (рис.1). Формальный вывод уравнений (2) и (3), полученных впервые Л. Эйлером [3], создает впечатление, что они являются следствием механики Ньютона. Но, как известно, группа трансляционных преобразований $T(3)$ Галилея-Ньютона, действующая на множестве трансляционных координат x, y, z и группа трехмерных вращений $O(3)$, действующая на множестве вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, имеют разные топологические свойства. Это различие приводит к тому, что геометрия пространства событий механики твердого тела отлична от геометрии Евклида [4], лежащей в основе механики Ньютона. Кроме того, при переходе во вращающуюся систему отсчета S' , жестко связанную с твердым телом, уравнения (2) и (3) становятся взаимно зависимыми, поскольку содержат силы инерции $[\vec{\omega} \vec{P}]$ и моменты сил инерции $[\vec{\omega} \vec{L}]$, зависящие от частоты $\vec{\omega}$

$$\frac{d'}{dt} \vec{P} + [\vec{\omega} \vec{P}] = \vec{F}_e \quad (4)$$

$$\frac{d'}{dt} \vec{L} + [\vec{\omega} \vec{L}] = \vec{M}_e \quad (5)$$

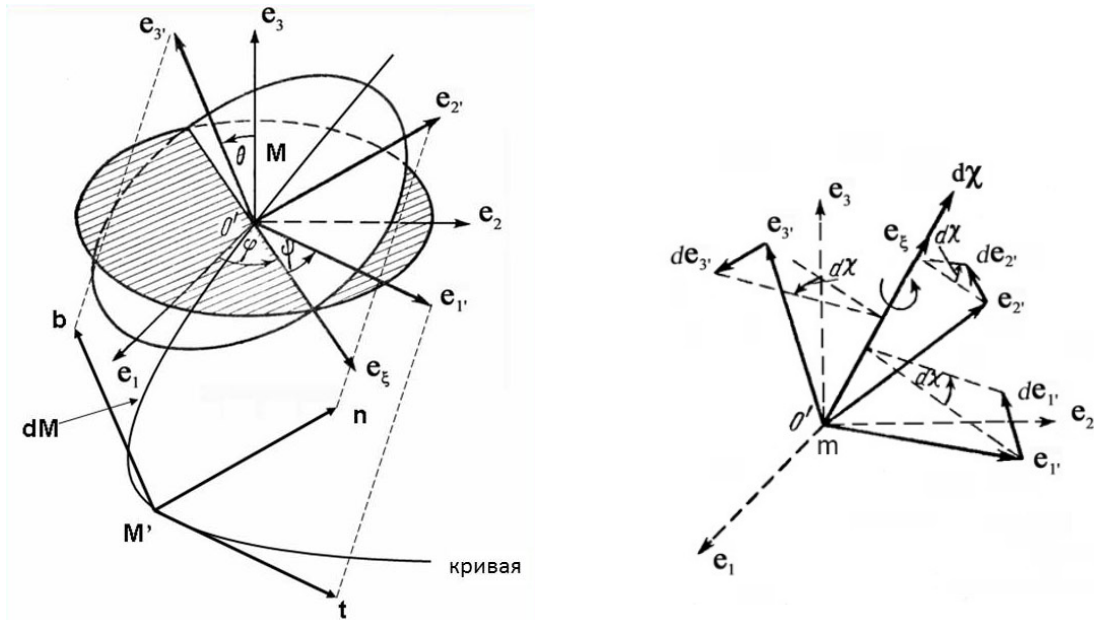


Рис.1. Слева углы Эйлера и движение центра масс твердого тела вдоль произвольной кривой: справа графическое изображение теоремы Эйлера – бесконечно малые повороты вокруг трех осей можно заменить поворотом вокруг оси, направленной по вектору \vec{e}_x .

Л. Эйлер прекрасно понимал, что он открыл новый принцип механики [3], над которым он работал 25 лет и который воплощен в уравнениях (5). Но Л. Эйлер работал как математик и не сформулировал физические принципы механики твердого тела, как это обычно происходит при обобщении фундаментальной физической теории. В частности, Л. Эйлер не отметил, что при движении свободного твердого тела, которое описывается уравнениями

$$\frac{d'}{dt} \vec{P} + [\vec{\omega} \vec{P}] = 0 \quad (6)$$

$$\frac{d'}{dt} \vec{L} + [\vec{\omega} \vec{L}] = 0 \quad (7)$$

движение по инерции, как отдельных частей, так и центра масс твердого тела в общем случае не является равномерным и прямолинейным. На рис.2 представлены траектории точек симметричного гироскопа, совершающего регулярную прецессию (прецессию и нутацию), когда его полная энергия сохраняется. Видно, что отдельные точки гироскопа движутся с ускорением по довольно сложным траекториям, причем некоторые из них не являются гладкими. Поэтому гироскопические системы способны двигаться с нарушени-

ем закона инерции механики Ньютона. Например, исходя из опыта, необходимо сформулировать закон вращательной инерции твердого тела так: *Вращающееся тело будет вращаться сколь угодно долго по инерции, если на него не действуют внешние силы и моменты сил.*

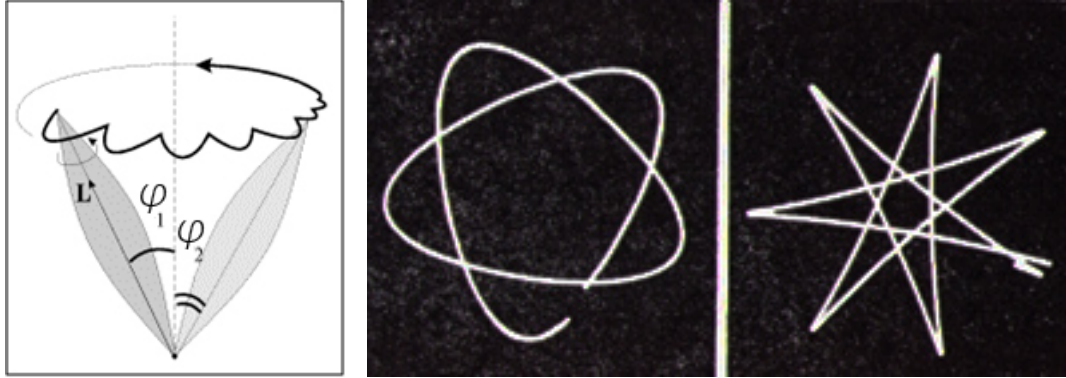


Рис. 2. Движение материальных точек гироскопа при регулярной прецессии

Закон вращательной инерции и уравнения (6), (7) нужно рассматривать как обобщение закона поступательной относительности механики Ньютона, дополненного вращательной относительностью [5]. Действительно, поступательная относительность, основанная на трансляционных координатах x, y, z , рассматривает пространство событий механики Ньютона как пространство Евклида с трансляционной метрикой $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, заданной на группе трансляций $T(3)$. Но в механике твердого тела существует дифференциал бесконечно малого поворота (рис.1), определяемый через углы Эйлера

$$\vec{d}\vec{\chi} = d\chi \vec{e}_\chi = \vec{e}_3 d\varphi + \vec{e}_\xi d\theta + \vec{e}_\zeta d\psi . \quad (8)$$

Квадрат соотношения (8) образует вращательную метрику [4-6]

$$d\tau^2 = (\vec{d}\vec{\chi})^2 = d\chi^\alpha d\chi^\beta g_{\alpha\beta} = T^\alpha_{\beta\gamma} T^\beta_{\alpha\sigma} dx^\gamma dx^\sigma = \Omega^\alpha_{\beta\gamma} \Omega^\beta_{\alpha\sigma} dx^\gamma dx^\sigma, \quad \alpha, \beta, \gamma, \dots = 1, 2, 3, \quad (9)$$

заданную на группе пространственных вращений $O(3)$.

В метрике (9) $T^\beta_{\alpha\gamma} = e^\beta_A \partial_\gamma e^A_\alpha = -e^A_\beta \partial_\gamma e^\alpha_A$ - коэффициенты вращения Риччи [7], введенные в науку в конце XIX века, $e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B$, $e^A_\alpha e^\beta_A = \delta_\alpha^\beta$, $A, B, C, \dots = 1, 2, 3$ - нормированная триада Эйлера, $\Omega_{\beta\alpha} = -\Omega_{\alpha\beta} = T_{\beta\alpha\gamma} dx^\gamma / ds$ - тензор угловой скорости вращения триады Эйлера, матрица которой имеет вид [5]

$$\Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ - компоненты (псевдо)вектора угловой скорости $\vec{\omega}$ вращения триады Эйлера. Если вместо декартовых трансляционных координат x, y, z мы перейдем произ-

вольным криволинейным координатам, то получим вместо коэффициентов вращения Риччи $T^{\beta}_{\alpha\gamma}$ связность [5]

$$\Delta^{\beta}_{\alpha\gamma} = e^{\beta}_{A}\partial_{\gamma}e^{A}_{\alpha} = -e^{A}_{\beta}\partial_{\gamma}e^{A}_{\alpha} = \Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma} + T^{\beta}_{\alpha\gamma}, \quad (11)$$

где $\Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma}$ - символы Кристоффеля. Образуя из связности (11) тензор кривизны пространства, получим

$$S^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} = 2\Delta^{\alpha}_{\beta[\eta,\gamma]} + 2\Delta^{\alpha}_{\rho[\gamma}\Delta^{\rho}_{\beta\eta]} = 0. \quad (12)$$

По определению, пространство, у которого тензор кривизны удовлетворяет условию (12), называют пространством *абсолютного параллелизма* [5]. Такого типа пространство сродни плоскому пространству Евклида, но, в отличие от последнего, связность пространства абсолютного параллелизма обладает кручением

$$\Delta^i_{[jk]} = -\Omega^{i\cdot jk} = -e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2}e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}), \quad (13)$$

через которое определяются коэффициенты вращения Риччи

$$T^{\beta}_{\alpha\gamma} = -\Omega^{\dots\beta}_{\alpha\gamma} + g^{\alpha\delta}(g_{\alpha\mu}\Omega^{\dots\mu}_{\delta\gamma} + g_{s\mu}\Omega^{\dots\mu}_{\delta\alpha}) \quad (14)$$

и, соответственно, вращательная метрика (9). Из определения (11) следуют вращательные уравнения векторов триады Эйлера e^A_{α}

$$\frac{D^*e^A_{\alpha}}{ds} = \frac{de^A_{\alpha}}{ds} - \Delta^{\beta}_{\alpha\gamma}\frac{dx^{\gamma}}{ds}e^A_{\beta} = 0, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3, \quad (15)$$

где D^* - ковариантная производная относительно связности $\Delta^{\beta}_{\alpha\gamma}$. В декартовых координатах из уравнения (15) можно переписать как

$$\frac{D^*e^A_{\alpha}}{ds} = \frac{de^A_{\alpha}}{ds} - \Omega^A_B e^B_{\alpha} = 0. \quad (16)$$

Локальные индексы $A, B, C \dots = 1, 2, 3$ нумеруют вектора триады Эйлера. Свяжем триаду Эйлера с вращающимся твердым телом так, чтобы вектора e^A_{α} совпадали с главными осями инерции тела, тогда $L_1 = J_1\omega_1$, $L_2 = J_2\omega_2$, $L_3 = J_3\omega_3$ где J_1, J_2, J_3 - главные моменты инерции, $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ - компоненты угловой скорости вращения твердого тела. Тогда, из (16) следует

$$\frac{de^A_{\alpha}}{ds} = T^A_{B\gamma}\frac{dx^{\gamma}}{ds}e^B_{\alpha} = \Omega^A_B e^B_{\alpha} \rightarrow \frac{d\vec{L}}{ds} + [\vec{\omega}\vec{L}] = 0. \quad (17)$$

где $\vec{\omega} = d\vec{\chi}/ds = \vec{\omega}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ и была использована матрица (10). Переходя в уравнениях (17) от параметра s к параметру времени t с помощью соотношений $d\vec{L}/ds = d\vec{L}/dt \cdot dt/ds$, $\vec{\omega} = d\vec{\chi}/ds = \vec{\omega} = d\vec{\chi}/dt \cdot dt/ds$, получим вращательные уравнения

Эйлера (7). Ковариантная производная в соотношении (17) давно используется в теоретической механике при выводе уравнений движения материальной точки, записанных в ускоренной системе отсчета [8]. Отличие от обычных представлений классической механики состоит в том, что в нашем случае вращение системы отсчета, связанной с твердым телом, порождает геометрию абсолютного параллелизма, при этом силы инерции оказываются связанными с кручением (13) пространства. В 1922 г. французский математик Э. Картан высказал гипотезу о связи *вращения материи с кручением пространства* [9]. Однако он не указал точно, с кручением какой геометрии связано физическое вращение, поскольку геометрии с кручением в это время только что начинали изучаться математиками. Геометрия абсолютного параллелизма получила развитие с 1923 г. в работах европейских математиков Р. Вайценбека [10-12], Д. Витали [13,14], Е. Бартолотти [15-17], Э. Картана и Дж. Схоутена [18,19], А. Эддингтона [20] и др. Поэтому в 1922 г. Э. Картан не имел доказательной базы для своей гипотезы. Первым отметил существование *неголомных координат* в геометрии абсолютного параллелизма Д. Врансеану [21], что положила начало изучению класса неголомных дифференциальных геометрий.

Направляя вектор скорости центра масс v_α по вектору $e^{(1)}_\alpha = dx_\alpha / ds = v_\alpha$, который является касательным к траектории (см. рис. 1), получаем

$$\frac{de^{(1)}_\alpha}{ds} = \frac{d^2x_\alpha}{ds^2} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(1)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha = \kappa e^{(2)}_\alpha = \frac{1}{r} e^{(2)}_\alpha, \quad (18)$$

где $\kappa = 1/r$ - кривизна траектории. Умножая это уравнение на массу твердого тела m , и переходя в уравнениях (18) от параметра s к параметру t , получим [4]

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} + m\vec{W} + m[\vec{\omega}\vec{v}] = 0. \quad (19)$$

При $\vec{W} = 0$ уравнение (19) переходит в уравнение Эйлера (6).

Уравнения (16) представляют собой не что иное, как ковариантную запись уравнений Френе [22]. Действительно, распишем уравнения (16) покомпонентно с учетом антисимметрии $T^A_{B\gamma}$ по локальным индексам A и B . В результате имеем

$$\frac{de^{(1)}_\alpha}{ds} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(1)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha, \quad (20)$$

$$\frac{de^{(2)}_\alpha}{ds} = T^{(2)}_{(1)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(1)}_\alpha + T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(3)}_\alpha = \Omega^{(2)}_{(1)} e^{(1)}_\alpha + \Omega^{(2)}_{(3)} e^{(3)}_\alpha. \quad (21)$$

$$\frac{de^{(3)}_\alpha}{ds} = T^{(3)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(3)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha. \quad (22)$$

Введем обозначения

$$\begin{aligned} \kappa(s) &= \Omega^{(1)}_{(2)} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds}, & \chi(s) &= \Omega^{(2)}_{(3)} = T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds}, \\ \vec{e}_{(1)} &= \vec{t} = d\vec{x} / ds, & \vec{e}_{(2)} &= \vec{n}, & \vec{e}_{(3)} &= \vec{b}, \end{aligned} \quad (23)$$

Тогда уравнения (20)-(22) принимают вид уравнений Френе [22]

$$\frac{dt_\alpha}{ds} = \kappa(s)n_\alpha \quad , \quad (24)$$

$$\frac{dn_\alpha}{ds} = -\kappa(s)t_\alpha + \chi(s)b_\alpha \quad , \quad (25)$$

$$\frac{db_\alpha}{ds} = -\chi(s)n_\alpha \quad , \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3. \quad (26)$$

Заметим, что уравнения Френе (24)-(26) появились через 102 года после работы Л. Эйлера [3], но, как и Л. Эйлер, Ж.Ф. Френе не заметил, что для его уравнений существует вращательная метрика (9) и что триада Френе связана с уравнениями Эйлера (6) и (7). В результате в теоретической физике возник застой [4,6]. Этот застой привел к разногласиям между теоретиками и практиками во взглядах на механику твердого тела. Но и те и другие не заметили, что в теории твердого тела возникла вращательная относительность, вращательная метрика и вращательные координаты как элементы пространства событий. Подтверждением этих слов является мнение известного ученого и практика в физике гироскопов К. Магнуса [23]: «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 (прецессия и нутация (прим. автора))». Ему вторит другой специалист по теории гироскопов Р. Граммель [24]: «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». Из уравнений движения триады Эйлера-Френе (24)-(26) следуют уравнения движения начала

$$\frac{d^2x_\alpha}{ds^2} = \kappa(s)n_\alpha \quad , \quad (27)$$

$$\frac{d^3x_\alpha}{ds^3} = \frac{d\kappa(s)}{ds}n_\alpha - \kappa^2(s)t_\alpha + \kappa(s)\chi(s)b_\alpha \quad , \quad (28)$$

и вращательные уравнения

$$\frac{d\varphi}{ds} = \chi(s) \frac{\sin \psi}{\sin \theta} \quad , \quad (29)$$

$$\frac{d\psi}{ds} = \kappa(s) - \chi(s) \sin \psi \operatorname{ctg} \theta \quad , \quad (30)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = \chi(s) \cos \psi \quad , \quad (31)$$

Если умножить уравнения (27) на массу m и перейти в этих уравнениях от параметра s к параметру t , то формально они выглядят как уравнения Ньютона (19) в ускоренной системе отсчета. Однако уравнения (28), содержащие третью производную координаты, вообще отсутствуют в механике Ньютона. Кроме того, в механике Ньютона нет вращательных уравнений (29)-(31). Шесть независимых (в силу условий ортогональности $e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B$, $e^A_\alpha e^\beta_A = \delta^\beta_\alpha$, $A, B, C \dots = 1, 2, 3$, $\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3$) уравнений (10)-(12) определены на множестве шести независимых переменных $x, y, z, \varphi, \theta, \psi$, при этом в каждой точке M с координатами x, y, z заданы три ортогональных вектора e^A_α , вращение которых описывается неголономными вращательными координатами φ, θ, ψ . В математике такое многообразие определяют как *векторное расслоение*, наделенное геометрией абсолютного параллелизма $A_3(3)$.

Считается, что в XX веке механика Ньютона обобщалась три раза:

1) в 1905 г. А. Эйнштейном [25] (специальная теория относительности) для скоростей материальной частицы, сравнимых со скоростью света;

2) в 1915 г. А. Эйнштейном [26] (общая теория относительности) для движения массивных частиц в сильных гравитационных полях;

3) в 1926 г. Э. Шредингером [27], М. Планком, А. Эйнштейном и Л. де Бройлем (квантовая механика) для описания движения материальных частиц в микромире.

Это не совсем так, поскольку:

4) в 1988 году автором была окончательно сформирована теория Физического Вакуума, основанная на Всеобщем принципе относительности [28-30], хотя уравнения Физического Вакуума были впервые опубликованы автором в 1984 г. [31]. Всеобщий принцип относительности объединил поступательную относительность, на которой базируются все предыдущие обобщения механики Ньютона, с вращательной относительностью, рассматривающей угловые координаты (например, углы Эйлера) как элементы пространства событий.

В 2005 году научное сообщество отмечало столетие специальной теории относительности. Защищая приоритет России в создании теории Физического Вакуума [5], автор выступил на конференции в Бельгии [32] с докладом «Механика Декарта – четвертое обобщение механики Ньютона». В докладе были представлены теоретические и экспериментальные следствия вакуумной механики, уравнения которой представлены на рис.3. Эта механика названа механикой Декарта потому, что в ней ускоренные физические трансляции и вращения объединяются в четырехмерное вращение, заданное на калибровочной группе $O(3,1)$.

Известно, что 3D ускоренное трансляционное движение описывается через псевдоевклидовы углы $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ как $a_\alpha = dv_\alpha / dt = c \partial \theta_\alpha / dt$, где c - скорость света, θ_α - угол в плоскости $x_\alpha - ct$. Обозначение $\partial \theta_\alpha$ введено для того, чтобы отметить, что θ_α не есть вектор, поскольку координаты θ_α не голономны.

**УРАВНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА
как расширенная система уравнений
Эйнштейна-Янга-Миллса
(1988 г.)**

Число уравнений Уравнения поля инерции Уравнения Эйнштейна-Янга-Миллса

24	$\nabla_{[k} e^a_{ m]} + e^b_{[k} T^a_{ b]m} = 0, \quad i, j, k, \dots = 0, 1, 2, 3,$	(A)
10	$R^a_k - \frac{1}{2} g^a_k R = \nu T^a_k, \quad a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3,$	(B.1)
10	$C^a_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a_{ b]m} + 2T^a_{d[k} T^d_{ b]m} = -\nu J^a_{bkm},$	(B.2)

Тензор энергии-импульса поля инерции

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

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

Ток поля инерции

Рис. 3 Уравнения вакуумной механики

Основные принципы теории Физического Вакуума (1988)

1. Принцип Всеобщей относительности - объединение поступательной и вращательной (калибровочной) относительности.
2. Пространство событий 10ти мерно $(x, y, z, ct, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3)$, расслоено и наделено геометрией абсолютного параллелизма $A_4(6)$.
3. Уравнения Физического Вакуума представляют собой структурные уравнения Картана геометрии $A_4(6)$.
4. Отсутствие инерциальных систем отсчета.
5. Геометризация физики - в мире ничего не происходит кроме изменения кривизны и кручения пространства.

Рис. 4 Принципы вакуумной механики

На рис.4 представлены основные принципы вакуумной механики, которые одновременно оказываются принципами теории Физического Вакуума.

1. Теоретические следствия вакуумной механики

Основные отличия вакуумной механики от общей теории относительности Эйнштейна заключаются в том, что:

- 1) пространство событий вакуумной механики оказывается 10ти мерным, расслоенным с четырьмя трансляционными координатами базы x, y, z, ct и шестью неголономными вращательными координатами слоя $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$;
- 2) уравнения Эйнштейна (B.1) полностью геометризованы, включая тензор энергии-импульса материи T_{jk} (см. рис. 3), который образован полями инерции

$$T^i_{jk} = -\Omega^{..i}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{..s}_{mk} + g_{ks} \Omega^{..s}_{mj}), \quad (32)$$

определяемыми, в свою очередь, через кручение

$$\Omega^{..i}_{jk} = -T^i_{[jk]} = e^i_a e^a_{[k,j]} = -\frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}). \quad (33)$$

пространства абсолютного параллелизма $A_4(6)$ [5];

- 3) кроме 10 полностью геометризованных уравнений (B.1) дополнительно имеются 10 полностью геометризованных уравнений Янга-Миллса (B.2) в которых тензор Вейля является калибровочным полем группы $O(3,1)$, а потенциалом этого поля оказывается поле инерции (32), определяющее ток J^i_{jkm} в уравнениях (B.2);

1.1. Движение массы m в гравитационном поле и в поле инерции

В самом общем случае динамику римановой кривизны R^i_{jkm} и поля инерции T^i_{jk} описывают уравнения Физического Вакуума (A), (B). Для решения этих уравнений разработан метод спиновых коэффициентов – формализм Ньюмена-Пенроуза [34]. Однако для практического использования уравнений (A), (B) полезно рассмотреть различные их приближения, в том числе и в теории гравитации.

Плотность вакуумной материи в уравнениях (B.1) определяется через квадрат поля инерции и через ковариантную производную поля инерции ∇_i относительно символов Кристоффеля как

$$\rho = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{vc^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{j|m]} \right\}. \quad (34)$$

выражается через коэффициенты вращения Риччи T^i_{jk} , т.е., в конечном счете, через кручение Ω^i_{jk} пространства абсолютного параллелизма $A_4(6)$, которое определяется из уравнений (A) [5]. Уравнения (B.1) и (B.2) следуют из определения тензора кривизны

$$S^i_{jkm} = R^i_{jkm} + P^i_{jkm} = 0, \quad (35)$$

пространства $A_4(6)$. Здесь

$$R^i{}_{jkm} = 2\partial_{[k}\Gamma^i{}_{|j|m]} + 2\Gamma^i{}_{s[k}\Gamma^s{}_{|j|m]} \quad (36)$$

- тензор кривизны Римана и

$$P^i{}_{jkm} = 2\nabla_{[k}T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k}T^s{}_{|j|m]} \quad (37)$$

- тензор кривизны Риччи [33], образованный полями инерции. Тензоры (36) и (37) удовлетворяют тождествам

$$I. R^i{}_{[jkm]} = 0, \quad II. \nabla_{[p}R^i{}_{jk]m} = 0, \quad III. P^i{}_{[jkm]} = 0, \quad IV. \nabla^*_{[p}P^i{}_{jk]m} = 0, \quad (38)$$

где ∇^*_p - ковариантная производная относительно связности абсолютного параллелизма

$$\Delta^i{}_{jk} = \Gamma^i{}_{jk} + T^i{}_{jk} = e^i{}_a e^a{}_{j,k} = -e^a{}_j e^i{}_{a,k}. \quad (39)$$

В частном случае, когда $T^i{}_{jk} = \rho c^2 u_j u_k$, $u_k = dx_k / ds$, $u_k u^k = 1$, из тождества (38. IV) находим следующие уравнения движения для полей инерции (плотности материи ρ):

1) геометризованное уравнение непрерывности

$$\nabla^*_i(\rho u^i) = \partial_i(\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^j{}_{ni} + \rho u^n T^j{}_{ni} = 0; \quad (40)$$

2) геометризованные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho \frac{du^k}{ds} + \rho \Gamma^k{}_{mn} u^m u^n + \rho T^k{}_{mn} u^m u^n = 0; \quad (41)$$

3) геометризованное уравнение для несжимаемой «идеальной жидкости»

$$\nabla^*_i \rho = \partial_i \rho = 0. \quad (42)$$

Таким образом, частицы материи, рожденные из вакуума, ведут себя как некая «пространственно-временная жидкость», описываемая уравнениями (34), (40-42). В действительности вакуумные частицы представляют собой сгусток поля кривизны и кручения - полей инерции, образующих их источники, поэтому в мире не происходит ничего, кроме изменения кривизны и кручения пространства $A_4(6)$.

Если плотность (34) мало отличается от плотности точечной частицы

$$\rho = m\delta(\vec{r}), \quad (43)$$

то уравнения движения (41) принимают вид

$$m \frac{du^k}{ds} + m \Gamma^k{}_{mn} u^m u^n + m T^k{}_{mn} u^m u^n = 0. \quad (44)$$

Легко видеть, что уравнения движения (44) отличаются от уравнений движения теории гравитации Эйнштейна, дополнительной силой, порожденной полями инерции $T^k{}_{mn}$. Поскольку все поля инерции порождены вращением материи [22], то удобно ввести тензор 4D угловой скорости вращения неголономной тетрады $e^i{}_a$ [21]

$$\Omega^i{}_j = T^i{}_{jk} \frac{dx^k}{ds}, \quad \Omega_{ij} = -\Omega_{ji}, \quad (45)$$

с компонентами

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Используя (46) можно показать, что в нерелятивистском приближении трехмерная часть уравнений (44) принимает вид [5]

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{W} - 2m[\vec{\omega}\vec{v}], \quad (47)$$

где U - потенциальная энергия внешнего гравитационного поля и $-m\vec{W} - 2m[\vec{\omega}\vec{v}]$ - силы инерции. Чтобы понять физику, которая описывается уравнениями (47), рассмотрим, для начала, стакан с водой в свободно падающем лифте Эйнштейна. Если стакан и жидкость в нем не вращаются, то сила Кориолиса $-2m[\vec{\omega}\vec{v}]$ в уравнениях (47) равна нулю. В этом случае в ускоренной системе отсчета, связанной с лифтом, уравнения (47) принимают вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{W} = 0. \quad (48)$$

В свободно падающем лифте Эйнштейна или в кабине космического корабля на стационарной орбите мы имеем одни и те же условия. В обоих случаях гравитационная сила $\vec{F}_g = -\partial U / \partial \vec{r}$, действующая на малый элемент жидкости, полностью скомпенсирована силой инерции $\vec{F} = -m\vec{W}$. Поэтому, если убрать стакан, то жидкость внутри космического корабля приобретает форму шара (поскольку действуют силы поверхностного натяжения в жидкости), при этом жидкость покоится или движется прямолинейно и равномерно <http://www.youtube.com/watch?v=fcD9cfFEZ9k> относительно стенок космического корабля или лифта Эйнштейна. Это явление получило название «состояние невесомости». Все сказанное относится и к абсолютно твердому телу.

Переход от уравнений (44) к уравнениям теории гравитации Эйнштейна происходит при условии, что силы инерции в (44) равны нулю

$$m \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0. \quad (48)$$

Это равенство означает, что силы инерции в механике Эйнштейна явным образом не описываются. В самом деле, уравнения движения в теории гравитации Эйнштейна

$$m \frac{du^k}{ds} + m \Gamma^k_{mn} u^m u^n = 0 \quad (48a)$$

в нерелятивистском приближении переходят в уравнения движения теории Ньютона

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}},$$

которые не содержат сил инерции. Эти уравнения записаны относительно инерциальной системы отсчета, которых, как было сказано выше, нет в теории Физического Вакуума. В теории Вакуума существуют только (квази)инерциальные системы отсчета, удовлетворяющие условию (48). Подставляя в (48) соотношение (32), находим, что поле инерции в (квази) инерциальной системе отсчета, в которой силы инерции равны нулю, отлично от нуля, антисимметрично по всем индексам и совпадает с кручением пространства $A_4(6)$

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk} . \quad (49)$$

Подставляя (49) в (34) получаем плотность поля инерции в (квази)инерциальной системе отсчета

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} \Omega^{..i}{}_{sm} \Omega^{..s}{}_{ji} = -\frac{1}{vc^2} T^{ji}{}_s T_{ji}{}^s > 0 . \quad (50)$$

1.2. Экспериментальное проявление полей и сил инерции в ведре Ньютона

Рассмотрим действие полей и сил инерции на воду в ведре Ньютона, которое: а) движется с постоянным ускорением \vec{a} по горизонтальной поверхности; б) вращается с частотой $\vec{\omega}$ вокруг вертикальной оси z (рис.5).

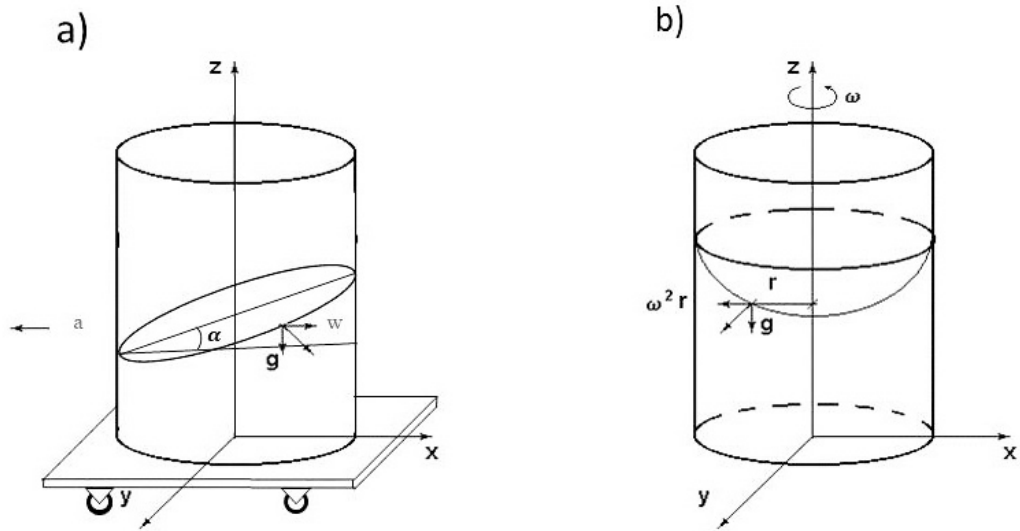


Рис.5. Действие сил инерции в ведре Ньютона при его ускоренном движении

Трехмерные уравнения (41), с учетом атмосферного давления p на воду, запишутся как

$$a) \quad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho \vec{W} - \nabla p, \quad (51)$$

$$b) \quad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}']] - \nabla p. \quad (52)$$

Здесь $\rho \vec{g}$ - гравитационная сила, $-\rho \vec{W}$ - сила инерции, возникающая при поступательном ускорении в случае а). В случае б) сила $-\rho [\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}']]$ - центробежная сила инерции, $\vec{\omega}$ - угловая скорость вращения ведра, $|\vec{r}'| = r$ - радиус вектор от оси вращения до элемента с плотностью ρ . Выбирая ось z по оси ведра (рис.5), получаем законы сохранения

$$a) \quad p = \rho r W - \rho g z = const, \quad (53)$$

$$b) \quad p = \rho \frac{\omega^2 r^2}{2} - \rho gz = const. \quad (54)$$

Соотношения (53) и (54) показывают, что полная энергия плотности ρ и давление p на поверхности воды в случаях а) и б) сохраняются, при этом в случае а) поверхность воды образует плоскость с углом наклона $\alpha = -tg(W/g)$ к горизонту. В случае б) поверхность воды оказывается поверхностью параболоида вращения <https://youtu.be/wC6eCUBARzs>. Если давление p равно нулю, то из законов сохранения (53), (54) следует, что плотность энергии поля инерции в этом случае совпадает с плотностью энергии гравитационного поля

$$a) \quad \rho rW = \rho gz, \quad (55)$$

$$b) \quad \rho \frac{\omega^2 r^2}{2} = \rho gz, \quad (56)$$

при этом «элементы» плотности ρ движутся по стационарным траекториям, на которых гравитационные силы (и поля) скомпенсированы силами (и полями) инерции в соответствии с уравнениями движения

$$a) \quad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho \vec{W} = 0, \quad (57)$$

$$b) \quad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}']] = 0. \quad (58)$$

1.3. Квантование в ведре Ньютона

На рис. 6. представлены фотографии воды, вращающейся в ведре Ньютона при разных частотах вращения. Первое, что бросается в глаза, так это «макроквантование» в центре ведра, где образуются (почти) правильные геометрические фигуры — треугольники, квадраты, пятиугольники и т.д. Но, кроме этого, на периферии от центра видны концентрические окружности (на рис. 6 справа особенно четко) плотности, указывающие на макроквантовую структуру жидкости при ее вращении. Образование таких стационарных образований можно объяснить стационарными уравнениями (58), в которых гравитационные



Рис.6. Устойчивые «квантовые» геометрические структуры в центре и на периферии вращающегося водяного вихря в ведре Ньютона.

силы уравновешены силами инерции. Здесь просматривается аналогия с принципом Бора в электродинамике, когда электрон движется ускоренно в поле ядра по стационарной орбите, но при этом не излучает электромагнитных волн и энергия его сохраняется [5].

В классической механике это не единственный наблюдаемый случай, когда вращение механической системы приводит к макроквантованию. Мало кто обращал внимание на эксперименты, которые демонстрируют квантовые процессы в макромире [35-38].

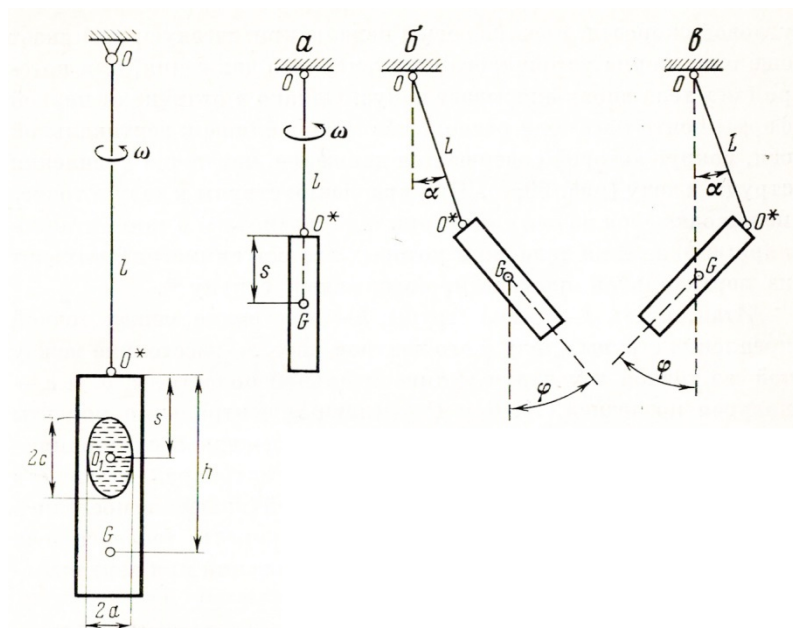


Рис.7. Квантование наклона оси вращения гироскопа при изменении частоты вращения

На рис.7 представлен гироскоп с жидкостным наполнением на шарнирных подвесах в точках O и O^* . Слева на рис. 7 гироскоп в виде цилиндра подвешен вертикально и вращается против часовой стрелки с некоторой частотой ω (положение а)). При увеличении частоты вращения больше некоторой критической величины ω^*_1 (рис.8), гироскоп скачком меняет направление оси вращения на угол φ против часовой стрелки от вертикали (положение б)). При дальнейшем увеличении частоты, начиная с ω^{**}_1 , при критической частоте $\omega > \omega^*_2$ ось гироскопа опять скачком меняет направление оси вращения на угол 2φ по часовой стрелке (положение с)).

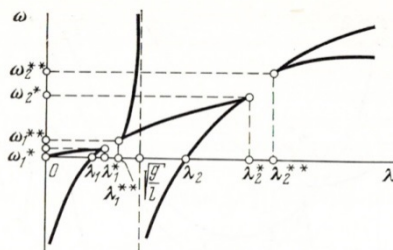


Рис.8. Квантование частот вращения гироскопа с жидкостным наполнением
Надо отметить, что квантование устойчивых состояний гироскопа, подвешенного на струне, наблюдается даже в случае отсутствия жидкостного наполнения [38].

2. Вращательная природа квантовых эффектов и уравнение Шредингера

В гиперпространстве событий теории Физического Вакуума задана неголономная тетрада e^a_k (или произвольно ускоренная 4D система отсчета)

$$e^a_i e^j_a = \delta^j_i, \quad e^a_i e^i_b = \delta^a_b, \quad (59)$$

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

определяющая кручение (33) и связность (39) пространства $A_4(6)$. Кроме того, через тетраду e^a_k определяется трансляционная

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1), \quad (60)$$

и вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = -De^a_i De^i_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n. \quad (61)$$

Из (61) (или из (39)) следуют уравнения параллельного переноса векторов тетрады, которые определяют вращение произвольно ускоренной 4D системы отсчета в шести углах $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$

$$\frac{De^i_a}{ds} + T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (62)$$

Уравнения (62) распадаются на следующую систему уравнений

$$\frac{de^{i_0}}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^{j_0} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^{j_0} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (63)$$

$$\frac{de^{i_A}}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^{j_A} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^{j_A} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (64)$$

Если выбрать вектор e^a_i касательным к траектории движения, то уравнения (63) можно записать как

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad \frac{dx^i}{ds} = e^{i_0}, \quad (65)$$

при этом трехмерная часть уравнений (65) описывает вращение в псевдоевклидовых углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ (например, вращение массы m по орбите), поскольку

$$\frac{dx_\alpha}{cdt} = th \theta_\alpha. \quad (66)$$

Умножая (65) на пробную массу m , получим трансляционные уравнения движения (44) ориентируемой материальной точки [5] или 4D гироскопа. Как было показано выше, в нерелятивистском приближении трехмерная часть уравнений движения (44) переходит в уравнения (47).

С другой стороны, трехмерная часть уравнений (64)

$$\frac{de^{\alpha}_A}{ds} + \Gamma^{\alpha}_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^{\alpha}_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (67)$$

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

описывают вращение системы отсчета в пространственных углах $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ (например, углах Эйлера). Таким образом, трансляционное и вращательное ускоренное движение в вакуумной механике оказываются вращательными движениями, в силу чего она была названа автором механикой Декарта [32].

Используя 4D угловую скорость вращения ускоренной системы отсчета (45), запишем 3D часть уравнений (67) в виде

$$\frac{de^{\alpha}_A}{ds} + \Omega^{\alpha}_{\beta} e^{\beta}_A = -\Gamma^{\alpha}_{\beta k} e^{\beta}_A \frac{dx^k}{ds}. \quad (68)$$

Подобных уравнений нет в теории гравитации Эйнштейна, поскольку эта теория ограничена и не удовлетворяет принципу вращательной относительности.

Решение уравнений Эйнштейна для геометрического описания гравитационного поля массы M описывается метрикой Шварцшильда, которая в квазидекартовых координатах записывается как

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (69)$$

где $\varphi_N = -MG/r$ – потенциал Ньютона. Символы Кристоффеля вычисляются по формуле

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}), \quad ,_k = \frac{\partial}{\partial x^k}. \quad (70)$$

Из метрики (69) видно, что в (квази)инерциальной системе отсчета, в которой источник поля покоится, величины $\Gamma^{\alpha}_{\beta 0}$ в уравнениях (68) обращаются в нуль. Умножая (68) на L_{α} и выбирая вектора e^{α}_A так, чтобы они совпадали с главными осями инерции описываемого нами вращающегося тела, тогда $L_1 = J_1 \omega_1$, $L_2 = J_2 \omega_2$, $L_3 = J_3 \omega_3$, где J_1, J_2, J_3 – главные моменты инерции, $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ – компоненты угловой скорости вращения тела, можно переписать уравнения (68) как $d\vec{L}/ds + [\vec{\omega} \vec{L}] = 0$.

Используя обозначения $u_s = dx_s/ds$ и учитывая, что $u_s u^s = 1$, запишем плотность поля инерции в (квази)инерциальной системе отсчета (50) в виде

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} T^{ji} T^s_{ji} \frac{dx^s}{ds} \frac{dx_s}{ds} = -\frac{1}{vc^2} \Omega^{ij} \Omega_{ji} = \frac{1}{vc^2} \Omega^{ij} \Omega_{ij} = \frac{1}{vc^2} \Omega^2 \quad (71)$$

Представим плотность (41) через нормированное на единицу комплексное поле инерции $\psi(x^i)$ следующим образом

$$\psi(x^i) = \sqrt{\frac{1}{2m v_m c^2}} \Omega(x^i), \quad \int \psi^* \psi dV = 1, \quad v_m = \frac{8\pi G}{c^4}, \quad (72)$$

тогда плотность (71) принимает вид

$$\rho = m \psi^* \psi. \quad (73)$$

Предположим теперь, что нормированное на единицу комплексное поле (72) представляет собой волну де Бройля

$$\psi(\vec{x}, t) = \sqrt{\rho(\vec{x}, t)} \exp(iS(\vec{x}, t) / \hbar), \quad (74)$$

а плотность материи (73) удовлетворяет уравнениями (40)-(42). Далее, в нерелятивистском приближении уравнения движения (40) и (41) в пространстве с метрикой (69) можно записать как

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0, \quad (75)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \vec{v} \right) = -\frac{\rho}{m} \nabla U - \frac{\rho}{m} \nabla Q, \quad (76)$$

где $U = -mMG/r$ - ньютоновская потенциальная энергия, $Q = -m[\vec{\omega} \vec{r}]^2 / 2$ - потенциальная энергия центробежной силы инерции. Именно эта сила компенсирует силу ньютона $\vec{F}_g = -\partial U / \partial \vec{r}$ в кабине космического корабля на стационарной орбите. С другой стороны, на стационарной орбите энергия E материальной частицы m сохраняется (рис.9)

$$U = Q = E = const. \quad (77)$$

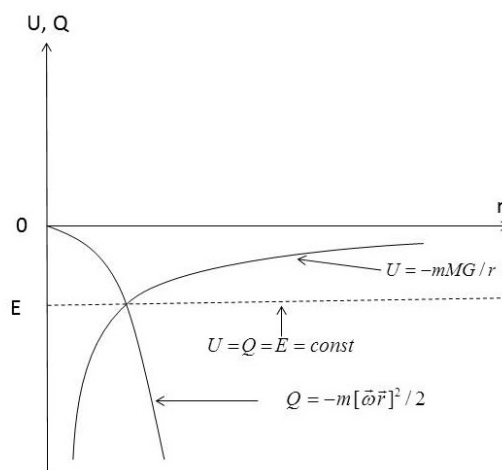


Рис.9. На стационарной орбите энергия E сохраняется

После публикации уравнения Шредингера немецкий математик Э. Маделунг [39] представил комплексное уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi - U\psi = 0 \quad (78)$$

в виде четырех действительных макроквантовых уравнений вида (75), (76), полностью эквивалентных уравнению (78), если [40]

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta |\psi|}{|\psi|}. \quad (79)$$

Приравнивая энергию (79) потенциальной энергии центробежной силы инерции $Q = -m[\vec{\omega} \vec{r}]^2 / 2$ и полагая $v = \omega r$, получим волновое уравнение для описания стационарных состояний макроквантовой системы следующего вида

$$(\Delta - \lambda^{-2})|\psi| = 0, \quad (80)$$

где $\lambda = \hbar / mv$ - длина волны де Бройля. Теперь становится понятным физический смысл квантовой механики: – это теория поля, которая описывает динамику полей инерции, связанных с любым физическими объектами и образующими их плотность распределения материи ρ в соответствии с соотношением (73). В данном случае соотношение (73) записано для массивной частицы без заряда, но вакуумной электродинамике аналогичные соотношения появляются и для заряженных частиц [5].

2.1. Макроквантование орбит и собственного углового момента планет в солнечной системе

Систему уравнений (71)-(80) можно рассматривать как метод квантования уравнений гравитационного поля в нерелятивистском пределе не только в микро, но и в макромире. На рис.10 представлена макроквантовая структура солнечной системы, из которой видно,

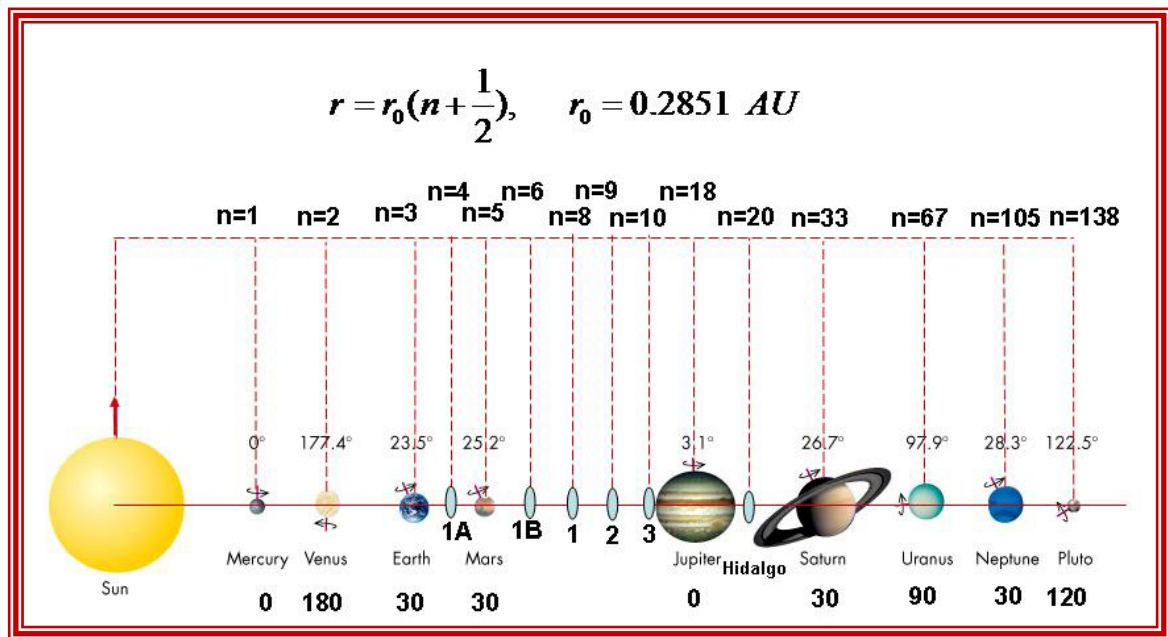


Рис. 10. Макроквантовая структура солнечной системы

что распределение стационарных орбит планет и астероидных поясов представляет собой дискретную структуру, причем среднее расстояние от Солнца до орбиты (почти круговой) определяется в соответствии с формулой (рис. 10)

$$r = r_0 \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (81)$$

где константа $r_0 = 0.2851 \text{ AU}$ (1 AU равна расстоянию от Солнца до Земли).

Теоретическое объяснение этому явлению можно дать, используя макроквантовые уравнения (71)-(80), при этом необходимо записать уравнение (78) в виде

$$i c_1 \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{c_1^2}{2m} \nabla^2 \psi - U \psi = 0, \quad (82)$$

где $U = -mMG/r$ - ньютоновская потенциальная энергия, c_1 - произвольная константа. Из уравнения (82) следует полуклассическая формула (формула Бора для стационарных орбит) квантования орбитального импульса

$$p = mvr = c_1(n + 1/2), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (83)$$

из которой видно, что среднее расстояния от Солнца до планет должно подчиняться соотношению

$$r = \frac{c_1}{mv} (n + 1/2), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (84)$$

Сравнивая (84) с (81), находим $c_1 = mvr_0$. Мы видим, что, в отличие от частиц микромира, частицы-планеты в солнечной системы как показывает опыт, не удовлетворяют принципу тождественности, поэтому в макромире единая квантовая константа, подобная постоянной Планка \hbar , отсутствует. Вместо нее универсальной константой квантования оказывается константа

$$r_0 = c_1 / mv = 0.2851 \text{ AU}, \quad (85)$$

Это соотношение показывает, что нарушение принципа тождественности планет в солнечной системе говорит о существовании нескольких констант c_1 , растущих с ростом массы планеты.

На рис. 10 представлены астрономические данные, показывающие наклоны осей вращения планет к оси вращения Солнца. Как легко видеть, эти наклоны «квантованы» и принимают значения, близкие к 0° , 30° , 90° , 120° , 180° . Для объяснения этого (нерелятивистского) явления теории гравитации Эйнштейна и, тем более, Ньютона недостаточно. Дело в том, что в этих теориях не существует вращательных уравнений (68).

3. Влияние прецессии (нутаии) вращающегося тела на движение его центра масс

Для определения физических следствий вакуумной механики удобно использовать математический аппарат 1+3 расщепления уравнений (A), (B) Физического Вакуума, записав их в виде

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

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

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

где $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$ - локальные индексы, $u_a = dx_a / d\tau$ - локальная 4D скорость удовлетворяющая соотношению $u_a u^a = -1$, $A_a = du_a / ds$ - локальное 4D ускорение, $h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b$ - 4D метрический тензор пространственно-подобного 3D сечения, ортогонального u_a , g_{ab} - 4D локальный метрический тензор, $R^d{}_{abc}$ - локальная риманова кривизна $R^d{}_{abc}$ и $T^c{}_{ab}$ - локальное торсионное поле (поле инерции), представимое как

$$T^c{}_{ab} = e^c{}_i \nabla_a e^i{}_b = e^c{}_0 \nabla_a e^0{}_b = u^c \nabla_a u_b = \\ = -A_a u_b u^c + \omega_{ab} u^c + \sigma_{ab} u^c + \frac{1}{3} \theta h_{ab} u^c. \quad (86)$$

Здесь $A_a = du_a / ds$ - 4D ускорение локальной системы отсчета, а три независимых параметра θ , $\omega_{ab} = -\omega_{ba}$, σ_{ab} представляют собой расширение

$$\theta = \nabla_a u^a, \quad u_a u^a = -1; \quad (87)$$

вращение

$$\omega_{ab} = \nabla_{[b} u_{a]} + A_{[a} u_{b]}, \quad A_a = \frac{du_a}{ds}, \quad \omega_{ab} u^b = 0 \quad (88)$$

и сдвиг (или деформацию)

$$\sigma_{ab} = \nabla_{(b} u_{a)} + A_{(a} u_{b)} - \frac{1}{3} h_{ab} \theta, \quad h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b, \quad \sigma_{ab} u^b = 0, \quad h_{ab} u^b = 0 \quad (89)$$

пространства $A_4(6)$, порожденные полями инерции.

Из (B^{1+3}) следует уравнение связи

$$\nabla_a \omega^a - A_a \omega^a = 0, \quad (90)$$

показывающее, что 4D локальный (псевдо)вектор вращения $\omega^a = \varepsilon^{abc} \omega_{bc} / 2$ связан с 4D поступательным ускорением A_a . Управляя локально (псевдо)вектором ω_a , мы можем изменять скорость u_b и ускорение A_a центра масс. Хотя этот вывод явно противоречит теореме ньютоновской механики о сохранении импульса центра масс изолированной от внешних сил механической системы, имеются эксперименты, подтверждающие справедливость уравнения (90).

3.1 О связи ускорения центра масс гироскопа с его вращением

Уже из уравнений Эйлера (4) и (5) видна связь между ускорением центра масс и угловой скоростью вращения твердого тела. В самом деле, используем уравнения Эйлера (6) и (7), описывающие движение свободного абсолютно твердого тела в ускоренной системе отсчета, жестко связанной с твердым телом. Выберем оси ускоренной системы отсчета так, чтобы они совпадали с главными осями инерции тела, тогда

$$L_1 = I_1 \omega_1, \quad L_2 = I_2 \omega_2, \quad L_3 = I_3 \omega_3.$$

Покомпонентная запись уравнений (6) и (7) имеет вид

$$M \frac{dV_1}{dt} = -M\omega_2 V_3 + M\omega_3 V_2, \quad M \frac{dV_2}{dt} = -M\omega_3 V_1 + M\omega_1 V_3, \quad M \frac{dV_3}{dt} = -M\omega_1 V_2 + M\omega_2 V_1, \quad (91)$$

$$\frac{d\omega_1}{dt} = -\frac{(I_3 - I_2)}{I_1} \omega_2 \omega_3, \quad \frac{d\omega_2}{dt} = -\frac{(I_1 - I_3)}{I_2} \omega_1 \omega_3, \quad \frac{d\omega_3}{dt} = -\frac{(I_2 - I_1)}{I_3} \omega_1 \omega_2. \quad (92)$$

Из уравнений (91) и (92) видно, что, в общем случае, скорость центра масс и угловая скорость вращающегося твердого тела не постоянны, даже когда на твердое тело не действуют внешние силы и моменты внешних сил. Заметим, что этот вывод противоречит первому закону механики Ньютона. Рассмотрим случай, когда $I_1 = I_2$. Тогда мы получаем симметричное относительно оси вращения $x_3 = z$ твердое тело или гироскоп. При выбранном условии уравнения (92) принимают вид

$$\frac{d\omega_1}{dt} = -\Omega \omega_2, \quad \frac{d\omega_2}{dt} = \Omega \omega_1, \quad \frac{d\omega_3}{dt} = 0, \quad \omega_3 = \omega_0 = const, \quad (93)$$

где мы ввели обозначение

$$\Omega = \omega_3 \frac{(I_3 - I_1)}{I_1}. \quad (94)$$

С другой стороны решение, первых двух уравнений (93) запишется как

$$\omega_1 = C \cos \Omega t, \quad \omega_2 = C \sin \Omega t, \quad (95)$$

где

$$C = (\omega_1^2 + \omega_2^2)^{1/2} = const.$$

Подставляя (95) в уравнения (91), имеем

$$M \frac{dV_1}{dt} = M(-C \sin \Omega t V_3 + \omega_0 V_2), \quad M \frac{dV_2}{dt} = M(-\omega_0 V_1 + C \cos \Omega t V_3), \quad (96)$$

$$M \frac{dV_3}{dt} = M(-C \cos \Omega t V_2 + C \sin \Omega t V_1).$$

Если начальная скорость V в уравнениях (96) отлична от нуля, то мы должны наблюдать изменение скорости центра масс свободного гироскопа, при этом полная энергия системы (поступательная + вращательная) сохраняется.

Сократив уравнения (96) на массу M и опуская (для простоты) штрих у дифференциала, представим их как

$$\begin{pmatrix} \frac{dV_1}{dt} \\ \frac{dV_2}{dt} \\ \frac{dV_3}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \omega_0 & -C \sin \Omega t \\ -\omega_0 & 0 & C \cos \Omega t \\ C \sin \Omega t & -C \cos \Omega t & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{pmatrix}. \quad (97)$$

Общее решение системы уравнений (97) для скорости центра масс симметричного гироскопа с частотой вращения ω_0 и угловой частотой нутации Ω найдем в виде [41]

$$\vec{V}(t) = C_1 \vec{v}_1(t) + C_2 \vec{v}_2(t) + C_3 \vec{v}_3(t), \quad (98)$$

где

$$\vec{v}_1 = \begin{pmatrix} A_0 \cos \Omega t \\ A_0 \sin \Omega t \\ R_0 + 2 \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_2 = \begin{pmatrix} A_1 e^{i(\Omega-\beta)t} + B_1 e^{-i(\Omega+\beta)t} \\ -iA_2 e^{i(\Omega-\beta)t} + iB_1 e^{-i(\Omega+\beta)t} \\ (R_1 + R_2 + 1)e^{-i\beta t} \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_3 = \begin{pmatrix} A_2 e^{i(\Omega+\beta)t} + B_2 e^{-i(\Omega-\beta)t} \\ -iA_2 e^{i(\Omega+\beta)t} + iB_2 e^{-i(\Omega-\beta)t} \\ (R_3 + R_4 + 1)e^{i\beta t} \end{pmatrix},$$

$\Omega = \omega_0(I_3 - I_1)/I_1$ - угловая частота нутации, $I_3, I_1 = I_2$ - главные моменты инерции

$$\beta = \sqrt{C^2 + (\Omega + \omega_0)^2} = \text{const} \quad C = \sqrt{C \sin^2 \Omega t + C \cos^2 \Omega t} = \text{const},$$

$$A_0 = \frac{C^2 R_0 - 2\omega_0^2}{C\omega_0}, \quad A_1 = \frac{CR_1}{2\omega_0} + \frac{\alpha(1-R_2) - \omega_0(1+R_2)}{2C}, \quad \alpha = \sqrt{C^2 + \omega_0^2},$$

$$A_2 = \frac{CR_3}{2\omega_0} + \frac{\alpha(1-R_4) - \omega_0(1+R_4)}{2C}, \quad B_1 = \frac{CR_1}{2\omega_0} - \frac{\alpha(1-R_2) + \omega_0(1+R_2)}{2C}$$

$$R_0 = \frac{2\omega_0(\alpha^2 + \Omega\omega_0)}{C^2\Omega} \quad B_2 = \frac{CR_1}{2\omega_0} - \frac{\alpha(1-R_4) + \omega_0(1+R_4)}{2C}$$

$$R_1 = \frac{2\omega_0(\alpha^2 + \Omega\omega_0 + \alpha\sqrt{C^2 + (\Omega + \omega_0)^2})}{C^2\Omega}$$

$$R_2 = -\frac{2(\alpha^2 + \Omega\omega_0)(\alpha^2 + \Omega\omega_0 + \alpha\sqrt{C^2 + (\Omega + \omega_0)^2})}{C^2\Omega^2} - 1$$

$$R_3 = \frac{2\omega_0(\alpha^2 + \Omega\omega_0 - \alpha\sqrt{C^2 + (\Omega + \omega_0)^2})}{C^2\Omega}$$

$$R_4 = -\frac{2(\alpha^2 + \Omega\omega_0)(\alpha^2 + \Omega\omega_0 - \alpha\sqrt{C^2 + (\Omega + \omega_0)^2})}{C^2\Omega^2} - 1$$

Константы C_1, C_2, C_3 в соотношении (98) определяются из начальных условий и удовлетворяют следующей системе линейных алгебраических уравнений

$$\begin{pmatrix} A_0 & \frac{C}{\omega_0}R_1 - \frac{\omega_0}{C}(R_2 + 1) & \frac{C}{\omega_0}R_3 - \frac{\omega_0}{C}(R_4 + 1) \\ 0 & \frac{i\alpha}{C}(R_2 - 1) & \frac{i\alpha}{C}(R_4 - 1) \\ R_0 + 2 & R_1 + R_2 + 1 & R_3 + R_4 + 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_1(0) \\ V_2(0) \\ V_3(0) \end{pmatrix}. \quad (99)$$

Рассмотрим случай : $C=8, \Omega=5, \omega_0=100$ и выберем начальные условия в виде

$$\vec{x}(0) = \begin{pmatrix} x0 \\ y0 \\ z0 \end{pmatrix} = \vec{0}, \quad \vec{V}(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Результаты расчетов при этих начальных условиях представлены на рис.11.

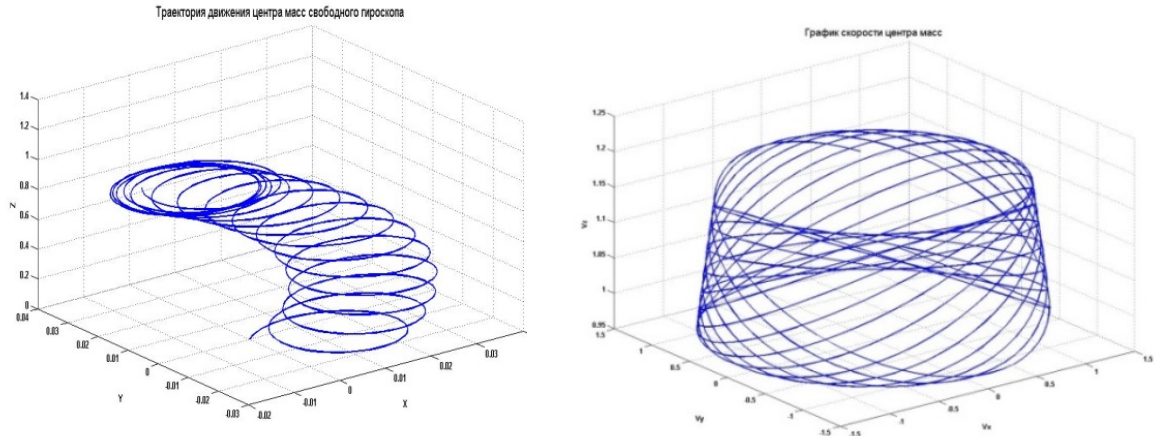


Рис.11. Ускоренное движение центра масс свободного гироскопа при его нутации: слева – траектория центра масс; справа – изменение скорости центра масс

Результаты, представленные на рис. 11, согласуются с экспериментальными данными на рис. 2, на котором мы видим ускоренное движение точек нутирующего гироскопа. В данном случае, на рис. 11 такой точкой является центр масс нутирующего гироскопа.

Релятивистским обобщением уравнений Эйлера (4) и (5) являются уравнения (63) и (64), которые, с учетом соотношения (45), принимают вид

$$\frac{du^i}{ds} + \Omega^i_j u^j = -\Gamma^i_{jk} u^j u^k, \quad u^i = \frac{dx^i}{ds} = e^i_0 \quad (100)$$

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Omega^i_j e^j_A = -\Gamma^i_{jk} e^j_A u^k. \quad (101)$$

Напомним, что здесь $\Omega_{ij} = -\Omega_{ji}$ - 4D угловая скорость вращения системы отсчета e^a_i , связанной с материальным телом. Сравнивая уравнения движения центра масс (100) с уравнениями теории гравитации Эйнштейна (48а), мы находим их различие из-за дополнительной силы инерции

$$m \Omega^i_j u^j. \quad (102)$$

Действительно, уравнения (48а) описывают движение свободно падающих лифтов Эйнштейна без пространственного 3D вращения, в то время как уравнения (100) учитывают пространственное 3D вращение свободно падающих лифтов (вращение в углах Эйлера). Поэтому траектории тела, которое движется во внешних гравитационных полях без 3D вращения и с 3D вращением отличны друг от друга.

3.2 Влияние вращения объекта на его траекторию. Обобщение принципа эквивалентности Галилея-Ньютона-Эйнштейна для вращающихся тел

Если умножить уравнения (100) на массу пробной частицы m , можно увидеть, что траектория движения, при условии (102), совпадает с уравнениями (48а) теории гравитации Эйнштейна. Для уравнений (48а), как известно, выполняется принцип эквивалентности Галилея-Ньютона-Эйнштейна, согласно которому все тела падают в гравитационном поле с одинаковым ускорением. Ситуация меняется, когда сила инерции (102), вы-

званная вращением, отлична от нуля. В этом случае из уравнений (100) следует нарушение принципа эквивалентности Галилея-Ньютона-Эйнштейна в том смысле, что траектория тела, которое не имеет собственного 3D вращения, отличается от траектории тела с собственным вращением. Иными словами, траектория не вращающегося гироскопа не совпадает с траекторией гироскопа без вращения. Когда два вращающихся тела свободно падают в одном и том же гравитационном поле возникают две возможности: 1) угловая скорость вращения тел одинакова, тогда их траектории одинаковы (т.е. выполняется «вращательный» принцип эквивалентности); 2) угловая скорость свободно падающих вращающихся тел различна, тогда происходит нарушение «вращательного» принципа эквивалентности, поскольку траектории (т.е. ускорения) будут для этих тел различны.

Экспериментальным доказательством нарушения принципа эквивалентности Галилея-Ньютона-Эйнштейна, является запуск американских ракет Юпитер-С со спутниками Explorer-I, ..., -IV (31 января- 26 июля 1958 года), у которых вторая и третья ступени разгонного блока вращались со скоростью 750 об/мин. (см. рис. 12) [42].



Рис. 12. Ракета Юпитер-С как массивный гироскоп

Ожидалось, что орбита спутника Explorer-I будет иметь в перигее (самая низкая высота над Землей) около 224 км и в апогее (самая большая высота) 1575 км. На самом деле перигей и апогей оказались 360 км и, более значимо, 2534 км соответственно, с орбитальным периодом 114,7 минуты вместо 105 минут. Поскольку расчеты траектории Explorer-I велись на основе теории гравитации Ньютона-Эйнштейна, то было непонятно, какой фактор привел к дополнительным 959 км. в апогее (рис. 13) и заставил двигаться Explorer-I (и последующие спутники Explorer) по орбите, которая намного выше (и более эллиптическая) расчетной. В период времени – с 17 марта 1958 года до 12 сентября 1959 года – ВМФ США успешно запустил в космос три спутника Авангард с помощью ракеты Юпитер-С. И все они тоже оказались на “более высоких и более эллиптических орбитах”, чем планировалось. Необходимо отметить, что трехступенчатая ракета ВМФ США тоже вращалась для “стабилизации” со скоростью приблизительно 100 оборотов в минуту. Все эти независимые результаты динамики раскрыли “огромные, зияющие дыры” в традиционной механике Ньютона-Эйнштейна, при этом Вернер фон Браун, будучи

директором НАСА, и научная пресса, освещающая космическую программу, скрывали от общественности эти факты 50 лет (с 1958 по 2008 год [41]), продолжала вести себя так, как будто все в порядке.

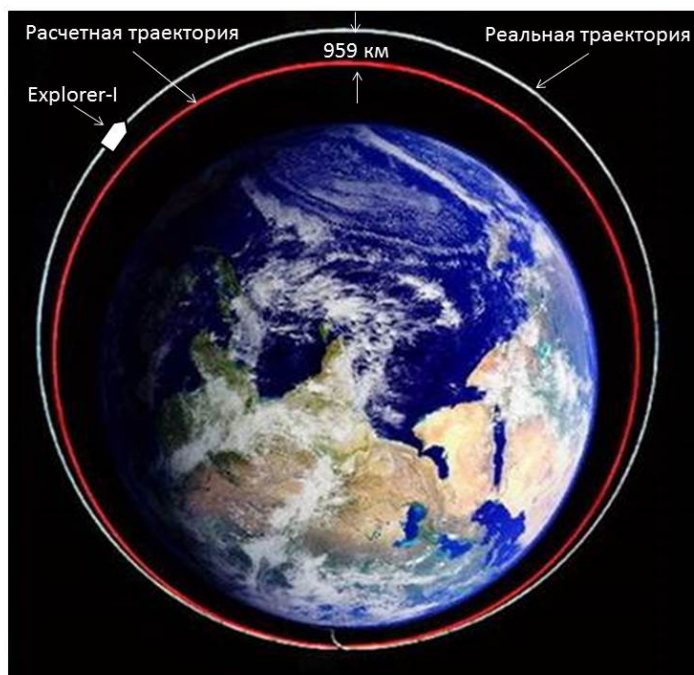


Рис. 13. Траектории спутника Explorer-I расчетная (красная) и реальная (белая).

В своей лунной ракете Юно-2 (дальнейшей модификации ракеты Юпитера-С) Вернер фон Браун воспользовался той же “вращающейся трубой” для четырех ступеней твердотопливной ракеты, что и при предыдущих запусках Explorer. И гироскопический эффект, вызванный силой (102), сработал снова, придав космическому аппарату Пионер 4 большую скорость, чем предсказали вычисления, сделанные на основе стандартной динамики Ньютона-Эйнштейна. Поэтому Пионер 4, запущенный 3 марта 1959 года, вышел на лунную орбиту быстрее, оказавшись впереди Луны на 59.533 км. (рис. 14).

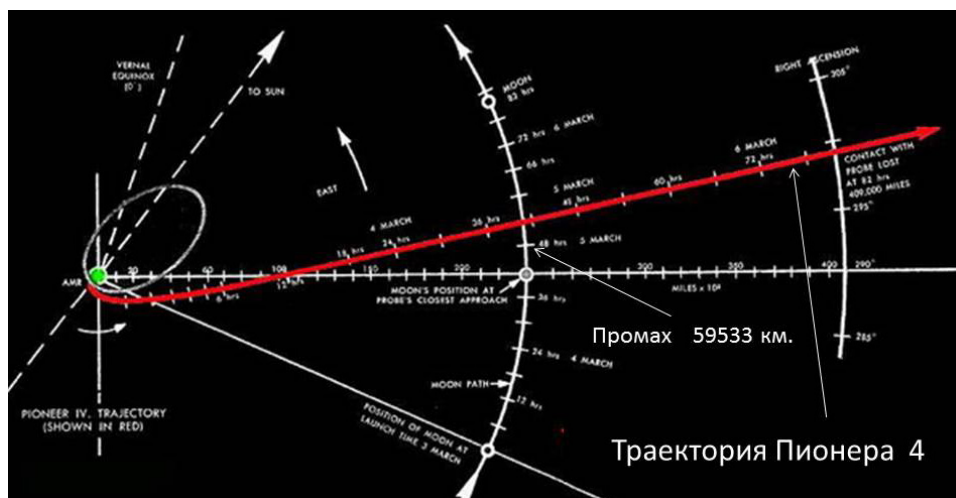


Рис. 14. Траектории Пионера 4 демонстрирует промах при выходе на орбиту Луны

Первый советский автоматический лунный зонд пересек орбиту Луны, но оказался впереди Луны на целых “5.953 км” перед тем, как остаться на годичной, солнечной орбите. Главный вопрос таков: почему, при наличии такой массы технологий, был совершен промах? Глядя на эту миссию со стороны, можно утверждать одно: какие бы не учтенные силы не действовали на американский Explorer (и на Авангард ВМФ) на орбите Земли, они действовали и на советские космические аппараты. Пролет мимо Луны, да еще и на расстояние большее, чем диаметр самой Луны (3.475 км), учитывая наличие сложной системы космической навигации, является важным свидетельством того, что загадочная “сила” (не ньютон-эйнштейновское тяготение), действующая на космические аппараты фон Брауна, действовала и на советские аппараты. Согласно уравнениям (100) этой силой могла бы быть сила инерции (102), вызванная вращением отдельных элементов или навигационных гироскопических систем ракет, запускающих космические аппараты.

Американский исследователь Брюс Де Пальма, получивший традиционное физическое образование в двух лучших университетах планеты – МТИ и Гарварде, после почти двадцатилетнего наблюдения “закрытости” американского научного сообщества”, постоянно игнорировавшего новое экспериментальное свидетельство в пользу традиционных теоретических “объяснений”, решил уйти и создать свою независимую исследовательскую организацию, которую он назвал “Институт Моделирования” (The Similarity Institute).

3 мая 1977 года Брюс Де Пальма провел в институте Институт Моделирования серию гироскопических экспериментов под названием «вращающийся шар», которые явно демонстрировали нарушение принципа эквивалентности Галилея-Ньютона-Эйнштейна. В этих экспериментах два стальных шара диаметром 2,5 см располагались на рабочем конце обычной электрической дрели. Один шар находился в чашке, прикрепленной к валу дрели, поэтому он вращался с очень высокой скоростью (приблизительно 27.000 оборотов в минуту). Другой шар находился в аналогичной чашке, прикрепленной кронштейном к стационарному корпусу дрели и подогнанной так, чтобы второй шар находился на одном уровне с первым. В ходе эксперимента дрель располагалась вертикально, чашки “смотрели” вверх, и дрель включалась. Чашка, прикрепленная к стационарному корпусу дрели (со

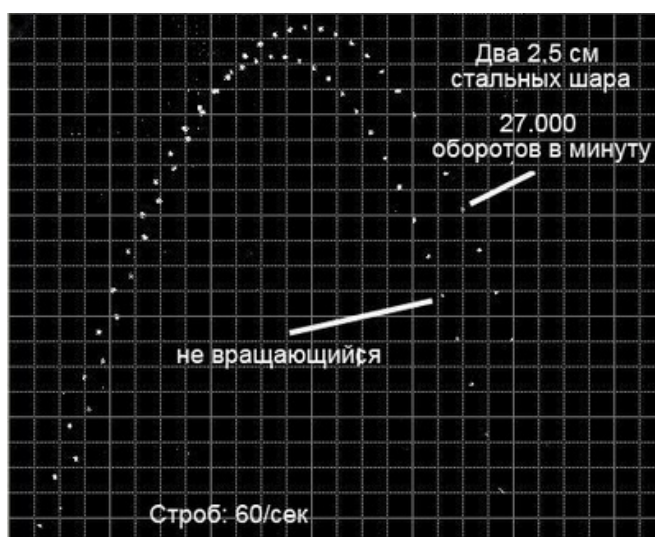


Рис. 15. Различие траекторий тел, движущихся с одинаковыми начальными скоростями без вращения (нижняя кривая) и с вращением (верхняя кривая)

вторым стальным шаром внутри), не вращалась. Когда мотор дрели достигал максимальной скорости, Де Пальма быстрым движением толкал дрель вверх, придавая шарам по-

ступательное движение, а, затем, внезапно останавливал ее. Это заставляло оба шара вылетать из чашек в одном и том же направлении вверх – “вращающийся шар” (отсюда и название эксперимента) и не вращающийся шар позади первого. Помещая своего помощника Делверса с дрелью на угольно-черном фоне в темной лаборатории, а затем, освещая два летящих вверх шара мощным стробоскопическим светом, Де Пальме удалось сделать выдержанные фотографии с открытым затвором камеры, шары освещались только периодической стробоскопической вспышкой (60 раз в секунду). В результате появилась “стробоскопическая фотография” параболической дуги двух стальных шаров, летящих вверх, а затем падающих на Землю с гравитационным ускорением. На рис. 15 можно увидеть возникающее стробоскопическое изображение двух шаров, летящих по двум разным траекториям. Очевидно, что вращающийся шар (27.000 оборотов в минуту) взлетал выше и падал быстрее, чем не вращающийся. Результат эксперимента являлся доказательством нарушением принципа эквивалентности Галилея-Ньютона-Эйнштейна для вращающихся тел в однородном гравитационном поле вблизи поверхности Земли. Эти эксперименты показывают, что “инертная масса” и “гравитационная масса” не эквивалентны друг другу, если тело имеет собственное вращение, т.е. время падения гироскопа с вращением не равно времени падения того же гироскопа без вращения.

В работе [43] японских исследователей измерялось время свободного падения право и левовращающихся гироскопов, имеющих частоту вращения 18000 об/мин, которое, затем, сравнивалось со временем падения гироскопа без вращения. В эксперименте учитывались возможное влияние на траекторию: 1) аэродинамических потоков; 2) электродинамических влияний магнита 1; 3) действие сил инерции с использованием уравнения

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = mg_0 - 2m[(\vec{\omega} + \vec{\Omega})\vec{v}'] , \quad (103)$$

где $\vec{\omega}$ - угловая скорость вращения гироскопа, $\vec{\Omega}$ - угловая скорость вращения Земли, $g_0 = 980.0658 \text{ см/сек}^2$ - ускорение свободного падения на широте эксперимента. Отметим, что использовать уравнение (103) надо с осторожностью, поскольку гироскоп не материальная точка, а протяженный объект. Уж если учитывать действие сил инерции на гироскоп, то необходимо использовать уравнения (100), (101). Важным экспериментальным выводом работы [43] является то, что при вращении гироскопа влево и вправо траектории центра масс отличаются от траектории не вращающегося гироскопа. Пересчет траекторий на отклонение наблюдаемого g от $g_0 = 980.0658 \text{ см/сек}^2$ дает следующие результаты

$$\langle g(L) - g(0) \rangle = 0.0029 \pm 0.0663 \text{ см/сек}^2 , \quad (104)$$

Отсюда видно, что вращение гироскопа влево почти не влияет на падение гироскопа, однако вращение вправо нарушает принцип эквивалентности. Из (104),(105) так же следует, что вращающийся вправо гироскоп падает медленнее, чем не вращающийся. Авторы называют это явление эффектом антигравитации [43].

4. Зависимость массы от угловой скорости в вакуумной механике

Из школьной формулы для полной энергии вращающегося тела, которое движется поступательно со скоростью \vec{v} и при этом вращается с угловой скоростью $\vec{\omega}$, мы имеем

$$E_{II} = \frac{mv^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} . \quad (105)$$

Поэтому, в соответствии с общей релятивистской формулой Эйнштейна $E = mc^2$, масса вращающегося тела должна зависеть не только от поступательной скорости \vec{v} , но и от угловой скорости $\vec{\omega}$. Простую теоретическую зависимость инерционной массы от частоты $\vec{\omega}$ в квантовой теории можно получить, приравнявая две энергии: релятивистскую энергию Эйнштейна $E = mc^2$ и квантовую энергию Планка $E = \hbar\omega$. В результате мы получим

$$m = \hbar\omega / c^2. \quad (106)$$

Применяя формулу (106) к такому элементарному гироскопу как электрон, и учитывая, что $s = \hbar/2$, получаем квадратичную зависимость массы от частоты.

Плотность вакуумных полей инерции определяется соотношением (34), поэтому масса вакуумного возбуждения определяется как мера поля инерции T^i_{jk} в соответствии с формулой

$$m(\Omega_{jm}) = \int \rho \sqrt{g} dV = \frac{2}{c^2} \int \frac{g^{jm}}{v} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{j|m]} + T^i_{s[j} T^s_{i|m]} \right\} \sqrt{g} dV \quad (107)$$

Учитывая (45), находим, что масса вакуумного возбуждения определяется через квадрат угловой скорости (46) и через ее ковариантную производную. Эта зависимость говорит о том, что, управляя вращением внутри объекта, можно изменить его инерционную массу. Существует ряд экспериментов, которые показывают, что изменение инерционной массы приводит также к эффективному изменению массы гравитационной, в соответствии с обобщенным принципом эквивалентности.

4.1 Изменение веса у прецессирующего гироскопа

Зависимость инерционной массы от угловой частоты следует из уравнений Эйлера (4),(5), записанных для симметричного прецессирующего в гравитационном поле гироскопа с одной неподвижной точкой (точкой опоры)

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = m\vec{g} + \vec{R} - [\vec{\omega}\vec{P}], \quad \frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r}_c m\vec{g}] - [\vec{\omega}\vec{L}], \quad |\vec{r}_c| = l, \quad (108)$$

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

При вертикальном расположении оси вращения гироскопа прецессия отсутствует и уравнениях (108) выполняются соотношения

$$\vec{P} = m[\vec{\omega}\vec{r}_c] = 0, \quad \vec{M} = [\vec{r}_c m\vec{g}] = 0, \quad \vec{\omega} = \vec{\omega}_r, \quad m\vec{g} + \vec{R} = 0, \quad \text{откуда следует } \vec{R} = -m\vec{g}, \text{ т.е. сила}$$

реакции опоры равна весу гироскопа и центр масс гироскопа находится в покое. В случае прецессии ось вращения

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

где $\vec{\Omega}_\Pi$ - угловая скорость прецессии. Из (4) и (5) следует, что в случае прецессии

$\vec{R} \neq m\vec{g}$, при этом значение реакции опоры \vec{R} будет отличаться от значения $-m\vec{g}$ на величину порядка $\vec{\Omega}_\Pi^2$ [8]. Это означает, что вес (гравитационная масса) прецессирующего гироскопа и вес гироскопа без прецессии будут различаться друг от друга, причем такое различие можно интерпретировать как квадратичную зависимость массы прецессирующего гироскопа от угловой скорости прецессии $\vec{\Omega}_\Pi$ в соответствии с формулой

$$\mu^* = \mu(1 - \Omega_\Pi^2 l \sin^2 \theta / g \cos \theta), \quad (110)$$

где θ - угол прецессии, $\Omega_{II} = \mu l g / L$ - угловая скорость прецессии. Формула получена с использованием уравнений (4) и (5) и в предположении, что $\Omega_{II} \ll \omega$. Из формулы (110) видно, что наблюдаемый вес прецессирующего гироскопа уменьшается.

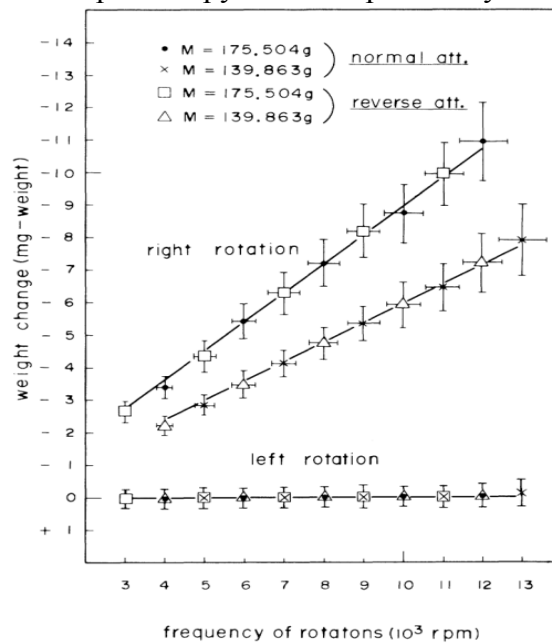


Рис. 16. Эксперимент, показывающий устойчивую потерю веса гироскопом с правым вращением (верхний график) и отсутствие изменения веса гироскопом с левым вращением (нижний график)

Первые наблюдения потери веса у вращающегося гироскопа были опубликованы в России Н. Козыревым, причем гироскоп Козырева должен был прецессировать, поскольку основание гироскопа находилось в состоянии вибрации [43]. Эксперименты Н. Козырева были повторены японскими исследователями Х. Хаясаки и С. Такеучи [44]. На рис. 16 представлены экспериментальные результаты по изменению веса гироскопов с массой 175.504 ± 0.001 г. и 139.863 ± 0.001 г., учитывающие экранировку от внешнего магнитного поля Земли. Из графика на рис.16 видно, что правое вращение гироскопа вокруг вертикальной оси приводит к потере веса порядка 0.011 ± 0.001 г. При проведении эксперимента учитывались следующие систематические ошибки: 1) разницу в динамике правого и левого вращений; 2) различие электромагнитных взаимодействий двух вращений; 3) различие аэродинамических потоков для двух вращений; 4) различие моментов, создаваемых силами трения для двух вращений; 5) различие в действии окружающей среды при повторных экспериментах; 6) различие в действиях сил инерции; 7) различие в спин-спиновых взаимодействиях между вращением гироскопов и вращением Земли. Вклад всех явлений оказывается незначительным, что указывает на высокий профессиональный уровень достоверности полученных результатов. Авторы считают, что ускорение свободного падения меняться не может, поэтому полученные результаты интерпретируются как изменение инерционной массы гироскопа при его вращении.

5. О квантовой структуре пространства в вакуумной механике

В современной науке страсть к засекречиванию фундаментальных научных явлений властными структурами необходимо отнести к политизации научных исследований, что значительно тормозит развитие фундаментальной физики. Подобно пятидесятилетнему

секрету Вернера фон Брауна (1958-2008 г.) в России был на 8 лет засекречен эффект космонавта В. Джанибекова (1985-1993 г.).

В. Джанибеков в мае 1985 г., заметил, что простейший гироскоп в виде вращающейся гайки, пролетев примерно 40 сантиметров ушками вперед, совершает внезапное резкое изменение углового момента L (спина) на 180 градусов и продолжает лететь в том же направлении, но уже ушками назад. Затем, опять пролетев сантиметров 40, гайка снова меняет собственный момент вращения L на 180 градусов и продолжает лететь снова ушками вперед, как вначале и так далее. В. Джанибеков неоднократно проделывал эксперимент, и результат неизменно повторялся <http://www.youtube.com/watch?v=GJlaK5JgTiQ> (рис.17).



Рис.17. 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, резко изменяет направление вектора собственного вращения на 180° .

Конечно, в этом эксперименте возникают вопросы, которых требуют экспериментальной проверки, например, будет ли этот эффект в вакууме, т.е. в отсутствии аэродинамического сопротивления, которое существует в кабине космического корабля? Сейчас с уверенностью можно сказать, что эффект Джанибекова демонстрирует макроквантование собственной момента L гайки, выделяя его устойчивые направления, отличающиеся на 180° . Это напоминает макроквантование собственного момента планет солнечной системы, движущихся в центральном гравитационном поле Солнца (см. раздел 2.1 и рис. 10).

В самом общем виде уравнения Физического Вакуума (A), (B) описывают спинорную структуру 10ти мерного (гипер)пространства-времени в котором они имеют вид расширенной системы уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса. Для правой материи A_s^+ , B_s^+ эти уравнения записываются как [5]:

1) геометризованные нелинейные спинорные уравнения Гейзенберга

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

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

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

2) геометризованные спинорные уравнения Эйнштейна

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

3) геометризованные спинорные уравнения Янга-Миллса с калибровочной группой $SL(2, C)$

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

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

плюс уравнения $\bar{A}_{s^+}, \bar{B}_{s^+}$, описывающие левую материю, плюс уравнения, описывающие левую материю $\bar{A}_{s^-}, \bar{B}_{s^-}$ и левую антиматерию $\bar{A}_{s^-}, \bar{B}_{s^-}$. Таким образом, спинорные уравнения (A), (B) описывают объекты, существующие во всех областях пространства (рис. 18), т.е. брадионы (досветовые объекты), люксоны (световые объекты) и тахионы (сверхсветовые объекты). Это означает, что в теории Физического Вакуума имеет место

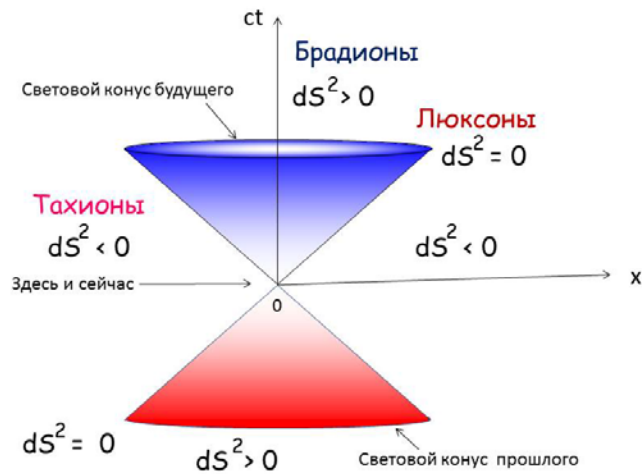


Рис. 18. Область действия уравнений Физического Вакуума

обобщение классической причинности, которую мы будем называть Сверхпричинностью и в которой классические элементы причинности - причина и следствие (сначала причина, а потом следствие) могут меняться местами.

Каждое решение четырех систем уравнений $A_s^+, B_s^+, A_s^-, B_s^-, \bar{A}_s^+, \bar{B}_s^+, \bar{A}_s^-, \bar{B}_s^-$ носит триплетный характер. Например, статическое, сферически-симметричное решение уравнений A_s^+, B_s^+ , подобное решению с метрикой Шварцшильда, в обозначениях формализма Ньюмена-Пенроуза [34] имеет следующий вид [5]:

1. Для компонент обобщенных матриц Паули :

$$\begin{aligned} \sigma^i{}_{0\dot{0}} &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{1\dot{1}} = (1, U, 0, 0), \quad \sigma^i{}_{0\dot{1}} = \rho(0, 0, P, iP), \\ \sigma_i{}^{0\dot{0}} &= (1, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{1\dot{1}} = (-U, 0, 0, 0), \quad \sigma_i{}^{0\dot{1}} = -\frac{1}{2\rho P}(0, 0, 1, i), \end{aligned} \quad (111)$$

где $U = -\varepsilon_0 + \Psi^0/r$, $\varepsilon_0 = \pm 1/2, 0$, $P = (2)^{-1/2}(1 + \zeta\bar{\zeta}/4)$, $\zeta = x^2 + ix^3$,

а $\Psi^0 = \text{const}$ – функция источника.

2. Для спинорных компонент торсионного поля $T^i{}_{jk}$:

$$\begin{aligned} \rho &= -1/r, \quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0/r, \quad \gamma = \Psi^0/2r^2, \\ \mu &= -1/2r + \Psi^0/r^2, \quad \alpha^0 = \zeta/4. \end{aligned} \quad (112)$$

3. Для спинорных компонент тензора Римана (Вейля) :

$$C_{0011} \leftrightarrow \Psi_{0011} = \Psi_2 = \Psi = -\Psi^0/r^3. \quad (113)$$

При $\varepsilon_0 = +1/2$ для брадиона (для люксона $\varepsilon_0 = 0$, для тахиона $\varepsilon_0 = -1/2$) в (квази)сферических трансляционных координатах

$$ct = x^0 - \int dr/2U, \quad r = x^1, \quad \sin\theta = (\zeta\bar{\zeta})^{1/2}/(1 + 1/4\zeta\bar{\zeta}), \quad \text{tg}\varphi = x^3/x^4,$$

трансляционная метрика

$$ds^2 = g_{ik} = \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \sigma_i{}^{A\dot{B}} \sigma_k{}^{C\dot{D}} dx^i dx^k, \quad \varepsilon_{AC} = \varepsilon^{AC} = \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} = \varepsilon^{\dot{B}\dot{D}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (114)$$

(гипер)пространства, с учетом соотношений (111) и (114), принимает вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (115)$$

Эта трансляционная метрика описывает бесконечно малый сдвиг в пространстве трансляционных координат x, y, z, ct . Кроме этой метрики в пространстве $A_4(6)$ существует вращательная метрика [5]

$$d\tau^2 = T^{A\dot{B}}{}_{C\dot{D}} T^{C\dot{D}}{}_{A\dot{B}k} dx^i dx^k, \quad (116)$$

которая описывает бесконечно малый поворот в пространстве угловых переменных $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$. Для решения (111)-(113) вращательная метрика запишется как [5]

$$d\tau^2 = -\frac{2(\Psi^0)^2}{2r^4}c^2dt^2 - \frac{2(\Psi^0 - r)}{r}d\theta^2 - \frac{2(\Psi^0 - r)\sin^2\theta}{r}d\varphi^2. \quad (117)$$

В отличие от трансляционной метрики (115), вращательная метрика (117) безразмерна, поскольку безразмерны вращательные координаты. Требуя соответствия метрики (115) метрике Шварцшильда, мы находим

$$\Psi^0 = \frac{MG}{c^2} = \frac{r_g}{2}, \quad (118)$$

где $M = const$ - масса центрального тела, G - гравитационная постоянная, c - скорость света, r_g - гравитационный радиус.

В (квази)инерциальной системе отсчета плотность материального объекта имеет вид (50). В спинорной системе отсчета, в которой записаны спинорные A_s^+, B_s^+ , уравнения плотности (50) определяется через четырех компонентный спинор $\mu_{A\dot{C}}$

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \mu_{A\dot{C}} \mu^{A\dot{C}}, \quad (119)$$

который подобен спинору Дирака [45]. Как известно, это уравнение описывает частицы со спином $s = \hbar/2$. В нерелятивистском приближении у спинора $\mu_{A\dot{C}}$ одна компонента, которая, как было показано выше (раздел 2.1), удовлетворяет геометризованному уравнению Шредингера (82). Все это указывает на то, что квантовая физика порождена спинорной структурой 10ти мерного (гипер)пространства со структурными спинорными уравнениями $A_s^+, B_s^+, A_s^-, B_s^-, A_s^+, B_s^+, A_s^-, B_s^-$.

Следуя Р. Пенроузу [46], мы будем обозначать вакуумное состояние по спину как $\langle \uparrow | \downarrow \rangle = 0$, считая, что $|\uparrow\rangle$ обозначает спинор Ψ_R со спином $s = \hbar/2$, а $|\downarrow\rangle$ обозначает спинор Ψ_L , имеющий спин $s = -\hbar/2$ (см. рис. 19). Когда спиноры Ψ_R и Ψ_L компенсируют друг друга в каждой точке пространства событий, то мы имеем вакуумное состояние спинорных полей. При возбуждении вакуума по спину (спонтанном или вынужденном) возникает волновая функция

$$\Psi = a\Psi_R + b\Psi_L, \quad (120)$$

где $a^2 + b^2 = 1$. Из (120) следует, что при возбуждении вакуума по спину возникают сразу левые и правые спинорные поля. Эти поля распределяются в пространстве так, что суммарный спин правых и левых полей всегда равен нулю в силу закона сохранения спина.

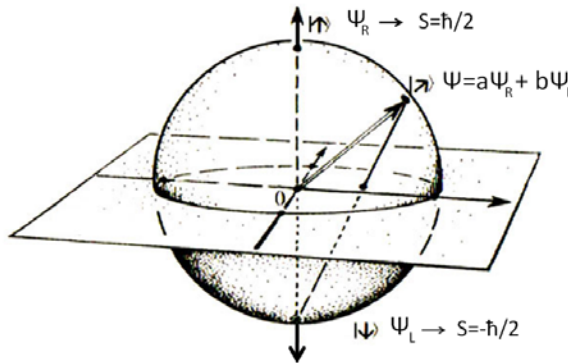


Рис. 19. Сфера Пенроуза-Римана и поляризация вакуума по спину

Трехмерная часть спинора Ψ представляет собой вектор спина \vec{S}

$$\vec{S} = \frac{\Psi^+ \hat{S} \Psi}{\Psi^+ \Psi} = \frac{\hbar}{2} \frac{\Psi^+ \hat{\sigma} \Psi}{\Psi^+ \Psi}, \quad \rho = \Psi^+ \Psi,$$

проекция которого на ось z в эксперименте Штерна-Герлаха принимает два устойчивых значения, отличающихся на 180° . Эффект Джанибекова демонстрирует нам гравитационный аналог эксперимента Штерна-Герлаха, указывая на спинорную структуру (гипер)пространства на уровне макроквантовой физики.

6. Новый способ передвижения в (гипер)пространстве теории Физического Вакуума

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

В разделе 3 настоящей работы была показана теоретическая и предварительная экспериментальная зависимость ускорения центра масс A_a механической системы от изменения вращения ω_a внутри его (уравнение (90)). Такая система была исследована автором в 2000 г. в Таиланде [47].

6.1 Идея Алькубьерре о возможности сверхсветового движения в (гипер)пространстве

Наблюдение относительной динамики некоторых космических объектов, обнаруживает их сверхсветовые движения. Например, сверхсветовое относительное движение разлетающихся компонент галактики NGC 1275 происходит со скоростью $\sim 5c$ [48]. Сверхсветовая скорость оказывается в данном случае следствием расширения (87) пространства-времени. Из уравнений Физического Вакуума (B^{1+3}) следует уравнение Райчаудури

$$R_{ab} u^a u^b = \omega_{ab} \omega^{ab} - \sigma_{ab} \sigma^{ab} + \frac{1}{3} \theta^2 - \frac{d\theta}{ds}. \quad (121)$$

Используя это уравнение, Мигель Алькубьерре предложил новый способ сверхсветового передвижения в космическом пространстве [49], который основан на управлении метрикой пространства. Для сверхсветового движения Метрика Алькубьерре, в системе физических единиц $G = c = 1$, имеет следующий вид

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

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

где

$$v_s(t) = dx_s(t)/dt, \quad r_s(t) = [(x - x_s(t))^2 + y^2 + z^2]^{1/2},$$

$$f(r_s) = \frac{\tanh(\sigma(r_s + R)) - \tanh(\sigma(r_s - R))}{2 \tanh(\sigma R)}, \quad \alpha = 1,$$

$$\beta^x = -v_s(t) f(r_s(t)), \quad \beta^y = \beta^z = 0, \quad \gamma_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta},$$

а $R > 0, \sigma > 0$ - произвольные параметры. Кривизна трехмерного пространства, создаваемая метрикой Алькубьерре, вычисляется по формуле

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

а расширение θ определяется как

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

Предполагается, что на космическом корабле установлен двигатель Алькубьерре, создающий расширение θ (рис.20). Сам корабль (точнее, его центр масс) должен находиться в центре окружности радиуса R (на рис. 20 он приподнят). Впереди корабля объем пространства расширяется, а позади - сжимается. Движение корабля происходит в сторону расширения (рис.20). Вне круга радиуса R и ближе к центру пространство плоское,

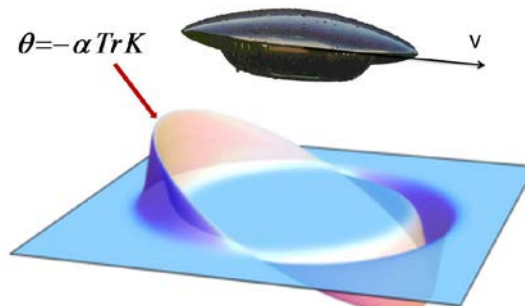


Рис.20. Корабль с двигателем Алькубьерре и искаженное им пространство

поэтому космонавты вблизи центра будут находиться в состоянии невесомости даже при ускоренном движении центра масс корабля! Движение корабля происходит «по инерции», хотя он движется ускоренно. Поскольку внешние источники гравитационного поля

отсутствуют, то такой тип движения является безопорным, что, вообще говоря, противоречит третьему закону механики Ньютона (закону действия и противодействия).

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

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

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

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

6.2. Действующая модель для управления метрикой (гипер)пространства

Отметим, что М. Алькубьерре не был знаком с уравнениями Физического Вакуума $(A^{1+3})(B^{1+3})$, и, тем более, ему не была известна связь (90) между ускорением центра масс объекта A_a и угловой скоростью вращения ω_a . Основываясь на соотношении (90), мы приходим к выводу, о возможности управлять ускорением космического аппарата, локальной метрикой и кривизной (гипер)пространства, основываясь на укороченном уравнении Райчаудури, в которое входит угловая скорость вращения ω_{ab}

$$R_{ab} u^a u^b = \omega_{ab} \omega^{ab}. \quad (122)$$

Простейшая механическая модель, которая позволяет управлять геометрией пространства событий, была названа 4D гироскопом (рис.21). При выводе уравнений движения 4D гироскопа мы используем метод геометризации уравнений механики, предложенный Дж. Сингом [50]. Для этого представим метрический тензор и метрику *двумерной* геометрии абсолютного параллелизма $A_1(1)$, в которой идет описание 4D гироскопа в виде [47]

$$ds^2 = g_{jk} dx^j dx^k = g_{jk} = \Lambda_{ab} e^a_j e^b_k dx^j dx^k, \quad (123)$$

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

где

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

Здесь неголономная ортонормированная тетрада e^a_k связана с центром масс 4D гироскопа определяется как

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

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

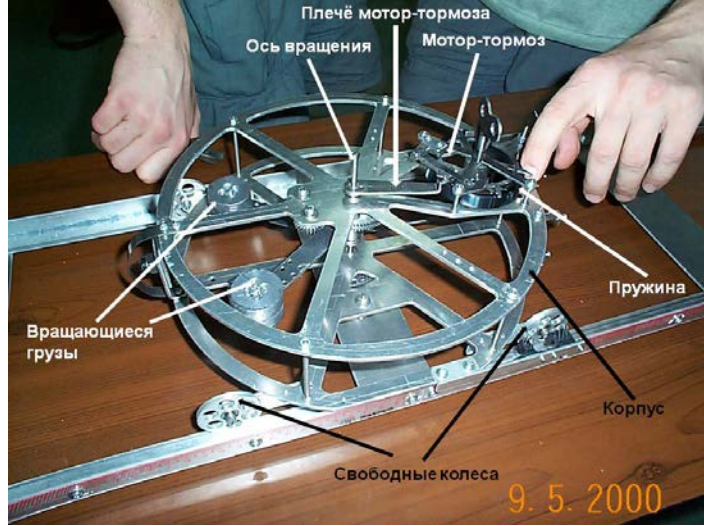


Рис. 21. Простейший 4D гироскоп

Уравнения движения свободного 4D гироскопа для метрики (123) принимают вид [47]

$$\frac{dV_c}{ds} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega^2, \quad \phi' = r\phi, \quad V_c = \frac{dx_c}{ds}, \quad (124)$$

$$\frac{d\Omega}{ds} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega V_c, \quad \Omega = \frac{d\phi'}{ds}, \quad (125)$$

где правая часть уравнений (124) порождена внутренним вращением (полем инерции), которое вызывает изменение скорости центра масс без всякого внешнего воздействия, т.е. нутацию свободного 4D. Переходя к дифференцированию по времени и вводя обозначение

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

запишем уравнения (124) и (125) в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = B\Phi\omega, \quad B = rk^2, \quad (126)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = -\frac{k^2}{rg'} \Phi v_c. \quad (127)$$

Решение этих уравнений показывает, что центр масс свободного 4D гироскопа может двигаться ускоренно под действием внутренних полей инерции, порождаемых вращением.

Подставляя в правую часть уравнений (127) момент L , действующий локально на ось вращения, получим уравнения движения 4D гироскопа в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = a_L, \quad a_L = \frac{2BL \sin \phi / mr^2 + k^2 \Phi(r\omega - v \sin \phi)}{1 - k^2 \sin^2 \phi}, \quad (128)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = \frac{L_N}{2mr^2}, \quad L_N = \frac{L/2mr^2 + \Phi(B\omega \sin \phi - v)/r}{1 - k^2 \sin^2 \phi}. \quad (129)$$

Здесь v_c - скорость центра масс, ω - угловая скорость вращения грузов (рис.21). L - момент, создаваемый мотор-тормозом, v - скорость тележки, ϕ - угол поворота грузов, m - масса груза, r - длина рычага, $k^2 = 2m/(M + 2m)$, M - масса корпуса, $B = k^2 r$, $\Phi(t)$ - функция, обеспечивающая связь между угловым ускорением $d\omega/dt$ и ускорением центра масс a_L . Выражая $\Phi(t)$ через $d\omega/dt$ и момент L из уравнения (129) и подставляя полученное выражение в уравнение (128), находим

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{LB}{2mr^2 g} \cdot \left(\sin \phi - \frac{r\omega - v \sin \phi}{B\omega \sin \phi - v} \right) + \frac{B}{g} \cdot \left(\frac{(r\omega - v \sin \phi)(g\dot{\omega} - k^2 \omega^2 \sin \phi \cos \phi)}{B\omega \sin \phi - v} \right),$$

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

Из этих уравнений видно, что изменяя внутренний момент L , мы можем менять скорость центра масс. Уравнения (128), (129) представляют собой двухмерные обобщенные уравнения механики Декарта на случай, когда на гироскоп действует внутренний момент L . Для экспериментальной проверки формул (128), (129) был создан 4D гироскоп с мотор-тормозом, который ускоряет грузы m в секторе $230^\circ - 0^\circ$ (смотри фильм <http://www.youtube.com/watch?v=hPHmXrxWcEo>). На рис.22 представлены изменения ω

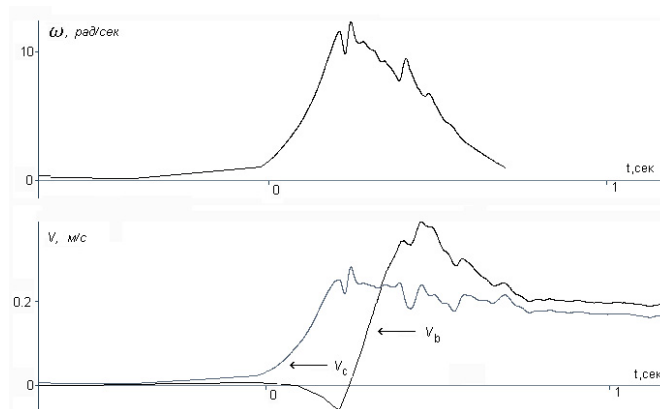


Рис.22. Экспериментальные графики: 1) верхний график - изменение частоты ω вращения масс m ; 2) нижний график - изменение скорости v_c центра масс и скорости v_b корпуса 4D гироскопа.

и v_c под действием мотор - тормоза (одиночный внутренний удар), измеренные в эксперименте. На графике видно, что как только мотор-тормоз начинает действовать на ось вращения масс m , создавая момент L , ускоряющий вращение, и тут же появляется скорость центра масс v_c у покоящегося перед этим 4D гироскопа. Угловая скорость ω и скорость центра масс v_c возрастают до тех пор, пока грузы не пройдут отметку $\phi = 0^\circ$. В

этот момент угловая скорость ω и скорость v_c достигают максимального значения (см. рис. 22). После отметки $\phi = 0^\circ$ включается момент торможения L_T , который действует в секторе углов $0^\circ - 135^\circ$ 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, использующий управляемые поля инерции как источник движения [51].

На рис.23 представлен 4D гироскоп, у которого роль мотор - тормоза выполняет сервомотор, управляемый компьютерной программой. Движение 4D гироскопа под действием множественных внутренних ударов только вперед можно увидеть в фильме <http://www.youtube.com/watch?v=Igt1pV8ojTc>.

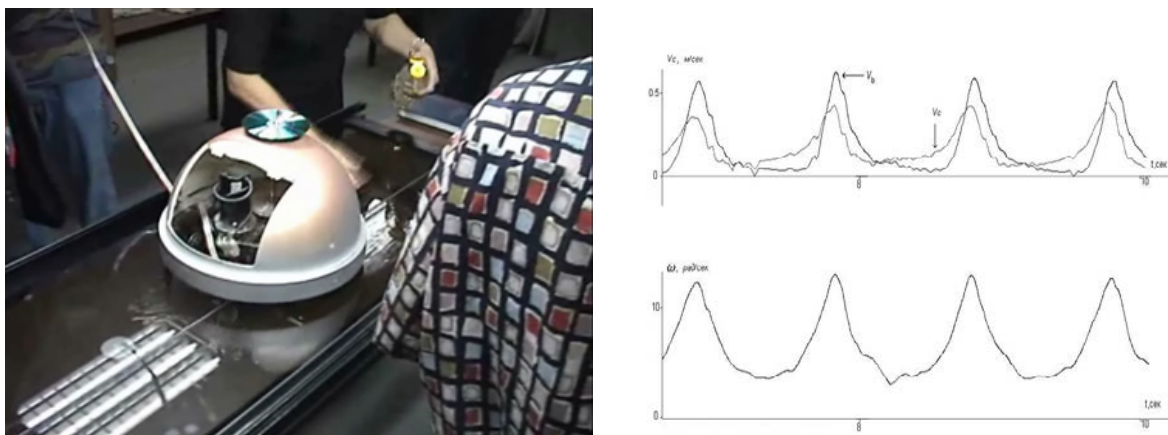


Рис.23 . Слева - 4D гироскоп с многократными внутренними ударами, которые создаются сервомотором и контролируются компьютерной программой. Справа - экспериментальные графики: скорости корпуса v_b и скорости центра масс v_c , угловой скорости вращения грузов ω .

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

Современное состояние физики демонстрирует нам застой во всех разделах фундаментальной физики [52-54], особенно в основополагающей ее части - механике [4]. Под фундаментальной физикой, которая по количеству публикуемых работ по теоретической физике составляет менее 1%, подразумеваются теоретические работы, меняющие наши представления о таких основных понятиях, как система отсчета, структура пространства-времени, принципе относительности, общепринятые уравнения физики [55]. Не надо упускать из вида, что большинство современных теорий носят полуфундаментальный (квантовая механика), феноменологический (теория ядерных сил, электромагнитных формфакторов, слабых взаимодействий, стандартная модель), конструктивный (поля Янга-Миллса) или академический (теория струн) характер. Подобные теории носят в науке временный характер и, в конечном счете, должны быть заменены фундаментальными теориями. По моему мнению, эта задача *получила решение в теории Физического Вакуу-*

ма, но осознание этого факта ограничено группой физиков, не превышающей десятка человек, что служит преградой для распространения новой физики и новых эффективных технологий [56-59].

25.05.2016.

Литература

1. *Ньютон И.* // Математические начала натуральной философии. Перевод с латинского и примечания А. Н. Крылова. М.: Наука, 1989. 688 стр. ISBN 5-02-000747-1.
2. *Эйлер Л.* // Основы динамики точки. ОНТИ-НКТП-СССР, 1938, с. 537.
3. *Эйлер Л.* // Открытие нового принципа механики. Записки Берлинской академии наук, 1750, т. 14., с. 185-217.
4. *Шипов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Механика. «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18485, 02.02.2014, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311123.htm>
5. *Шипов Г.И.* // Теория Физического Вакуума. М.: НТ-Центр, 1993, с.362. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с. *Shipov G.* // A theory of Physical Vacuum, М.: ST-Center, 1998. P. 312.
6. *Шипов Г.И.* // Когда Эйлеру не хватило интуиции Ньютона, в физике возникает застой // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.20139, 04.02.2015 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1135-shp.pdf>
7. *Ricci G.* // Mem. Acc. Linc. 1895. Vol.2. Ser. 5. Pp. 276-322.
8. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970. С.160
9. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
10. *Weitzenbock R.* // Invariantentheorie. Groningen: Noordhoff,1923. 320 S.
11. *Weitzenbock R.* // Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss. Phys.-math. Kl. 1924. Bd. S. 466-501.
12. *Weitzenbock R.* // Proc. Knkl. nederl. akad. 1926. Vol. 28. P. 400-411.
13. *Vitali G.* // Atti Soc. ligust. sci. Lett. 1924. Vol. 11. P.248-254.
14. *Vitali G.* // Ibid. 1925. Vol. 14. P. 287-291.
15. *Bortolotti E.* // Atti Veneto. 1927. Vol. 2. P. 455-462.
16. *Bortolotti E.* // Proc. Knkl. nederl. akad. 1927. Vol. 30. P. 216-311.
17. *Bortolotti E.* // Mem. acad. Bologna. 1927. Vol. 30. P. 45-54.
18. *Cartan E., Schouten J.* // Proc. Knkl. nederl. akad. 1926. Vol. 29.P. 803-810.
19. *Cartan E., Schouten J.* // Ibid. P. 933-938.
20. *Eddington A.S.* // Proc. Roy. Society. London. 1921. Vol. A99, pp. 104-122.
21. *Vranceanu G.* // Les espaces non holonomes et leurs applications . // Met. sci. math. – 1936. – № 76. – P. 1–70.
22. *Frenet J. F.* // Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.
23. *Магнус К.* // Гироскоп: теория и применение. М.: Мир, 1974, с. 526.
24. *Граммель Р.* // Гироскоп, его теория и применения, т. 1. т. 2, ИЛ, М., 1952.
25. *Einstein A.* // Ann. Phys., 1905, 17, 891-921. *Эйнштейн А.* // К электродинамике движущихся тел.. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 7-35.
26. *Einstein A.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1915, **48**, 2, 844-846. *Эйнштейн А.* // Уравнения гравитационного поля. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т.1. С. 448-451.
27. *Шредингер Э.* // Избранные труды по квантовой механике. М.: Наука, 1976.
28. *Шипов Г.И.* // Программа Всеобщей относительности и теория вакуума, ВИНТИ, № 6948-В88, Москва, 1988, сс. 131.
29. *Шипов Г.И.* // Программа Всеобщей относительности и геометрия абсолютного параллелизма. Труды 7ой Всесоюзной конференции "Теоретические и эксперименталь-

- ные проблемы теории относительности и гравитации", Изд-во ЕГУ, Ереван, 1988, сс. 233,234.
30. *Шипов Г.И.*// Всеобщий принцип относительности в гравитации. В сб. научных трудов «Гравитация и фундаментальные взаимодействия», Москва, УДН, 1988, с94.
 31. *Шипов Г.И.* // Поля Янга-Миллса в геометрической модели вакуума . Труды 6 Всесоюзной конференции по общей теории относительности и гравитации, Москва, Изд-во МГПИ им. Ленина, 1984, с.333. (*Впервые предложены уравнения физического вакуума*).
 32. *Shipov G.* // Decartes' Mechanics - Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7th Intern.Conference Computing Anticipatory Systems"~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005. P. 36.
 33. *Ricci G.* // Mem. Acc. Linc. 1895. Vol. 2. Ser. 5. P. 276-320.
 34. *Newman .E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P.566--- 587.
 35. *Ишлинский Ю.А.* // Механика относительного движения и силы инерции. М.: Наука, 1983.
 36. *Соболев С.Л.* // О движении симметричного волчка с полостью, наполненной жидкостью. ПМТФ, 1960. № 3 , с. 20.
 37. *Ишлинский Ю.А.* // Пример бифуркации, не приводящей к появлению не устойчивых форм стационарного движения. Докл. АН СССР, 1957, т.117, № 1, с. 47.
 38. *Морозова Е.П.* // Об устойчивости вращения твердого тела, подвешенного на струне. ПММ, 1956, т. 20, вып. 5, с. 621.
 39. *Madelung E.*// Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z.Physic, **40** (1926), p.p. 332 -336.
 40. *Holland P.*// The Quantum Theory of Motion. Cambridge University Press, Cambridge, England, 2004, p. 598.
 41. *Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* «Об ускоренном движении центра масс свободного 3D гироскопа» <http://www.shipov-vacuum.com>
 42. *Колфилд Р.*// Пятидесятилетний секрет фон Брауна <http://divinecosmos.e-puzzle.ru/Article59.htm>
 43. *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
 44. *Козырев Н.А.* Причинная или несимметричная механика в линейном приближении. Пулково, 1958, 232 с.
 45. *Шипов Г.И.* // Программа Всеобщей относительности и Теория Физического Вакуума. 25 лет спустя // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18170, 02.09.2013. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/1030-shp.pdf>
 46. *Penrose R.* // The Road to Reality. Alfred F. Кнопf - New York, 2005. P.1099.
 47. *Шипов Г.И.*// 4D Гироскоп в механике Декарта. Кириллица, 2006, с. 74, http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf
 48. *Матвеевко Л.И.*// Видимые сверхсветовые скорости разлета компонентов во внегалактических объектах. УФН, 1983, том 140, вып. 3, стр. 463-501.
 49. *Alcubierre M.* // "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". Class. Quant. Grav. Vol.11. L73–L77. (1994).
 50. *Синг Дж. Л.*// Классическая динамика. М.: Физматлит, 1963. 448 с.
 51. *Толчин В.Н.* // Инерциоид. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
 52. *Шипов 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>

53. *Шунов Г.И.* // Застой в фундаментальной физике и пути выхода из него. Общая теория относительности // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.19863, 14.12.2014, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1133-shp.pdf>
54. *Шунов 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>
55. *Шунов 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.htm>
56. *Шунов Г.И.*// Вакуумная энергия и торсионные поля // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.21942, 30.03.2016, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1142-shp.pdf>
57. *Шунов Г.И.*// Психофизика и психофизические технологии // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.21566, 17.12.2015, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1141-shp.pdf>
58. *Шунов Г.И.*// Торсионные поля и торсионные технологии. 1 // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17804, 25.12.2012, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/005a/1017-shp.pdf>
59. *Шунов Г.И.*// Спин-торсионные поля и технологии. Часть 2 // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17854, 23.01.2013, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/005a/1018-shp.pdf>