

Теоретические и экспериментальные исследования реактивного движения без отбрасывания массы

Г.И.Шипов, А.Н.Сидоров

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования нерелятивистской механической системы, которая может контролируемым образом менять величину и знак инерционной массы. На основе этого эффекта создана модель реактивного двигателя, демонстрирующего реактивное движение без отбрасывания массы.

1 Введение

В космическом пространстве реактивный двигатель является единственным средством для передвижения. В настоящее время реактивное движение достигло своего совершенства и дальнейшее его развитие требует огромных материальных затрат, при этом продвижение вперед оказывается достаточно скромным.

Существенным недостатком реактивного двигателя является его малая эффективность (примерно 2%), что затрудняет полеты к удаленным планетарным системам. Кроме того, выброс в околоземное космическое пространства огромного количества продуктов сгорания ракетного топлива порождает серьезные экологические проблемы с непредсказуемыми последствиями.

Перечисленные недостатки реактивного двигателя вынуждают нас обратиться к разработке принципиально нового способа передвижения в космическом пространстве, а именно, к научному обоснованию и техническому воплощению **реактивного движения без отбрасывания массы**.

2 Теоретические предпосылки

В классической механике движение механической системы n частиц, свободной от действия внешних сил, описывается уравнениями Лагранжа вида

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial T}{\partial u^i} - \frac{\partial T}{\partial x^i} = 0 \quad i = 0, 1 \dots n - 1, \quad (1)$$

где

$$T = T(x^i, u^i) = \frac{M}{2} g_{ij} u^i u^j$$

- кинетическая энергия системы, зависящая от координат x^i и скоростей u^i ,

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j = \frac{2T}{M} dt^2$$

- метрика конфигурационного риманова пространства с метрическим тензором $g_{ij} = g_{ij}(x^i)$ [2], t - время. Если полная масса системы постоянна, то из уравнений (1) для

центра масс системы следует первый закон механики Ньютона

$$\frac{d}{dt} (M\mathbf{v}_c) = M \frac{d}{dt} \mathbf{v}_c = 0, \quad (2)$$

где M - полная масса системы.

Это уравнение обобщается, если внутри системы происходит вращение некоторых ее частей. В этом случае для описания движения системы необходимо ввести неголономные угловые переменные (например, углы Эйлера) и вместо уравнений (1) использовать уравнения вида [3]

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial T}{\partial u^i} - \frac{\partial T}{\partial x^i} + 2\Omega_{ki}^{..j} \frac{\partial T}{\partial u^j} u^k = 0, \quad (3)$$

где $\Omega_{ki}^{..j}$ - объект неголономности, порождаемый вращением масс внутри системы.

В работе автора [5] было показано, что уравнения (3) совпадают с уравнениями геодезических пространства абсолютного параллелизма

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + 2g^{im} \Omega_{m(jk)} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0 \quad (4)$$

и представляют собой уравнения Френе для вектора единичной скорости $u^i = dx^i/ds$. Сила

$$F_I^i = 2g^{im} \Omega_{m(jk)} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}$$

интерпретируется как сила инерции, возникающая при вращении масс внутри системы. Эта сила способна менять траекторию центра масс системы, хотя ее источник находится внутри самой системы. Дело в том, что силы инерции не подчиняются третьему закону механики Ньютона [1], поэтому на уравнения (4) теоремы механики Ньютона не распространяются. В частности не выполняется теорема о сохранении импульса центра масс свободной механической системы, т.е. уравнения (2). В этом случае вместо уравнений (2) мы имеем их обобщение в виде

$$\frac{d}{dt} (M(t)\mathbf{v}_c) = 0$$

или

$$M(t) \frac{d}{dt} \mathbf{v}_c = -\mathbf{v}_c \frac{d}{dt} M(t), \quad (5)$$

где зависимость инерционной массы системы от времени определяется силой инерции F_I^i . В общем случае зависимость инерционной массы от времени можно управлять, изменяя необходимым образом силу инерции F_I^i . Легко видеть, что уравнение (5) напоминает уравнение реактивного движения. Однако, в отличие от последнего, никакого отбрасывания массы не происходит. Понятно, что в уравнении (5) масса не может быть монотонной функцией времени как в случае обычного реактивного движения.

3 Обзор устройств, демонстрирующих реактивное движение без отбрасывания массы

В начале двадцатого века изобретателями различных стран были разработаны механические устройства, демонстрирующие "безопорное движение". Общим для всех



Рис. 1: Инерциоид Толчина, движущийся поступательно

изобретений такого рода было вращательное движение массивных (рабочих) тел внутри самого механизма. Ниже будут представлены некоторые из них.

3.1 Инерциоид Толчина и его разновидности

Прибор, демонстрирующий реактивное движение без отбрасывания массы в России впервые, по-видимому, был изобретен российским инженером В.Н.Толчиным [4]. Он изобрел устройство, которое было названо инерциоидом. В начале 30-х годов прошлого века В.Н.Толчин занимался динамическим гашением вибраций токарных станков на заводе в Перми. Для этого он разработал и изготовил вибратор, который устанавливался в районе резцовой головки токарного станка. После одного из испытаний В.Н.Толчин снял вибратор со станка и, держа его в руках, наблюдал за процессом остановки вращающихся масс. Неожиданно, по образному выражению самого автора, *вибратор прыгнул у него из рук без ощутимой отдачи*. На повторение и выделение этого эффекта было потрачено несколько лет. Дальнейшая работа привела к созданию инерциоида.

Работая главным конструктором Пермского машиностроительного завода, В.Н.Толчин изготовил инерциоиды различных типов, ряд характеристик которых приведены в его книге «Инерциоид, силы инерции как источник движения» [4]. Конструктивно инерциоид Толчина выполнен так, что внутри его синхронно, навстречу друг другу, вращались два груза (см. рис. 1)¹. Управляя скоростью вращения этих грузов, можно управлять скоростью движения центра масс всей системы или изменять угловой момент системы. У инерциоидов для этого имеется внутреннее устройство – мотор-тормоз. Для поступательно движущихся инерциоидов назначение мотор-тормоза состоит в том, чтобы осуществлять изменение угловой скорости вращения грузов инерциоида в секторах $330 - 360^\circ$ и $160 - 180^\circ$. В секторе $330 - 360^\circ$ угловая скорость вращения грузов увеличивалась, что вызывало увеличение скорости центра масс инерциоида от 0 до величины порядка 10 см/с. В секторе $160 - 180^\circ$ происходило уменьшение угловой скорости вращения грузов, при этом скорость центра масс уменьшалась с 10 см/с до 0. Средняя скорость центра масс инерциоида за период, который составлял примерно 1 с, была равна 6 см/с на поверхности, смазанной маслом².

¹Боле подробно устройство инерциоида и его аналитическое описание будет дано ниже.

²Никакого привода на колесе инерциоида нет. Они служат только для того, чтобы поддерживать корпус.

3.1.1 Инерциоид Толчина на подвесе

Этот тип инерциоида демонстрирует изменение углового момента за счет действия нескомпенсированных моментов сил инерции внутри системы. Он представляет собой коромысло, подвешенное на шелковой нити, на концах которого установлены два вращающихся груза с весом 130 гр. Длина рычага, на котором установлен груз, – 18 см. На коромысле установлены два электромотора, питающиеся от 8 батареек для карманного фонаря. При включении питания электромоторы начинают вращать малые грузы. При отключенном мотор– тормозе коромысло на подвесе остается в покое. Но как только включается мотор–тормоз, изменяющий угловую частоту вращения грузов в определенном секторе углов, коромысло начинает вращаться, закручивая нить. При полной разрядке батарей (15-20 минут) инерциоид поднимается вверх из-за закручивания нити на высоту 10-13 см.

3.1.2 Инерциоид Толчина на игле

Коромысло инерциоида установлено на игле. Основание иглы закреплено на скамье Жуковского, с тем, чтобы показать отсутствие реакции опоры при вращении коромысла. На коромысле установлен электромотор, который вращает грузы на концах коромысла. Электромотор питается через кабель от индивидуального источника тока, который позволяет регулировать скорость вращения мотора. При отключенном мотор–тормозе коромысло находится в покое, хотя электромотор вращает грузы. При включении мотор–тормоза начинает вращаться и коромысло, при этом скамья Жуковского находится в покое, что говорит об отсутствии реакции опоры. Если увеличить угловую скорость вращения грузов (увеличивая напряжение на обмотках электромотора), то начинает увеличиваться угловая скорость вращения коромысла.

3.1.3 Инерциоид Толчина на демпфирующей тележке

Инерциоид, изображенный на рис. 1, движется периодически, проходя вперед 9 см и отступая на назад на 3 см. Для непрерывного движения только вперед, В.Н. Толчиным была сконструирована демпфирующая тележка, которая сглаживала импульс, создаваемый инерциоидом при движении. В результате, вся система (инерциоид на демпфирующей тележке) двигалась непрерывно в одном направлении.

3.1.4 Инерциоид Толчина на качелях

Для доказательства отсутствия реакции опоры при движении инерциоида, инерциоид устанавливался на чувствительные качели. Когда инерциоид, двигаясь, сходил с платформы качелей на неподвижную опору, качели оставались в покое. Вес платформы качелей – 254 гр., вес инерциоида – 850 гр. Расчеты по классической механике Ньютона показывают, что в момент перехода на неподвижную опору, качели должны отклониться из положения равновесия, получив скорость порядка 16 см/сек. Однако этого не происходит, что доказывает отсутствие реакции опоры.

3.1.5 Инерциоид Толчина на лестнице

Чтобы показать, что инерциоид создает тягу и способен преодолевать препятствия, В.Н.Толчин сконструировал горизонтальную лестницу с высотой ступенек 4 мм. Инерциоид закрыт специальным кожухом, который исключает аэродинамические эффекты, порождаемые вращением грузов. Эксперименты показали, что инерциоид легко преодолевает ступеньки этой лестницы.

3.1.6 Инерциоид Толчина на горизонтальной поверхности, смазанной маслом

Основное утверждение оппонентов состоит в том, что инерциоид движется за счет сил трения, действующих между его колесами и подстилающей поверхностью. Поэтому В.Н.Толчин смазывал поверхность, по которой движется инерциоид, машинным маслом, уменьшая коэффициент трения. Как отмечали сами оппоненты, после нанесения на поверхность масла, движение инерциоида становилось более эффективным, что указывает на ошибочность мнения оппонентов.

3.2 Инерционный движитель Кука

Американский изобретатель Р.Кук предложил инерционный движитель, в котором используются гироскопические эффекты, вызванные вынужденной прецессией системы трехмерных гироскопов. Исследования Р.Кука ведутся при поддержке американской компании "Боинг". По заявлениям самого Р.Кука, его установка, при и собственном весе 100 кг. создает тягу порядка 1 кг. Теоретического описания установки Кука не существует.

3.3 Инерционный движитель Торнсона

Канадский изобретатель Д.Торнсон разработал инерционный движитель, который движется за счет создания внутри его нескомпенсированных сил инерции (см. рис. 2).

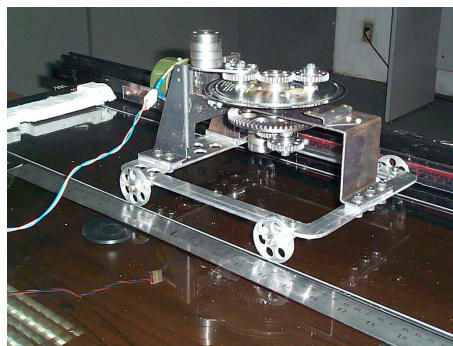


Рис. 2: Инерционный движитель Торнсона

Торнсон установил свой движитель с электромотором, мощностью 60 Вт, на лодку, вес которой составлял 250 кг. Питание мотора осуществлялось от аккумуляторной батареи.

В результате работы движителя, установленного внутри корпуса лодки, лодка двигалась со скоростью 1 узел (1 миля в час). Никаких приспособлений, типа весел или винтов, лодка не имела.

3.4 Инерционные движители других изобретателей

В настоящий момент во всем мире предложено и запатентовано около сотни различных видов инерционных движителей. Однако большинство из них либо вообще неработоспособно, либо малоэффективно. Общим недостатком всех этих предложений является отсутствие **теоретического обоснования** эффекта реактивного движения без отбрасывания массы. В этом состоит основная причина медленного развития данного направления в технике.

4 Классическое описание свободного четырехмерного гироскопа

Простейшим устройством, на базе которого можно создать движитель, демонстрирующий реактивное движение без отбрасывания массы, является четырехмерный гироскоп (инерциод Толчина).

Четырехмерным гироскопом мы будем называть механическую систему, элементы которой вращаются не только в пространстве, но и в пространственно-временных плоскостях [5]. Простейшая механическая система такого типа изображена на (рис.3).

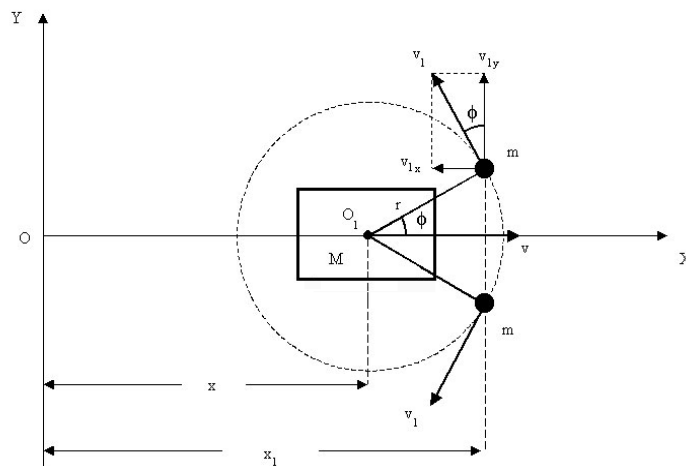


Рис. 3: Принципиальная схема четырехмерного гироскопа

Лагранжиан механической системы, изображенной на (рис.3), запишется как

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

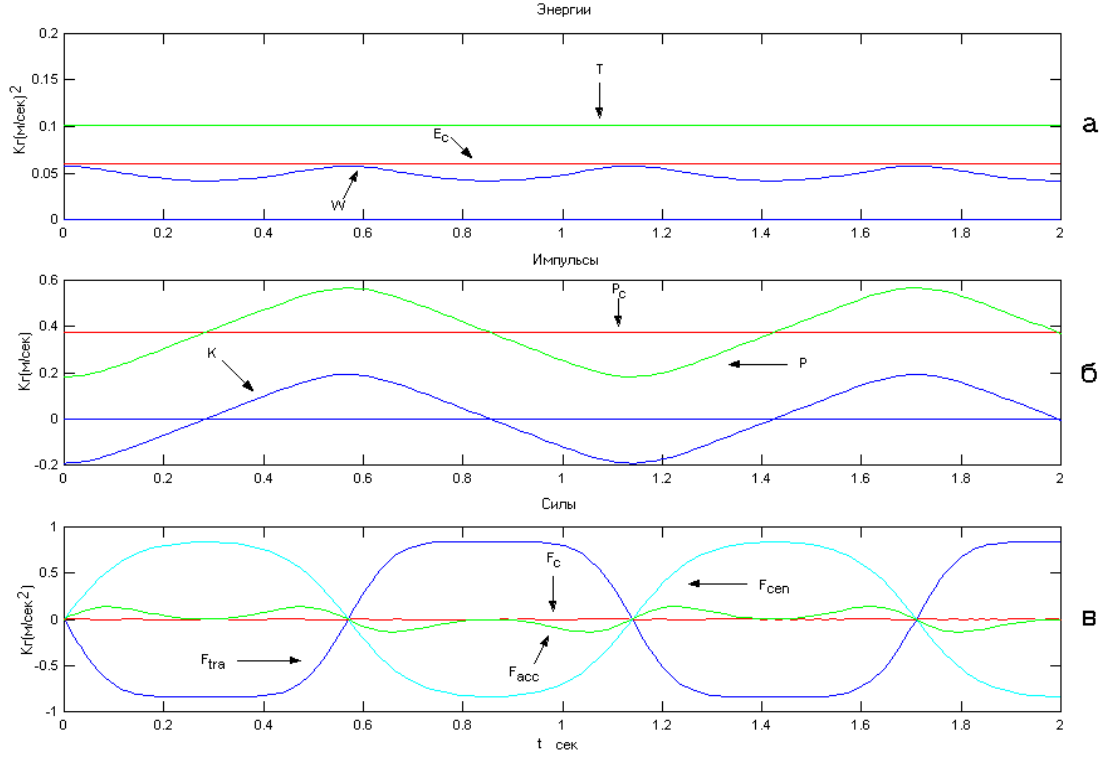


Рис. 4: Энергии (а), импульсы (б) и силы (в) четырехмерного гироскопа

где $\omega = \dot{\phi}$, а скорости

$$v = \dot{x}, \quad v_1^2 = v_{1x}^2 + v_{1y}^2, \quad v_{1y} = \dot{y}_1 = r\dot{\phi}\cos\phi, \quad v_{1x} = \dot{x}_1 = \dot{x} - r\dot{\phi}\sin\phi$$

определяются через расстояния x , $x_1 = x_2 = x + r\cos\phi$, $y_1 = y_2 = r\sin\phi$.

4.1 Энергии четырехмерного гироскопа

Полную энергию можно так же представить в виде

$$T = E_c + W(1 - k^2 \sin^2 \phi) = const ,$$

где

$$E_c = \frac{(M + 2m)v_c^2}{2} = \frac{P_c^2}{2(M + 2m)} = const, \quad W = mr^2\omega^2, \quad k^2 = \frac{2m}{M + 2m}$$

и v_c - скорость центра масс системы.

Из этих соотношений следует пять типов энергий четырехмерного гироскопа (на рис.4а изображены три основные - T , E_c и W): $E = (M + 2m)v^2/2$ - энергия поступательного движения; $W = mr^2\omega^2 = J\omega^2/2$ $J = 2mr^2$ - энергия вращательного движения; $H = -2mr\dot{\phi}\sin\phi$ - энергия взаимодействия между поступательным и вращатель-

ным движениями; $T = E + W + H = const$ - полная энергия и энергия центра масс $E_c = (M + 2m)v_c^2/2$.

На рис. 4 расчеты произведены для четырехмерного гироскопа со следующими параметрами: $M = 850$ гр, $m = 160$ гр, $r = 10$ см, при начальных условиях $x_0 = 5$ см, $\phi_0 = \pi/2$, $v_c = 35$ см/сек, $\omega_0 = 6$ рад/сек.

4.2 Импульсы четырехмерного гироскопа

Координата центра масс системы N тел находится из соотношения

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^N m_i x_i}{\sum_{i=1}^N m_i}.$$

Используя эту формулу, находим в нашем случае

$$x_c = \frac{Mx + 2m(x + r \cos \phi)}{M + 2m} = x(t) + \frac{2mr}{M + 2m} \cos \phi(t). \quad (7)$$

Умножая это соотношение на $(M + 2m)$ и дифференцируя по времени, получим

$$P_c = (M + 2m)\dot{x}_c = (M + 2m)\dot{x} - 2mr\dot{\phi} \sin \phi, \quad (8)$$

При классическом подходе для свободного гироскопа выполняется условие

$$P_c = (M + 2m)\dot{x}_c = const.$$

Из соотношения (8) видно, что центра масс четырехмерного гироскопа состоит из (см. рис. 4б): $P = (M + 2m)\dot{x}$ - поступательного импульса и $K = -2mr\dot{\phi} \sin \phi$ - вращательного импульса.

4.3 Поступательное уравнение движения

Дифференцируя импульс (8) по времени, получим уравнение поступательного движения

$$(M + 2m)\ddot{x}_c = (M + 2m)\ddot{x} - 2mr\dot{\omega} \sin \phi - 2mr\omega^2 \cos \phi = 0. \quad (9)$$

Это уравнение показывает, что в системе отсчета, связанной с центром масс четырехмерного гироскопа, на центр масс действуют три силы инерции (см. рис. 4в):

1)поступательная сила инерции

$$F_{tra} = (M + 2m)\ddot{x} ;$$

2)проекция на ось x центробежной силы инерции

$$F_{cen} = -2mr\omega^2 \cos \phi ;$$

3) проекция на ось x силы инерции, вызванной ускорением вращения

$$F_{acc} = -2mr\dot{\omega}\sin\phi .$$

Сумма все сил, действующих на центр масс, равна нулю

$$F_c = F + G + R = 0,$$

поэтому системе отсчета, связанная с центром масс является *ускоренной локально инерциальной системой отсчета второго рода* [5].

Решение этого уравнения запишется как

$$\begin{aligned} v(t) &= v_c + B\omega(t)\sin\phi(t), & v_c &= B\omega_0\sin\phi_0 = const, \\ x(t) &= A + v_0t - B\cos\phi(t), & x_c &= A + v_0t, & B &= k^2r, \end{aligned}$$

где константы

$$x_0, \quad v_0, \quad \phi_0, \quad \omega_0, \quad A = x_0 + B\cos\phi_0 = const$$

определяются через начальные условия в момент времени $t = 0$.

4.4 Вращательное уравнение движения

Подставляя лагранжиан (6) в уравнение Лагранжа (1), получим

$$2mr^2\ddot{\phi} - 2mr\ddot{x}\sin\phi = 0$$

или

$$\dot{\omega} - \frac{1}{r}\ddot{x}\sin\phi = 0. \tag{10}$$

Из поступательного уравнения (9) находим

$$\ddot{x} = B(\dot{\omega}\sin\phi + \omega^2\cos\phi), \quad B = rk^2.$$

Подставляя это соотношение в уравнение (10), получим

$$\dot{\omega} - k^2 \frac{\sin\phi\cos\phi}{1 - k^2\sin^2\phi}\omega^2 = 0, \quad 1 - k^2\sin^2\phi \neq 0 \tag{11}$$

или

$$\dot{\omega} - \frac{\sin\phi\cos\phi}{1/k^2 - \sin^2\phi}\omega^2 = 0.$$

Решая это уравнение, получим

$$\omega = \frac{\omega_0\sqrt{1 - k^2\sin^2\phi_0}}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\phi}},$$

$$E(\phi(t), k) = \omega_0t\sqrt{1 - k^2\sin^2\phi} + E(\phi_0, k),$$

где $E(\phi, k)$ —эллиптический интеграл второго рода, а константы ω_0 , и ϕ_0 определяются через начальные условия в момент времени $t = 0$.

5 Геометрическое описание

Запишем функцию Лагранжа свободной системы в виде

$$T = \frac{M + 2m}{2} (v_c^2 + k^2(1 - k^2 \sin^2 \chi/r)w^2) = \frac{M + 2m}{2} (v_c^2 + gw^2), \quad (12)$$

где

$$w = r\omega, \quad \phi = \chi/r, \quad k^2 = 2m/(M + 2m), \quad v_c = v - k^2 w \sin \chi/r, \quad g' = k^2(1 - k^2 \sin^2 \chi/r).$$

Вводя обозначения

$$v^1 = v_c, \quad v^2 = w$$

и метрический тензор

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & g \end{pmatrix}, \quad (13)$$

представим лагранжиан системы как

$$T = \frac{M + 2m}{2} g_{ij} v^i v^j = \frac{M + 2m}{2} \dot{s}^2.$$

Здесь мы ввели обозначения

$$\dot{s}^2 = g_{ij} v^i v^j = v_c^2 + gw^2 \quad (14)$$

и

$$\dot{s} = \frac{ds}{dt}.$$

Поскольку

$$v_c = \frac{dx_c}{dt}, \quad w = r\omega = r \frac{d\phi}{dt},$$

то из (14) следует

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j. \quad (15)$$

Будем рассматривать это соотношение как метрику некоторого конфигурационного двумерного риманова пространства с координатами

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

и уравнениями геодезических

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad i, j, k \dots = 1, 2. \quad (16)$$

Введем обозначения

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

Подставляя метрический тензор (13) в определение символов Кристоффеля, получаем

$$\Gamma_{22}^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'}.$$

Остальные компоненты равны нулю.

Из уравнений геодезических (16) следуют уравнения движения свободного гироскопа в виде

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

Переходя к дифференцированию по времени, получим из этих уравнений

$$\frac{dv_c}{dt} = 0, \tag{17}$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} w^2 = 0. \tag{18}$$

Интегрируя эти уравнения, имеем

$$v_c = \text{const}, \quad \omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi_0}}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}}.$$

Легко видеть, что эти решения совпадают с полученным нами ранее. Они описывают движение свободного четырехмерного гироскопа, с центром масс которого связана ускоренная локально инерциальная система отсчета второго рода, при этом на центр масс действуют скомпенсированные силы инерции. Центр масс свободного гироскопа покоится или движется равномерно и прямолинейно относительно инерциальной системы отсчета.

При геометрическом описании справедливыми оказываются соотношения

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

Подставляя последние два равенства в формулу (14), имеем

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

или

$$V_c^2 + g' \Omega^2 = 1. \tag{19}$$

Используя это соотношение, выразим V_c и Ω через некоторый угол η следующим образом

$$V_c = \cos \eta, \quad \Omega = \frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta. \tag{20}$$

Соотношение (19) можно рассматривать как закон сохранения энергии системы, при этом V_c и $g' \Omega$ могут принимать различные значения от нуля до единицы.

Группу движений метрики g_{ij} для различных V_c и $g'\Omega$ определяет матрица

$$a^i_j = \begin{pmatrix} \cos \eta & \sqrt{g'} \sin \eta \\ -\frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta & \cos \eta \end{pmatrix}$$

6 Свободный четырехмерный гироскопа с учетом кручения

Перед эти мы использовали уравнения Лагранжа (1), которые позволяют получить уравнения Ньютона для свободной системы. Поскольку мы рассматриваем трансляционные ускорения как вращения, то мы имеем в качестве координат неголономные вращательные координаты и должны использовать уравнения Лагранжа (3). Эти уравнения совпадают с уравнениями Френе, описывающими произвольную кривую в римановом пространстве.

Введем в каждой точке пространства неголономную ортогональную диаду e^a_i , через которую метрический тензор можно представить в виде

$$g_{ij} = \Lambda_{ab} e^a_i e^b_j,$$

где

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

Ортогональная диада для данного метрического тензора, связанная с различными V_c и $g'\Omega$, имеет вид

$$e^a_i(\eta, x_c, \phi) = \begin{pmatrix} \cos \eta & \sqrt{g'} \sin \eta \\ -\sin \eta & \sqrt{g'} \cos \eta \end{pmatrix},$$

$$e^i_a(\eta, x_c, \phi) = \begin{pmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta & \frac{1}{\sqrt{g'}} \cos \eta \end{pmatrix}.$$

По известной диаде мы можем рассчитать связность абсолютного параллелизма двумерного пространства и найти уравнения геодезических пространства абсолютного параллелизма

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Delta^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0$$

эквивалентные уравнениям (3).

Производя вычисления, находим

$$\frac{d^2 x_c}{ds^2} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega^2, \quad (21)$$

$$\frac{d^2 \phi'}{ds^2} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega V_c \quad (22)$$

или

$$\frac{dv_c}{dt} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{dt} w, \quad (23)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} w^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{dt} v_c, \quad (24)$$

где

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

Введем обозначение

$$\Phi = -\frac{\sqrt{g'} d\eta}{k^2 dt}, \quad (25)$$

тогда уравнения движения запишутся как

$$\dot{v}_c = k^2 \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} w, \quad (A')$$

$$\dot{w} = -\frac{\Phi}{\sqrt{g'}} v_c. \quad (B')$$

Здесь мы ввели обозначение

$$w = r\omega\sqrt{g'}.$$

Умножая уравнение (A') на $M + 2m$, а уравнение (B') на $2m$, получим

$$\dot{p} = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} q, \quad \dot{q} = -k^2 \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} p,$$

где введены обозначения

$$p = (M + 2m)v_c, \quad q = 2mw.$$

Поскольку

$$\dot{p}q = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} q^2, \quad \dot{q}p = -k^2 \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} p^2,$$

то

$$\dot{p}q - \dot{q}p = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} (q^2 + k^2 p^2)$$

или

$$[pq] = \frac{4m\Phi}{\sqrt{g'}} T, \quad (26)$$

где T - полная энергия четырехмерного гироскопа.

6.1 Пространственно-временная прецессия четырехмерного гироскопа

Введем обозначения

$$v_c^* = v_c - v_0, \quad w = \sqrt{g'} r \omega,$$

где v_0 - начальная скорость центра масс, тогда уравнения запишутся как

$$\dot{v}_c^* = k^2 \Phi w,$$

$$\dot{w} = -\Phi v_c^*.$$

Предположим, что

$$\Phi = \kappa_0 = \text{const.}$$

Уравнения движения теперь принимают вид

$$\dot{v}_c^* = k^2 \kappa_0 w,$$

$$\dot{w} = -\kappa_0 v_c^*.$$

Продифференцируем первое уравнение и выразим угловое ускорение через v_c^*

$$\ddot{v}_c^* = k^2 \kappa_0 \dot{w} = -k^2 \kappa_0^2 v_c^*$$

или

$$\ddot{v}_c^* = -k^2 \kappa_0^2 v_c^*.$$

Решение этого уравнения запишется как

$$v_c^* = A \cos(k\kappa_0 t) + C \sin(k\kappa_0 t).$$

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

$$v_c = v_0 \sin(k\kappa_0 t) + v_0. \quad (27)$$

Подставляя это решение в уравнение для угловой скорости и интегрируя его по времени, имеем

$$w = \frac{v_0}{k} \cos(k\kappa_0 t) + \left(w_0 - \frac{v_0}{k}\right).$$

Учитывая, что $w = \sqrt{gr}\omega$, получим следующее выражение для угловой скорости

$$\omega = \frac{v_0}{\sqrt{gr}k} \cos(k\kappa_0 t) + \frac{r\omega_0 \sqrt{g(\phi_0)} - v_0/k}{r\sqrt{g}}.$$

Классическое решение получаем при $v_0 = 0$.

Решение (27) предсказывает изменение скорости центра масс свободного четырехмерного гироскопа при сохранении полной энергии системы. Это явление получило название прецессии четырехмерного гироскопа.

7 Закон сохранения импульса центра масс

Под абсолютно упругим ударом четырехмерного гироскопа подразумевается абсолютно упругий удар его корпуса. Иначе, сторонний наблюдатель рассматривает абсолютно упругий удар "черного ящика" — четырехмерного гироскопа со стенкой.

При этом выполняются следующие законы сохранения: полной энергии $T = E' + W' + H' = E + W + H = const$, поступательного импульса $P = (M + 2m)v' = (M + 2m)v = const$, и угла $\phi' = \phi = const$. В результате вычислений получим следующие соотношения

$$P'_c = -P_c(1 - 2k^2 \sin^2 \phi) + 2K(1 - k^2 \sin^2 \phi), \quad (28)$$

$$K' = K(1 - 2k^2 \sin^2 \phi) + 2P_c k^2 \sin^2 \phi, \quad (29)$$

где

$$K = -2mr\omega \sin \phi$$

- вращательный импульс.

Соотношения (28),(29) представляет собой закон сохранения импульса центра масс четырехмерного гироскопа.

7.1 Абсолютно упругий удар, демонстрирующий переход поступательной инерции во вращательную

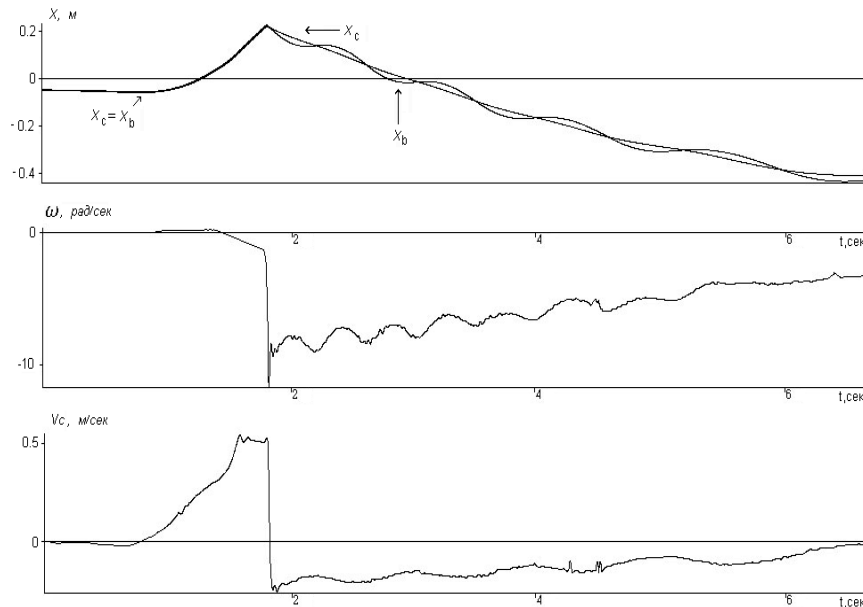


Рис. 5: Абсолютно упругий удар четырехмерного гироскопа, преобразующий поступательную инерцию во вращательную (x_c и x_b - координаты центра масс и корпуса соответственно)

Для демонстрации этого эффекта необходимо расположить малые грузы под некоторым углом к направлению движения. Наибольший эффект достигается, когда угол составляет величину 90° или 270° по отношению к направлению движения. После этого, необходимо (медленно ускоряя гироскоп) направить его на стенку. Медленное ускорение не позволит малым грузам преодолеть внутренние силы трения и они не начнут вращаться перед ударом. После удара малые грузы приобретают угловую скорость вращения, поскольку часть поступательной инерции переходит во вращательную, но при этом скорость центра масс уменьшается (см. рис. 5)

На рис. 5 на верхнем графике изображены координаты центрального тела x и центра масс системы x_c . До удара кривые совпадают, а после удара кривая x осциллирует вокруг кривой x_c . На следующем графике представлена угловая частота вращения грузов ω . Из графика видно, что перед ударом она равна нулю (в пределах ошибки измерений), а после удара изменяется до величины порядка 10 рад/сек. Поэтому до удара система обладала поступательной инерцией, а после удара часть поступательной инерции перешла во вращательную.

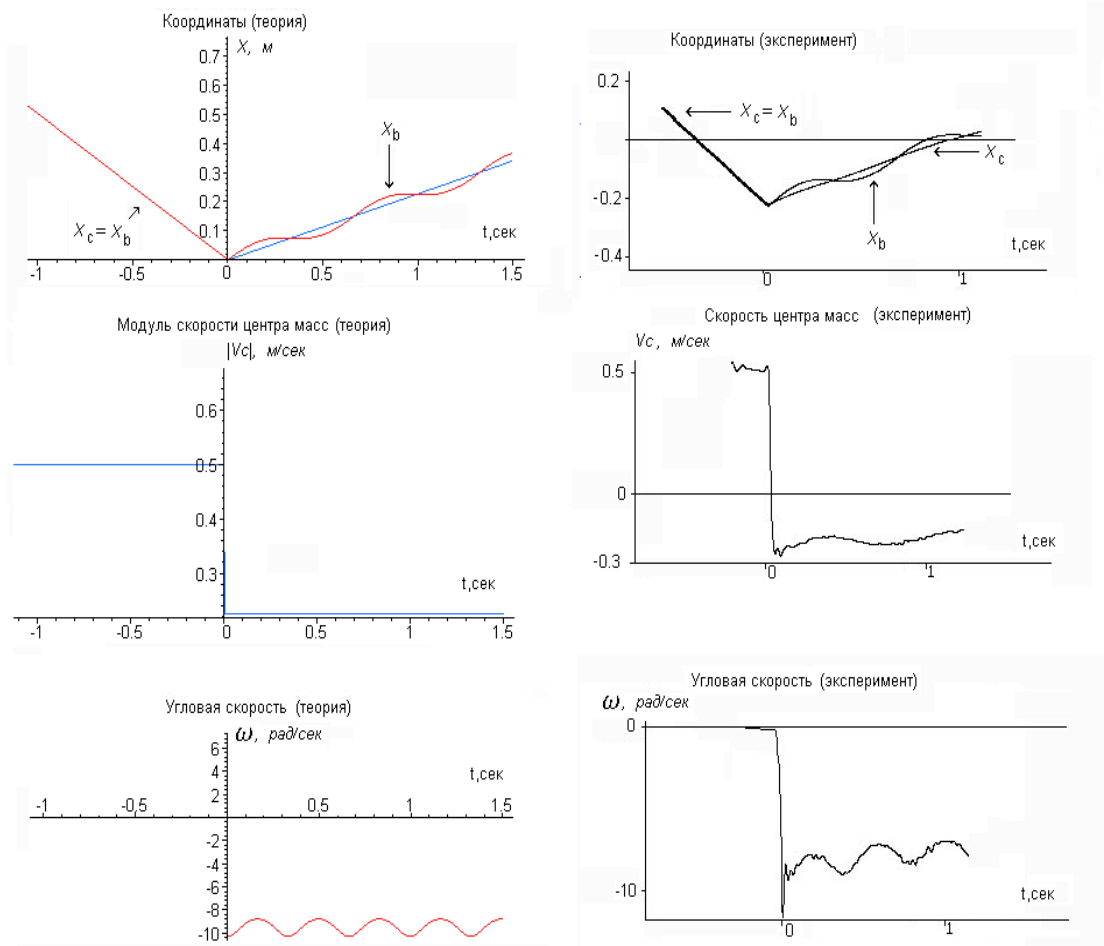


Рис. 6: Сравнение теоретических и экспериментальных данных по абсолютно упругому удару четырехмерного гироскопа, преобразующему поступательную инерцию во вращательную

Ниже мы видим график изменения скорости центра масс v_c . Эта скорость перед ударом была равна 50 см/сек, а после удара оказалась равной -25 см/сек, т.е. изменилась в два раза по абсолютной величине, что выходит далеко за рамки ошибки эксперимента. С учетом ошибки эксперимента, кривые ω и v_c описываются полученными нами ранее формулами (28), (29). Поскольку в процессе удара полная энергия системы сохраняется, то изменение скорости центра масс по абсолютной величине после удара объясняется переходом части поступательной энергии во внутреннюю вращательную энергию.

На рис. 6 представлены основные теоретические и экспериментальные графики по

абсолютно упругому удару четырехмерного гироскопа, при котором происходит преобразование поступательной инерции во вращательную. Из сравнения теоретических и экспериментальных графиков видно, что, в пределах ошибки эксперимента, теория правильно описывает эксперимент. Большая часть наблюдаемого отклонения экспериментальных данных от теоретического предсказания объясняется отсутствием учета сил трения, действующих внутри и вне четырехмерного гироскопа.

7.2 Абсолютно упругий удар, демонстрирующий переход вращательной инерции в поступательную

Предположим, что после удара о стенку вращение малых грузов прекратилось ($K' = 0$), тогда их уравнения (29) имеют

$$K(1 - 2k^2 \sin^2 \phi) = -2P_c k^2 \sin^2 \phi.$$

Подставляя это соотношение в уравнение (28), получим

$$P'_c = -P_c(1 + 2k^2 \sin^2 \phi).$$

Из этого уравнения видно, что при преобразовании вращательной инерции в поступательную абсолютная величина скорости центра масс системы увеличивается.

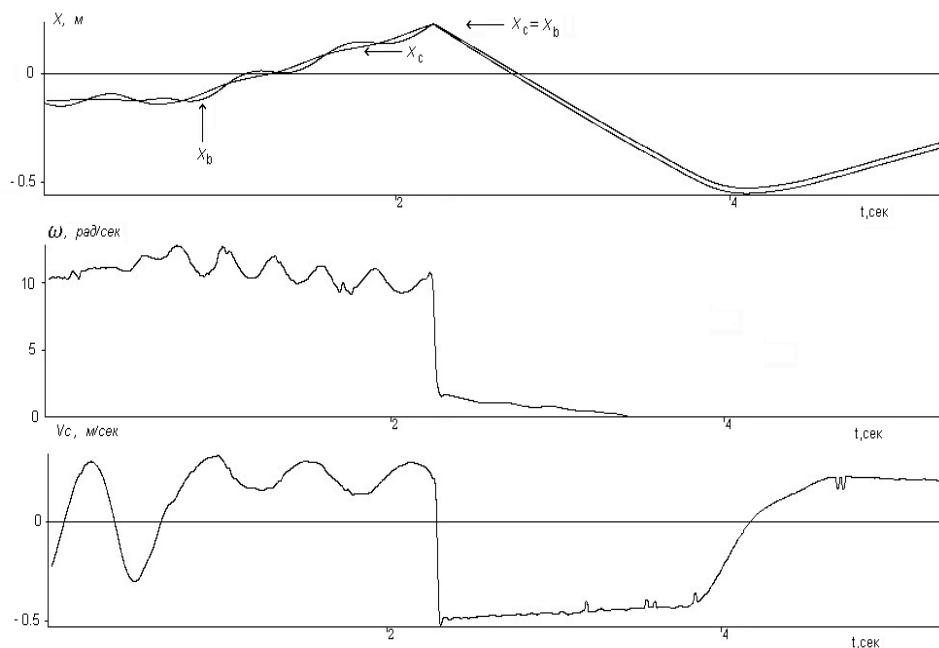


Рис. 7: Абсолютно упругий удар четырехмерного гироскопа, преобразующий вращательную инерцию в поступательную

В этом случае, перед тем, как направить гироскоп на стенку, необходимо сообщить малым грузам вращательное движение. Лучше всего это можно сделать "резонансным" способом, т.е. раскачивая центральное тело вдоль оси x . После того, как грузы начали вращаться, гироскопу необходимо придать некоторую скорость в направлении стенки

с тем, чтобы произошло его столкновение со стенкой. Делая эту процедуру несколько раз, необходимо добиться ситуации, когда после столкновения угловая скорость вращения грузов обратиться в нуль. На рис. 7 представлены графики, соответствующие этому случаю.

Перед ударом угловая скорость ω составляла примерно 11 рад/сек, а после удара оказалась равной 2 рад/сек. Уменьшение угловой скорости вращения грузов привело к увеличению по абсолютной величине скорости центра масс v_c . Из графика видно, что скорость v_c изменилась с 20 см/сек до -54 см/сек, т.е. более чем в два раза по абсолютной величине.

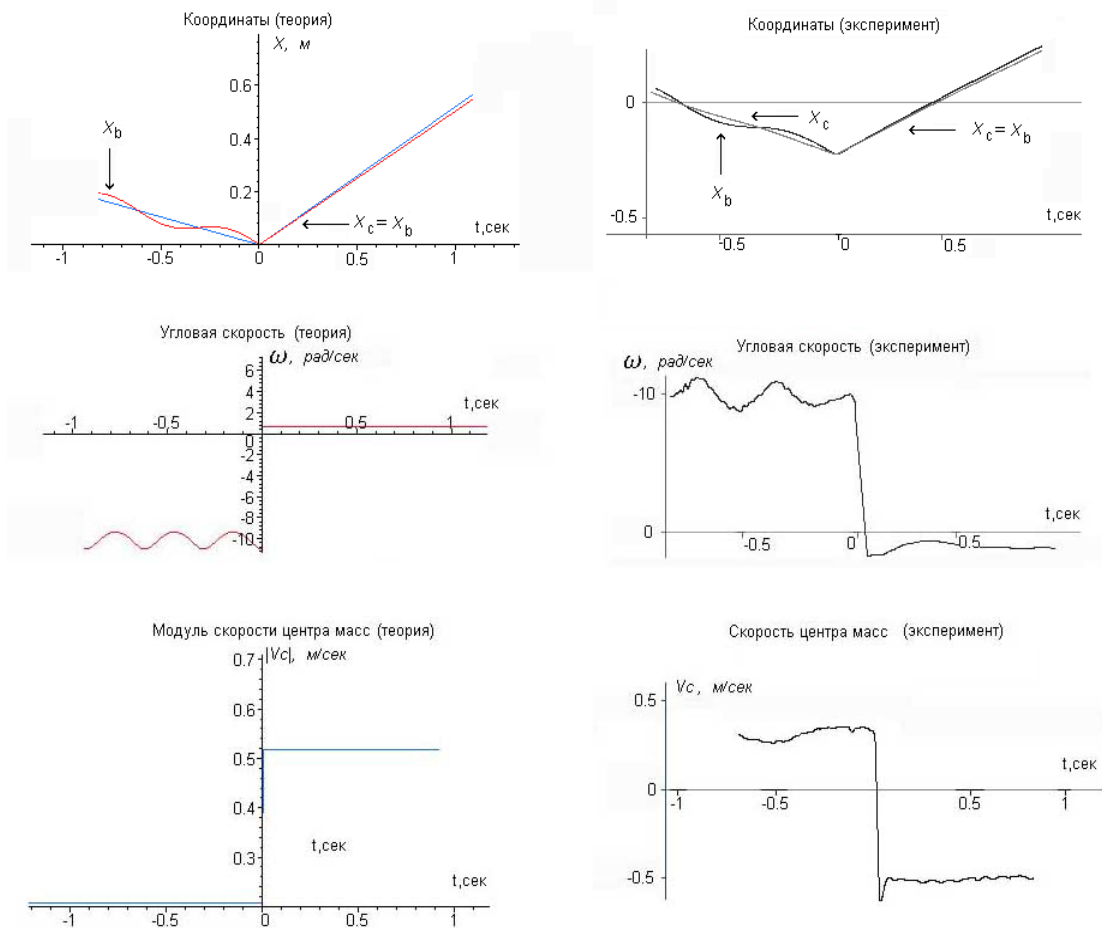


Рис. 8: Сравнение теоретических и экспериментальных данных по абсолютно упругому удару четырехмерного гироскопа, преобразующему вращательную инерцию в поступательную

На рис. 8 представлены теоретические и экспериментальные графики, показывающие преобразование вращательной инерции в поступательную. Из сравнения графиков видно, что теория хорошо описывает экспериментальные данные, конечно, с учетом ошибки эксперимента.

8 Движение гироскопа под действием внешней силы. Явление механической индукции

Пусть на четырехмерный гироскоп действует внешняя сила F_x , тогда его уравнения движения имеют вид

$$\ddot{x} = \frac{B\omega^2 \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{a}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi}, \quad (30)$$

$$\dot{\omega} = \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{a \sin \phi / r}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B \omega \sin \phi - \dot{x}}{r (1 - k^2 \sin^2 \phi)}. \quad (31)$$

где $a = F_x / (M + 2m)$. Закон изменения механической энергии системы в этом случае запишется как

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} (M + 2m) v^2 + m r^2 \omega^2 - 2 m r v \omega \sin \phi \right) = F_x \dot{x}. \quad (32)$$

Если убрать в уравнениях (30), (31) функцию распределения Φ (третьи члены в правой части этих уравнений), то решение системы показывает, что движение центра масс происходит в соответствии с законами классической механики. Это означает, что для центра масс выполняется второй закон механики Ньютона.

Однако эксперименты показывают, что при воздействии на корпус системы постоянной силой $F_x = \text{const}$ ускорение центра масс зависит от значения угла ϕ в момент начала действия силы. Действительно, поскольку

$$\ddot{x}_c = \ddot{x} - \frac{B\omega^2 \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi},$$

поэтому систему уравнений (30), (31) можно записать как

$$\ddot{x}_c = \frac{F_a}{M + 2m},$$

$$\dot{\omega} - \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} = \frac{L_a}{2mr^2},$$

где

$$L_a = 2mr^2 \left(\frac{a \sin \phi / r}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B \omega \sin \phi - \dot{x}}{r (1 - k^2 \sin^2 \phi)} \right)$$

- момент, наведенный внешней силой F_x , а

$$F_a = (M + 2m) \left(\frac{a}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \right)$$

- сила, действующая на центр масс.

Таким образом, если на корпус гироскопа действует сила $F_x = (M + 2m)a$, то центр масс движется с ускорением

$$a_1 = \frac{a}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \geq a,$$

поскольку часть работы внешней силы идет на изменение угловой скорости вращения малых грузов. Это явление, наблюдаемое экспериментально, было названо механической индукцией. Для внешнего наблюдателя, находящегося в инерциальной системе отсчета, механическая индукция, приводящая к увеличению ускорения центра масс, выглядит как уменьшение полной массы гироскопа в соответствии с формулой

$$\overline{M + 2m} = (M + 2m)(1 - k^2 \sin^2 \phi). \quad (33)$$

9 Движение гироскопа под действием внешнего момента. Явление механической самоиндукции

Когда на гироскоп внешний момент $L = 2mr^2N$, его уравнения движения запишутся как

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{B\omega^2 \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{BN \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi}, \\ \dot{\omega} &= \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{N}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B\omega \sin \phi - \dot{x}}{r(1 - k^2 \sin^2 \phi)}. \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \ddot{x}_c &= \frac{F_N}{M + 2m} = a_N, \\ \dot{\omega} - \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} &= \frac{L_N}{2mr^2}, \end{aligned}$$

где

$$F_N = (M + 2m) \left(\frac{BN \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \right)$$

- сила наведенная моментом N и действующая на центр масс.

$$L_N = 2mr^2 \left(\frac{N}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B\omega \sin \phi - \dot{x}}{r(1 - k^2 \sin^2 \phi)} \right) \quad (34)$$

- истинный момент, изменяющий угловую частоту вращения.

Изменение механической энергии в данном случае имеет вид

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

В соответствии с законами классической механики вся работа внешнего момента идет на изменение угловой скорости вращения грузов. Однако эксперимент показывает, что это не так, поскольку часть работы внешнего момента идет на изменение скорости центра масс всей системы.

Из последней формулы (34) видно, что истинное угловое ускорение удовлетворяет соотношению

$$\frac{N}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \geq N,$$

поскольку часть работы, совершаемой моментом, расходуется на ускорение центра масс. Это явление, наблюдаемое экспериментально, мы назвали механической самоиндукцией. С точки зрения классической механики перераспределение энергий при механической самоиндукции выглядит как уменьшение момента инерции в соответствии с формулой

$$\bar{J} = \overline{2mr^2} = J(1 - k^2 \sin^2 \phi) = 2mr^2(1 - k^2 \sin^2 \phi).$$

Поскольку радиус r в наших экспериментах величина постоянная, то можно трактовать наблюдаемое явление самоиндукции как уменьшение массы вращающихся грузов, а именно

$$\bar{m} = m(1 - k^2 \sin^2 \phi). \quad (35)$$

9.1 Внутренний удар четырехмерного гироскопа

Результаты, полученные при теоретическом описании явления механической самоиндукции наводят на мысль, что если внутри системы искусственным образом изменить угловую скорость вращения грузов, то мы получим изменение скорости центра масс всей системы. Для проверки этой идеи на четырехмерном гироскопе был установлен механизм, который, следуя В.Н.Толчину, мы будем называть мотор-тормозом.

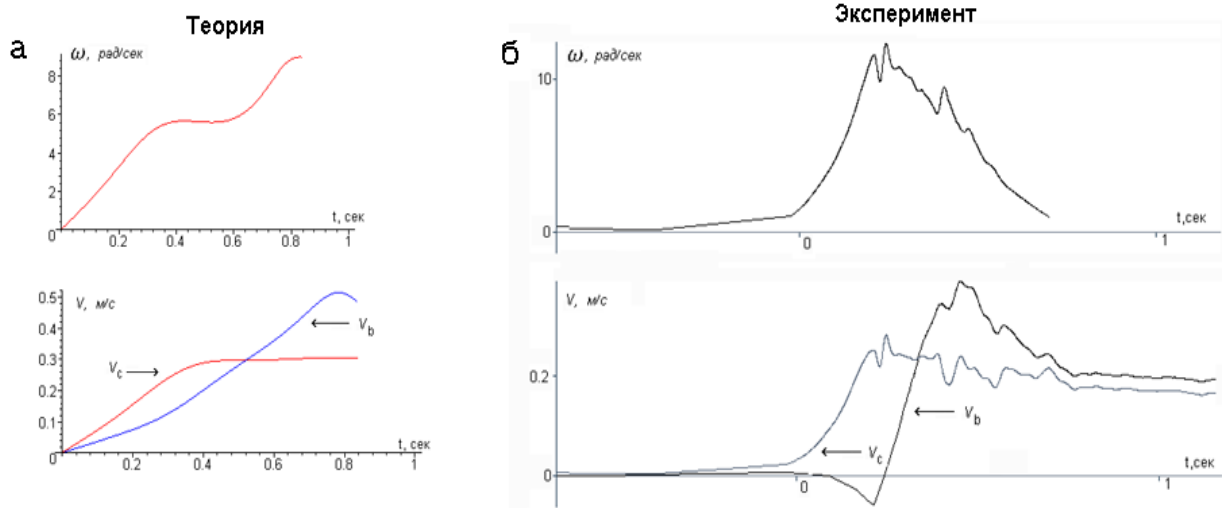


Рис. 9: Сравнение теоретического расчета внутреннего удара свободного гироскопа с экспериментальными данными

Этот механизм состоит из пружины, которая срабатывала в секторе углов $330^\circ - 30^\circ$, изменяя угловую частоту вращения грузов от 0 до 8-10 рад/сек., и тормоза, который уменьшал угловую частоту вращения в секторе углов $150^\circ - 180^\circ$ до 0. На рис. 9а представлены графики теоретического расчета изменения угловой скорости и линейных скоростей четырехмерного гироскопа, полученных в результате внутреннего удара.

Соответствующие экспериментальные графики представлены на рис. 9б. Сравнение теоретических и экспериментальных графиков показывает достаточно хорошее совпа-

дение теории и эксперимента. Некоторое различие в графиках изменения угловой частоты объясняется тем, что возникают трудности в правильном описании воздействия мотор–тормоза. После срабатывания мотор–тормоза происходил следующий физиче-

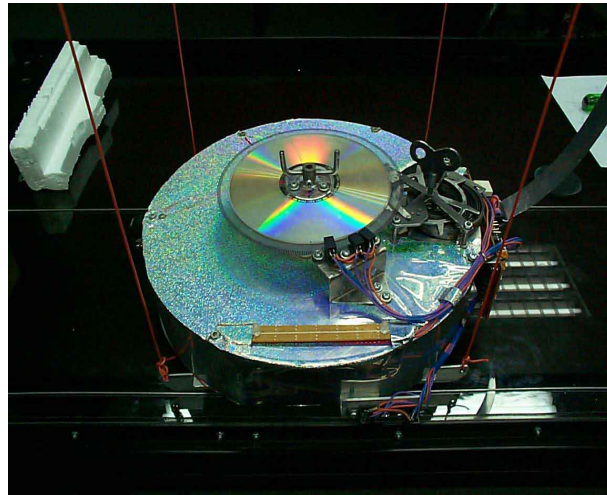


Рис. 10: Четырехмерный гироскоп на подвесе

ский процесс. Потенциальная энергия пружины в момент изменения угловой скорости вращения грузов переходила в механическую энергию движения четырехмерного гироскопа и расходовалась на: а) изменение его внутренней вращательной энергии $W(t) = mr^2\omega(t)^2 = J\omega(t)^2/2$, $J = 2mr^2$; б) изменение кинетической энергии его центра масс $E_c(t) = (M + 2m)v(t)_c^2/2$ через энергию взаимодействия между вращательной и поступательной энергиями $H(t) = -2mrv(t)\omega(t) \sin \phi(t)$.

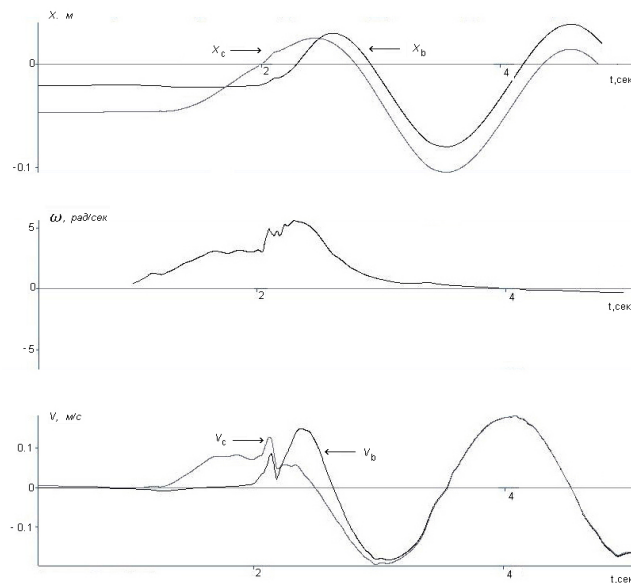


Рис. 11: Экспериментальные графики внутреннего удара четырехмерного гироскопа на подвесе

Расчеты показали, что кинетическая энергия центра масс, полученная после срабатывания пружины, количественно соответствует истраченной потенциальной энергии пружины.

Для того, чтобы убедиться в том, что силы трения не являются причиной изменения скорости центра масс, было решено подвесить четырехмерный гироскоп на четырех нитях (см. рис. 10). В этом эксперименте включение пружины происходило без касания корпуса. Для этого на корпусе гироскопа было установлено электромагнитное реле, которое включалось дистанционно, после чего срабатывала пружина.

Экспериментальные результаты экспериментов по внутреннему удару на подвесе представлены на рис. 11. Из графиков видно, что центр масс изменяет свою скорость даже в отсутствии опоры на подстилающую поверхность.

10 Экспериментальные модели четырехмерных гироскопов, демонстрирующих реактивное движение без отбрасывания массы

Совершенно очевидно, что обеспечения постоянного движения четырехмерного гироскопа под действием внутреннего удара, необходимо производить эти удары периодически, до тех пор, пока не кончится весь завод пружины.

10.1 Модель № 1 с пружинным заводом

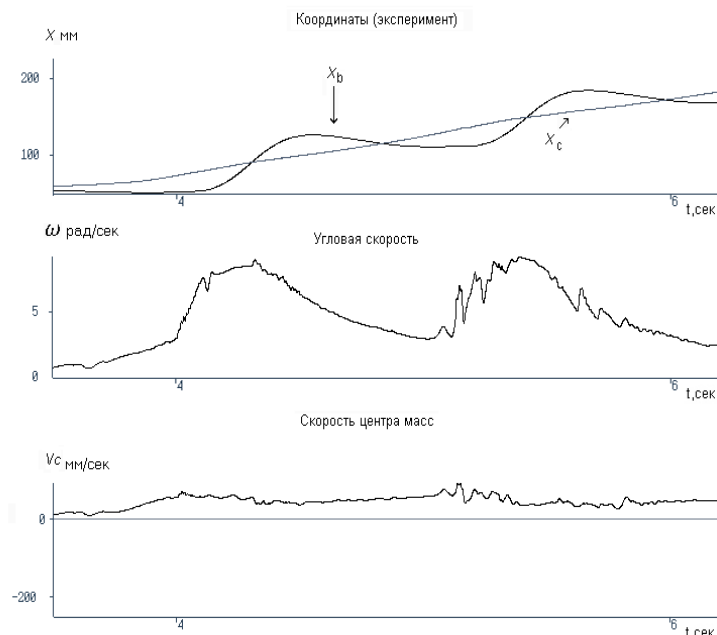


Рис. 12: Экспериментальные графики множественных внутренних ударов четырехмерного гироскопа

В первой модели в качестве источника энергии использовалась пружина, завода которой хватало на 10-14 срабатываний мотор-тормоза. Этого оказалось достаточным для того, чтобы центр масс четырехмерного гироскопа весом 1700 гр. двигался с постоянной (в среднем) скоростью порядка 8 см/сек (см. рис. 12).

10.2 Модель № 2 с электрическим приводом

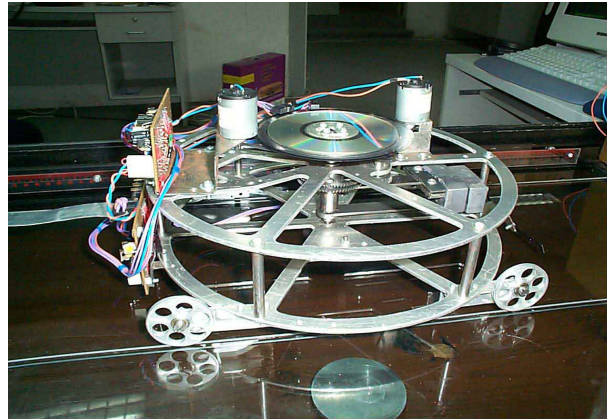


Рис. 13: Четырехмерный гироскоп с электрическими двигателями

Для более эффективного движения четырехмерного гироскопа за счет организации внутренних ударов была разработана модель, в которой в качестве источника энергии использовался электрический двигатель.

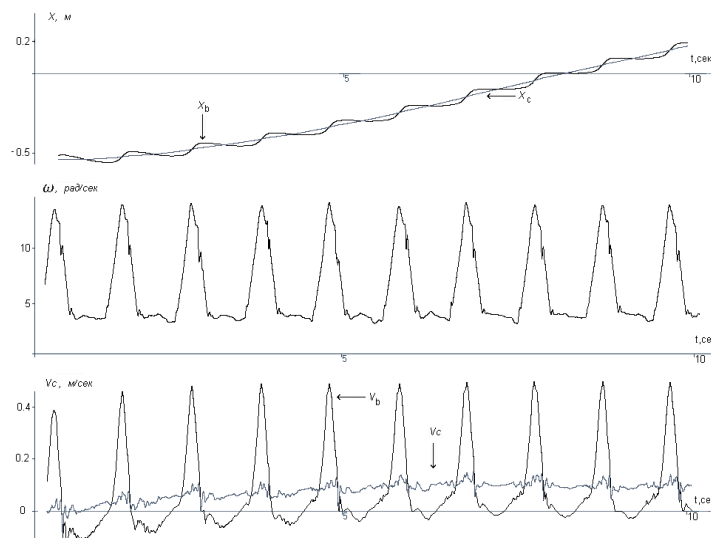


Рис. 14: Экспериментальные графики множественных внутренних ударов четырехмерного гироскопа с электроприводом

Увеличение и уменьшение угловой скорости вращения происходило электромагнитным образом с помощью датчиков, которые включали электродвигатель или осуществляли торможение электродвигателем в нужный момент времени и в нужном секторе углов. Простейшая модель такого устройства представлена на рис. 13.

Экспериментальные графики движения для данной модели представлены на рис. 14. Для стороннего наблюдателя корпус четырехмерного гироскопа движется со средней скоростью около 10 см/сек. При этом за один цикл корпус отстает на 2 см назад и продвигается вперед на 12 см. Это отступление назад породило у некоторых оппонентов представление, что при движении колес назад на центр масс действуют силы трения между колесами и подстилающей поверхностью, движущие центр масс вперед.

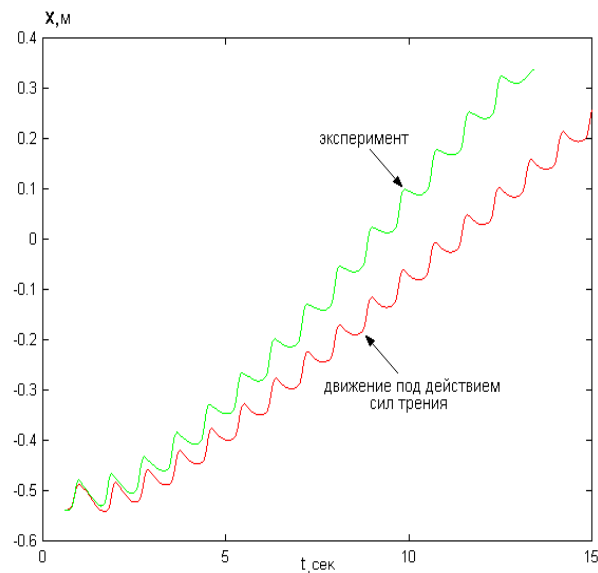


Рис. 15: Расхождение между теоретическим и экспериментальным кривыми при описании движения инерциоида только за счет сил трения

Для того, чтобы выяснить роль сил трения при движении модели, были проведены специальные исследования сил трения. Для этого модель (при не вращающихся грузах) запускалась с некоторой скоростью по горизонтальной поверхности, используемой для экспериментов. Затем снимался график уменьшения скорости движения, за счет действия сил трения и по нему вычислялся вклад сил трения.

Соответствующие экспериментальные и теоретические графики для координат корпуса приведены на рис. 15. Легко заметить, что теоретический и экспериментальный графики не совпадают. Это означает, что движение инерциоида невозможно описать только за счет сил трения. Причина же движения связана с внутренними ударами, возникающими при резком изменении угловой скорости. Теоретически это удастся описать с помощью уравнений движения Френе (3) (а не уравнений Ньютона (1)). На рис. (16-18) представлены экспериментальные и теоретические графики, подтверждающие наши расчеты, проведенные на основе уравнений Френе (3).

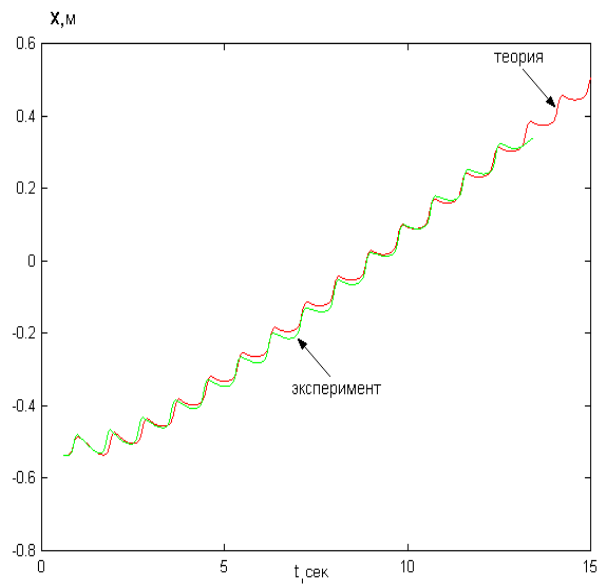


Рис. 16: Совпадение между теоретическим и экспериментальным кривыми при описании движения четырехмерного гироскопа с учетом функции Φ

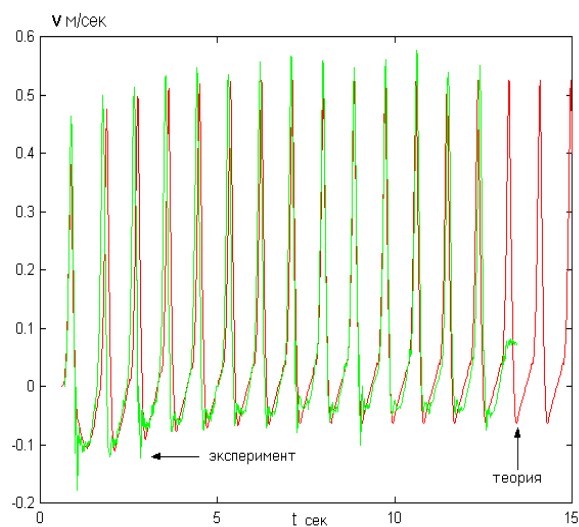


Рис. 17: Совпадение между теоретическим и экспериментальным кривыми скорости корпуса v

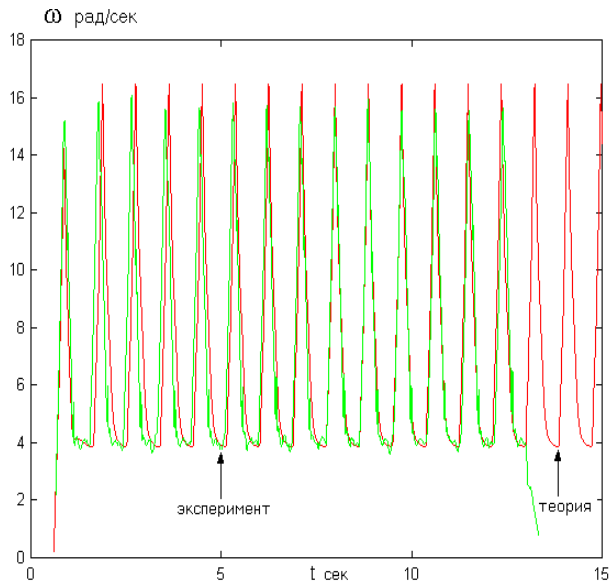


Рис. 18: Совпадение между теоретическим и экспериментальным кривыми угловой скорости вращения ω

10.3 Модель № 3 с управлением движением через компьютер

Поскольку характер движения полностью определяется законом изменения частоты вращения малых грузов, то есть смысл управлять этим процессом через компьютер. Кроме того, для полного исключения влияния сил трения на движения центра масс системы вперед, необходимо обеспечить движение корпуса гироскопа и, следовательно, поддерживающих его колес, только вперед. В этом случае силы трения будут всегда препятствовать движению центра масс вперед, замедляя его движение.

На рис. 19 представлен четырехмерный гироскоп, на котором установлен сервомотор (мотор с обратной связью). Управление этим мотор осуществляется через компьютер по специально разработанной программе. Программа позволяет ускорять и замедлять

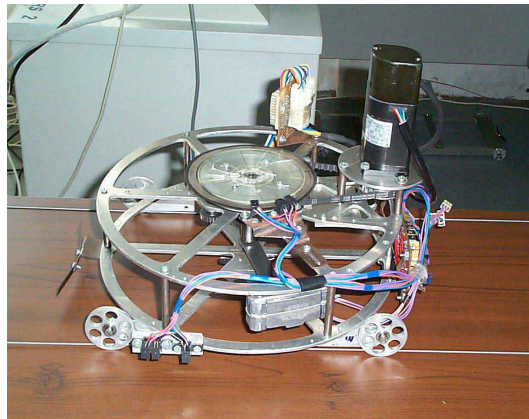


Рис. 19: Четырехмерный гироскоп с управлением через компьютер

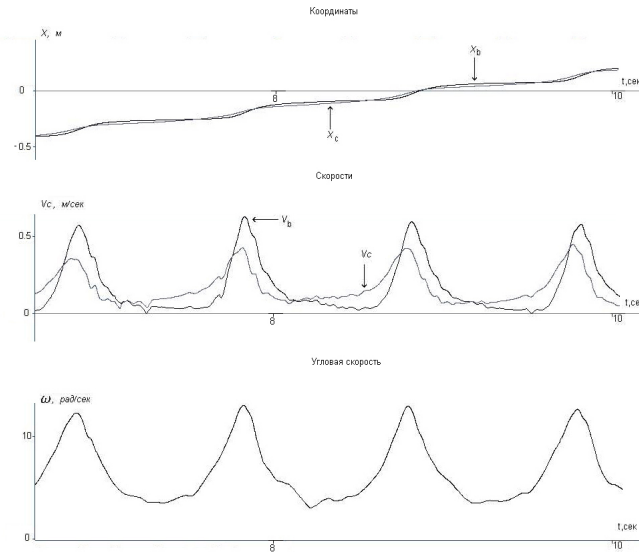


Рис. 20: Экспериментальные графики движения при управлении через компьютер

вращение малых грузов в нужном секторе углов.

На графике скоростей движения (рис. 20) корпуса и центра масс видно, что в данном случае корпус движется только вперед. Соответственно, колеса, поддерживающие его так же движутся только вперед, при этом силы трения между подстилающей поверхностью и колесами работают против движения и никак не могут быть причиной передвижения центра масс.

11 Заключение

В 1985 году одним из авторов была опубликована работа под названием "Механика ориентируемой точки и общий принцип инерции" [6]. В этой работе впервые было предложено использовать уравнения движения, в которые входят объект неголономности или кручение геометрии абсолютного параллелизма. Дальнейшее развитие новой механики позволило дать теоретическое обоснование экспериментам, которые демонстрировали "безопорное" движение механических систем [7]. Простейшая модель такого рода была создана гениальным русским инженером Владимиром Николаевичем Толчиным [4].

Продолжая экспериментальные и теоретические работы, мы обнаружили отклонение от законов механики Ньютона в тех случаях, когда на центр масс системы действовали нескомпенсированные силы инерции. В частности, явление, названное самоиндукцией четырехмерного гироскопа, дает возможность управлять его инерционной массой. Это позволяет создать универсальный движущийся аппарат, который способен двигаться во всех средах; по поверхности Земли, на воде, под водой, в воздухе и в космическом пространстве (см.рис. 21). Заключенный в герметичный корпус инерционный двигатель будет обладать рядом преимуществ по сравнению со всеми другими двигателями. Он будет экологически чистым, экономичным и универсальным и заменить существующие двигатели во многих областях современной техники.

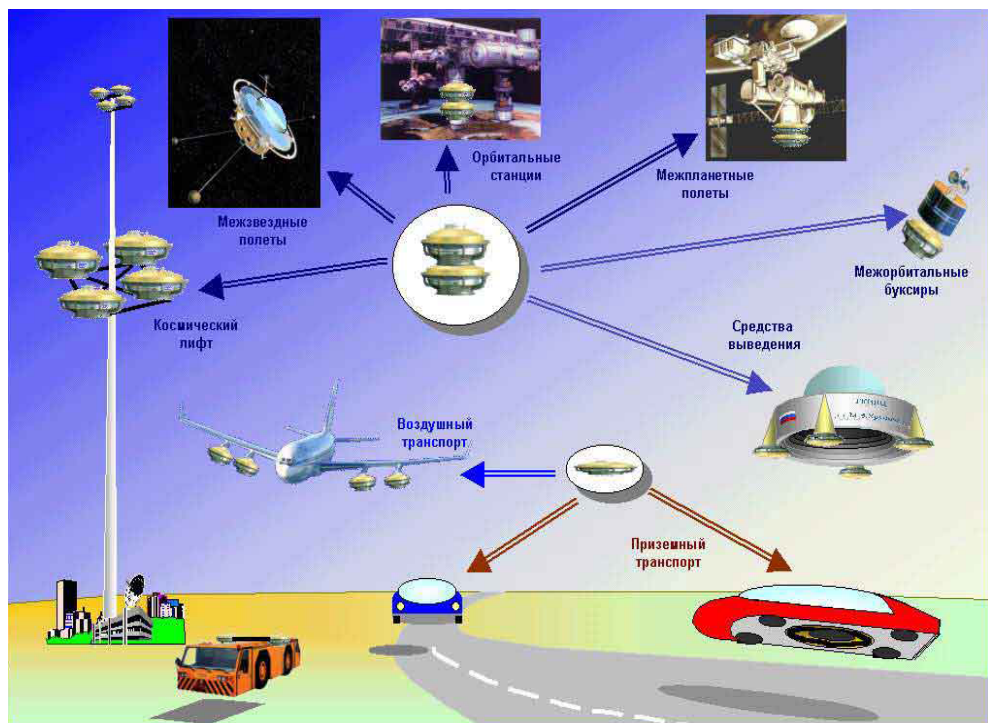


Рис. 21: Возможные области применения реактивного двигателя без отбрасывания массы

Список литературы

- [1] *И.И. Ольховский* Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970. с. 184.
- [2] *П.К. Рашевский* Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1964. 504 с.
- [3] *Я. Схоутен* Тензорный анализ для физиков. М.: Наука, 1965. 278 с.
- [4] *В.Н. Толчин* Инерциоид, силы инерции как источник движения, Пермь, 1977.
- [5] *Г.И. Шипов* Теория физического вакуума, М., Наука, 1997. с. 340.
- [6] *Г.И. Шипов* // Изв. вузов. Физика. 1985. №3. С. 74.
- [7] *Г.И. Шипов* // Теоретическое и экспериментальное исследование инерционной массы четырехмерного гироскопа. Препринт № 10, МИТПФ, М., 2001. №3. С. 54.