ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ДВИГАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК НА БАЗЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ

Дубинкин Ю.М.
Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

Существующие и разрабатываемые системы энергетики ЛА основаны на использовании химической, ядерной, солнечной энергии с использованием принципа реактивного движения применительно к устройствам механического или электродинамического типов (1). Однако в последнее время появились сообщения о возможности создания энергосистем на базе релятивистских (2) и новых физических (3) эффектов. При этом они не получили достаточно строгого обоснования (2) или противоречат общефизическим положениям (3).

Построение энергосистем на базе релятивистских эффектов, очевидно, может быть осуществлено только путём локального искажения (возмущения) метрики пространства-времени в пределах энергоустановки. В соответствии с уравнениями Эйнштейна, возмущение метрики достигается за счёт распределения и движения вещества и полей (4).

Наиболее простым способом возмущение метрики в пределах энергоустановки является использование вращательного движения системы вокруг неподвижной оси. Рассмотрим свойства и метрику пространства-времени для равномерно вращающейся системы.

Пусть координаты неподвижной системы - x, y, z, время - t. Соответственно, для вращающейся системы пространственные координаты - $\overline{x}, \overline{y}, \overline{z}$, а время - τ. При вращении вокруг оси z классические уравнения преобразования примут вид:

$$\left.\begin{array}{l} X = \overline{X} \bullet \cos\varphi - \overline{Y}\cos\varphi \\ Y = \overline{X} \bullet \cos\varphi + \overline{Y}\cos\varphi \\ Z = \overline{Z} \end{array}\right\}, \qquad (1)$$

где $\varphi = \omega \bullet t$, ω - угловая скорость вращения системы.

Система уравнений (1) не является полной, так как отсутствует связь по четвёртой координате (времени) в уравнениях преобразования $x^i = f^i(\overline{x}^k)$, где l, k = 0, 1, 2, 3.

Для нахождения четвёртого уравнения воспользуемся дифференциальной квадратичной формой (интервалом):

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

Подставив (1) в (2) получим для компоненты метрического тензора g_{00} выражение:

$$g_{00} = -\left[1 - \varpi^2\left(\overline{x}^2 + \overline{y}^2\right) \quad , \qquad (3)$$

где $\varpi = \omega \cdot c^{-1}$; с - скорость света.

Представим уравнение, связывающее время в неподвижной t и подвижной τ системе координат в виде:

$$d\overline{x}^{0} = \sqrt{-g_{00}} \bullet dx^{0} \quad , \tag{4}$$

где $\overline{x}^{0} = c \bullet \tau$; $x^{0} = c \bullet t$.

Используя выражения (1), (3) и (4), можно записать полную систему прямых уравнений преобразования:

$$\left.\begin{aligned} x &= \overline{x} \bullet \cos \varphi - \overline{y \bullet \sin \varphi} \\ y &= \overline{x} \bullet \sin \varphi + \overline{y} \bullet \cos \varphi \\ z &= \overline{z} \\ x^{0} &= \int_{0}^{\overline{x}^{0}} \frac{d\overline{x}^{0}}{\sqrt{1 - \omega^{2}\left(x^{2} + y^{2}\right)}dx^{0}} \end{aligned}\right\} , \tag{5}$$

И обратных:

$$\left.\begin{aligned} \overline{x} &= x \bullet \cos \varphi - y \bullet \sin \varphi \\ \overline{y} &= -x \bullet \sin \varphi + y \bullet \cos \varphi \\ \overline{z} &= z \\ \overline{x}^{0} &= \int_{0}^{\overline{x}^{0}} \sqrt{1 - \omega^{2}\left(x^{2} + y^{2}\right)}dx^{0} \end{aligned}\right\} . \tag{6}$$

Уравнения преобразования (5) и (6) позволяют провести анализ свойств системы вращения и, прежде всего, определить коэффициенты аффинной связности $\overline{\Gamma}^{i}_{jk}$ (символы Кристоффеля).

Для нахождения $\overline{\Gamma}^{i}_{jk}$ воспользуемся одним из соотношений, которое основывается на уравнениях преобразования (4):

$$\overline{\Gamma}^{i}_{jk} = \Gamma^{a}_{bc} \frac{dx^{b}}{d\overline{x}^{j}} \frac{dx^{c}}{d\overline{x}^{k}} \frac{dx^{i}}{d\overline{x}^{a}} + \frac{d^{2}x^{a}}{d\overline{x}^{j} d\overline{x}^{k}} \frac{d\overline{x}^{i}}{dx^{a}} \quad , \tag{7}$$

Так как в рассматриваемом случае неподвижная система имеет евклидову метрику, то:

$$\overline{\Gamma}^{a}_{bc} = 0 . \tag{8}$$

Тогда из (7) получим:

$$\overline{\Gamma}^{i}_{jk} = \frac{d^{2}x^{a}}{d\overline{x}^{j} d\overline{x}^{k}} \frac{d\overline{x}^{i}}{dx^{a}} \quad . \tag{9}$$

Найдя производные $\dfrac{d^2 x^a}{d\bar{x}^j d\bar{x}^k}$ и $\dfrac{d\bar{x}^i}{dx^a}$ с помощью выражений (5) и (6) после их подстановки и преобразований окончательно получаем $\bar{\Gamma}^i_{jk}$ в явном виде.

Для нахождения сил, действующих во вращающейся системе, используем соотношение:

$$F^i = m \bullet \bar{A}^i \quad , \tag{10}$$

где m - масса тела;

$\bar{A}^i$ - абсолютное ускорение тела, определяемое ковариантным дифференцированием:

$$\bar{A}^i = \frac{d^2 \bar{x}^i}{d\bar{x}^{02}} + \bar{\Gamma}^i_{jk} \frac{d\bar{x}^j}{d\bar{x}^0} \frac{d\bar{x}^k}{d\bar{x}^0} \quad . \tag{11}$$

Первый член уравнения (11) представляет собой обычное ньютоновское ускорение в локальной системе. Второй член учитывает влияние гравитационного поля, т.е. соответствующее искажение метрики пространства-времени. В случае эвклидова пространства $\bar{\Gamma}^a_{bc} = 0$ и соотношение (11) переходит в обычную формулировку второго закона Ньютона, а $\bar{A}^i$ становится простым ускорением.

Определим $\bar{A}^i$ во вращающейся системе.

Для определения $\bar{A}^i$ необходимо знать $\bar{x}^i$ в явной форме. Проведём рассмотрение свойств осциллятора во вращающейся системе. В этом случае можно записать:

$$\bar{x} = \bar{y} = a + b \bullet \sin\varphi \quad , \tag{12}$$

(Чтобы не было в дальнейшем недоразумений, укажем, что выражения (10) и (11) связаны с обычным ускорениями через постоянный множитель c^2. То есть:

$$\bar{w}^i = \bar{A}^i \bullet c^2 \quad , \tag{13}$$

где $\bar{w}^i$ - обычное ускорение; c - скорость света).

Используя (12) найдём $\bar{A}^i$. (Используем индексацию $\bar{x} - \bar{x}^1; \bar{y} - \bar{x}^2; \bar{z} - \bar{x}^3; c \cdot \tau - \bar{x}^0$).

Ускорения во вращающейся системе координат определяется соотношениями:

$$\bar{A}^1 = \frac{d^2\bar{x}}{d\bar{x}^{02}} + 2\bar{\Gamma}^1_{12}\frac{d\bar{x}}{d\bar{x}^0}\frac{d\bar{y}}{d\bar{x}^0} + \bar{\Gamma}^1_{22}\left(\frac{d\bar{y}}{d\bar{x}^0}\right)^2 + 2\bar{\Gamma}^1_{10}\frac{d\bar{x}}{d\bar{x}^0}\frac{d\bar{x}^0}{d\bar{x}^0} + 2\bar{\Gamma}^1_{20}\frac{d\bar{x}^0}{d\bar{x}^0}\frac{d\bar{y}}{d\bar{x}^0} + \bar{\Gamma}^1_{00}\left(\frac{d\bar{x}^0}{d\bar{x}^0}\right)^2 , \tag{14}$$

$$\overline{A}^2 = \frac{d^2\overline{y}}{d\overline{x}^{02}} + \overline{\Gamma}^2_{11}\left(\frac{d\overline{x}}{d\overline{x}^0}\right)^2 + 2\overline{\Gamma}^2_{12}\frac{d\overline{x}}{d\overline{x}^0}\frac{d\overline{y}}{d\overline{x}^0} + 2\overline{\Gamma}^2_{10}\frac{d\overline{x}}{d\overline{x}^0}\frac{d\overline{x}^0}{d\overline{x}^0} + 2\overline{\Gamma}^2_{20}\frac{d\overline{x}^0}{d\overline{x}^0}\frac{d\overline{y}}{d\overline{x}^0} + \overline{\Gamma}^2_{00}\left(\frac{d\overline{x}^0}{d\overline{x}^0}\right)^2, \quad (15)$$

где: $$\frac{d\overline{y}}{d\overline{x}^0} = \frac{d\overline{x}}{d\overline{x}^0} = \frac{b\varpi}{\beta} \bullet \cos\varphi; \quad (16)$$

$$\frac{d^2\overline{y}}{d\overline{x}^{02}} = \frac{d^2\overline{x}}{d\overline{x}^{02}} = \frac{b\varpi^2}{\beta^2} \bullet \sin\varphi + 2\frac{b^2\varpi^4}{\beta^4} \bullet \cos\varphi(a + b\sin\varphi) \quad (17)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \varpi^2 \bullet \left(\overline{x}^2 + \overline{y}^2\right)} \quad (18)$$

Определим компоненты $\overline{A}^i$ с точностью до $\frac{1}{c^2}$. Так как , то при определении подинтегральных выражений в можно с указанной точностью положить $\beta = 1$. В этом случае имеем:

$$\int_0^{\overline{x}^0} \overline{x}\beta^{-3}d\overline{x}^0 = \int_0^{\overline{x}^0} \overline{y}\beta^{-3}d\overline{x}^0 = \int_0^{\overline{x}^0} \overline{x}\beta^{-4}d\overline{x}^0 = \int_0^{\overline{x}^0} \overline{y}\beta^{-4}d\overline{x}^0 = \int_0^{\overline{x}^0} \overline{x}d\overline{x}^0, \quad (19)$$

$$\int_0^{\overline{x}^0} \overline{x}d\overline{x}^0 = a \bullet \overline{x}^0 - b\varpi^{-1} \bullet (\cos\varphi - 1) \quad (20)$$

Будем рассматривать случай, при котором $\omega \gg 1$ и $t \gg 1$, тогда вторым членом в выражении (20) можно пренебречь.

С помощью соотношений (14)…(18) находим:

$$\overline{A}^1 = -b\varpi^2\sin\varphi - 4\varpi^3 a x^0 b^2\varpi^2\cos^2\varphi - 4\varpi^4(a + b\sin\varphi)\times, \quad (21)$$
$$\times a x^0 b\varpi\cos\varphi - 2\varpi b\varpi\cos\varphi - \varpi^2(a + b\sin\varphi)$$

$$\overline{A}^2 = -b\varpi^2\sin\varphi + 4\varpi^3 a x^0 b^2\varpi^2\cos^2\varphi - 4\varpi^4(a + b\sin\varphi)\times \quad (22)$$
$$\times a x^0 b\varpi\cos\varphi + 2\varpi b\varpi\cos\varphi - \varpi^2(a + b\sin\varphi)$$

Выражения (21) и (22) полностью определяют силы во вращающейся системе. Следует отметить, что они содержат и "классические члены" и "неклассические", релятивистские составляющие ускорений. Действительно, $-\varpi^2 \cdot \overline{x}$ и $-\varpi^2\overline{y}$ представляют собой центростремительное ускорение, член $-b\varpi^2\sin\varphi$ - местное ньютоновское ускорение и, наконец, члены $\pm 2\varpi b\varpi\cos\varphi$ - кориолисово ускорение. Кроме них в выражениях для $\overline{A}^i$ входят члены, содержащие множитель x^0, следовательно, растущие со времени.

Используя выражения для преобразования контравариантных векторов, определим компоненты ускорений в неподвижной системе координат с помощью соотношений:

$$\left.\begin{aligned} A^1 &= \overline{A}^1 \cos\varphi - \overline{A}^2 \sin\varphi \\ A^2 &= \overline{A}^1 \sin\varphi - \overline{A}^2 \cos\varphi \end{aligned}\right\} . \qquad (23)$$

Подставив (20) и (21) в (22), получим:

$$A^1 = -\omega^{-2}\left[a(\cos\varphi - \sin\varphi) + 2b(\sin 2\varphi + \cos 2\varphi)\right] - 4\varpi^5 \cdot a \cdot b \cdot x^0 \times$$
$$\times\left[a \cdot \cos\varphi(\cos\varphi - \sin\varphi) + b \cdot \cos\varphi(\sin 2\varphi + \cos 2\varphi)\right] \qquad (24)$$

$$A^2 = -\omega^{-2}\left[a(\cos\varphi + \sin\varphi) + 2b(\sin 2\varphi - \cos 2\varphi)\right] - 4\varpi^5 \cdot a \cdot b \cdot x^0 \times$$
$$\times\left[a \cdot \cos\varphi(\cos\varphi + \sin\varphi) + b \cdot \cos\varphi(\sin 2\varphi - \cos 2\varphi)\right] \qquad (25)$$

Первая часть в выражениях (24) и (25) соответствует обычным классическим составляющим ускорения в неподвижной системе координат, а вторая часть - неклассическим добавкам. Таким образом, силы, действующие на осциллятор массой m, в неподвижной системе координат определяются компонентами:

$$F^i = -mA^i c^2 \qquad (26)$$

В соответствии с (24) и (25) выражение для силы, действующей на осциллятор в поле превращения, можно представить в виде:

$$F^i = F^i_k + F^i_p \quad , \qquad (27)$$

где F^i_k - классическая составляющая силы;

F^i_p - релятивистская составляющая силы.

Однако средняя величина $\langle F^i_k \rangle$ за любой промежуток X^0 кратный периоду вращения ($X^0 = \frac{2\pi c}{\omega} k$, k = 1, 2, 3) будет равняться нулю:

$$\langle F \rangle = X^{0^{-1}} \cdot \int\limits_0^{X^0} F^i_k dx^0 = 0 \qquad (28)$$

С другой стороны, в соответствии с (24)...(28) компоненты средних величин релятивистской добавки силы будут равны:

$$\langle F \rangle = 2m \frac{\omega^5}{c^3} a^2 \cdot b \cdot X^0 = \langle F^2_p \rangle \qquad (29)$$

Таким образом, на осциллятор воздействует постоянная по направлению и растущая по времени релятивистская сила. Пренебрегая гармоническими членами для текущего значения силы можно записать выражение:

$$F^1_p = F^2_p = 2m \frac{\omega^5}{c^3} a^2 \cdot b \cdot t \quad , \qquad (30)$$

$$F_p = \sqrt{(F^1_p)^2 + (F^2_p)^2} = 2\sqrt{2} \cdot m \frac{\omega^5}{c^3} a^2 \cdot b \cdot t \qquad (31)$$

Рассмотрим энергетические эффекты наличия релятивистских добавок в силах. Работа сил в неподвижной системе координат определяется соотношением:

$$Q = \int\limits_{x^i_1}^{x^i_2} \sum F^i dx^i \qquad (32)$$

Очевидно, работа F^i_k равна нулю за любой период вращения. Для нахождения работы F^i_p используем соотношения (1), (12), (23) и (26). После их подстановки в (32) получим:

$$\left.\begin{array}{l} dQ^1 = 4m\cdot\varpi^5\cdot a\cdot b\cdot x^0\left[-a\cdot b\cos^4\varphi + a\cdot b\cos^2\varphi - a\cdot b\cos^2\varphi\cdot\sin^2\varphi\right] \\ dQ^2 = 4m\cdot\varpi^5\cdot a\cdot b\cdot x^0\left[-a\cdot b\cos^4\varphi + a\cdot b\cos^2\varphi - a\cdot b\cos^2\varphi\cdot\sin^2\varphi\right] \end{array}\right\} \qquad (33)$$

Из (32) и (33) видно $dQ^1 = dQ^2 = 0$ и $Q = 0$ (34)

Т.е., как и для классических составляющих, работа релятивистских добавок равна нулю и, следовательно, момент, действующий на осциллятор, в этом случае также равен нулю.

Конечно, для реальной системы работа сил, инициируемых в энергетической установке отлична от нуля ($Q_\Sigma > 0$) за счёт сил трения.

Таким образом, проведённое рассмотрение свойств осциллятора в поле вращения показывает возможность его использования для генерации энергии-импульса в принципиально новых энергетических системах, для которых не требуется внешний источник энергии.

Хотя эффект по порядку величины $\approx c^{-2}$, но наличие его пропорциональности времени делает возможным получение значительных тяг и энерговыхода при $t \geq 10^6$ с, при этом время релаксации много больше реальных сроков функционирования технических систем.

Наиболее перспективным является использование систем с рассмотренным принципом генерации энергии-импульса для космической тяговой энергетики. Анализ технических аспектов проблемы говорит о возможности создания космических летательных аппаратов с целью освоения Солнечной системы (характеристическая скорость пилотируемого аппарата $\approx 1000\ldots2000$ км/с при времени работы $\approx 10^7$ с, что принципиально достижимо для существующих ракетных систем).

Другой, наиболее важный вариант применения такого типа новых энергосистем является создание наземных энергоустановок (электростанции, транспортное использование и т.п.) с коэффициентом размножения $\approx 50\ldots100$, которые являются экологически чистыми и не требуют использования невоспроизводимых источников энергии. При этом затраты (строительство, площади, расходы охлаждающей воды) по сравнению с существующими системами могут быть сокращены на порядок (мощность электростанции $\approx 5\bullet10^8$ к Вт, на площади ≈ 3 км^2, коэффициент размножения ≈ 100).

В настоящее время проведена серия экспериментально-технологических исследований, которые подтвердили принципиальную возможность создания релятивистского генератора энергии-импульса в соответствии с изложенными принципами теории.

Список литературы

1. Бурдаков В.П., Данилов Ю.И. Физические проблемы космической тяговой энергетики. М.: Атомиздат, 1969. - 400 с.
2. Холт А.С. Перспективные тяговые системы с использованием полей. "AJAA Pap.", 1980, №1233; "AJAA Stud. J.", 1980, 18, №1.Шрейдер Х., Эффек Сёрла. "Raum zeit", 1989, №43.
3. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. -М.: Физматгиз, 1960.-400 с.