МЕХАНИКА
ТВЕРДОГО ТЕЛА
№ 4 • 1992

УДК 521.151

© 1992 г. Е. Ф. ТОМИЛИН

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ТЕЛА НА ТОЧЕЧНУЮ МАССУ ИЛИ ПОЧЕМУ ПЛАНЕТЫ НЕ ПАДАЮТ НА СОЛНЦЕ

В работе рассмотрено воздействие вращающегося тела на точечную массу с помощью взаимодействия двух материальных точек, учитывающего скорость его распространения и относительную скорость этих материальных точек, в инерциальной системе отсчета. Показано, что при вращении тела имеется трансверсальная составляющая силы взаимодействия, воздействующая на пробную точечную массу.

Найденной трансверсальной составляющей силы взаимодействия со стороны Солнца на планеты можно объяснить наблюдаемое прямое обращение планет в одной и той же плоскости и сам факт существования их орбит при наличии аэродинамического сопротивления их движению со стороны межпланетного газа.

1. Введение. В задаче двух тел [1] рассматривалось движение планет и Солнца в абсолютном вакууме. Однако это не согласуется с современными космическими исследованиями, согласно которым у Солнца и планет имеется своя атмосфера, которая далеко простирается в космическое пространство и называется межпланетным газом. Следовательно, упомянутая задача двух тел является не чем иным, как идеализацией. Поэтому для более точного описания движения небесных тел необходимо еще учитывать сопротивление движению со стороны межпланетного газа.

В связи с изложенным естественно предположить какую-то стороннюю силу, компенсирующую это сопротивление и тем самым обеспечивающую фактическое движение планет. Попытаемся установить природу такой силы, исходящей от вращающегося тела, которым может быть лишь Солнце.

2. Воздействие вращающегося диска на точечную массу. Для решения поставленной задачи, воспользуемся тяготением (8) работы [1]:

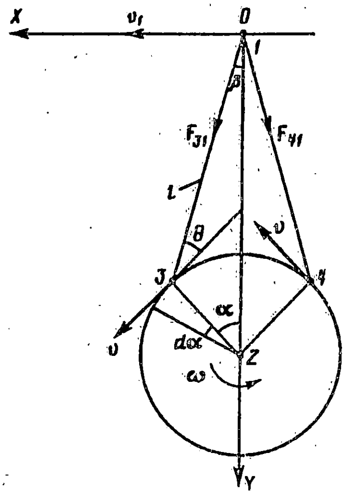
$$\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21} = -G\frac{m_1 m_2}{l^2}\left[1 - \frac{(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{l}^{\mathbf{v}}_{12}) + (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{l}^{\mathbf{v}}_{21})}{\Gamma}\right]\frac{\mathbf{l}_{12}}{l_{12}} \tag{1}$$

В качестве взаимодействующих тел возьмем точечную массу m_1 (точка *1*) и диск с его центром в точке *2*, отстоящей от точки *1* на расстоянии D, как это показано на фиг. 1. Пусть диск радиуса R вращается с угловой скоростью ω в прямом вращении (против стрелки часов от читателя). Масса элемента дуги $d\alpha$ кольцевого слоя dR равна $dm = \mu \Delta l R\, dR\, d\alpha$, где μ — плотность материала диска, Δl — толщина диска.

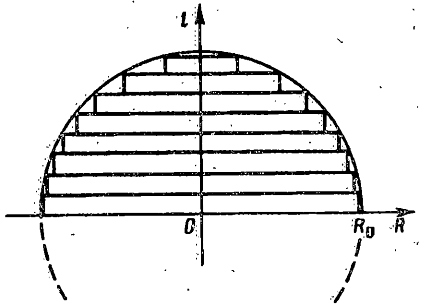
Найдем проекции силы притяжения материальной точки *1* материальными точками *3* и *4* на оси OX и OY. В согласии с (1) имеем

$$F_{3x} = G\frac{m_1 \mu\, \Delta l R\, dR\, d\alpha}{l^2}\left(1 + \frac{v}{\Gamma}\cos\theta\right)\sin\beta$$

$$F_{3y} = G\frac{m_1 \mu\, \Delta l R\, dR\, d\alpha}{l^2}\left(1 + \frac{v}{\Gamma}\cos\theta\right)\cos\beta$$



Фиг. 1



Фиг. 2

$$F_{4x} = -G\frac{m_1 \mu\, \Delta lR\, dR\, d\alpha}{l^2}\left(1 - \frac{v}{\Gamma}\cos\theta\right)\sin\beta$$

$$F_{4y} = G\frac{m_1 \mu\, \Delta lR\, dR\, d\alpha}{l^2}\left(1 - \frac{v}{\Gamma}\cos\theta\right)\cos\beta$$

где v — круговая скорость точек *3* и *4*, лежащих на окружности диска. Отсюда найдем равнодействующую проекций этих сил на ось OX:

$$dF_x = \frac{2Gm_1 \mu\, \Delta lvR\, dR\, d\alpha}{l^2\Gamma}\sin\beta\cos\theta \tag{2}$$

Направлена эта равнодействующая по положительной оси OX, создавая момент прямого обращения, вокруг вращающегося диска. Аналогично найдём равнодействующую проекций сил на ось OY:

$$dF_y = \frac{2Gm_1 \mu\Delta lR\, dR\, d\alpha}{l^2}\cos\beta \tag{3}$$

Направлена эта равнодействующая по положительной оси OY и представляет собой тяготение этих тел. Чтобы найти такие же составляющие силы от всего диска, необходимо будет произвести интегрирование по всем материальным точкам диска. Целесообразно интегрировать по переменным R и α. Для этого выразим проекции сил через R и α. Из фиг. 1 имеем

$$l^2 = D^2 - 2DR\cos\alpha + R^2\,,\ \sin\beta = R\sin\alpha/l$$

$$\cos\beta = (D - R\cos\alpha)/l\,,\ \cos\theta = D\sin\alpha/l$$

Учтем еще, что $v = \omega R$ и подставим все эти зависимости в выражения (2) и (3). Получим

$$dF_x = \frac{2Gm_1 \mu\, \Delta lD\omega R^3\, dR\sin^2\alpha\, d\alpha}{(D^2 - 2DR\cos\alpha + R^2)^2\,\Gamma} \tag{4}$$

$$dF_y = \frac{2Gm_1 \mu \, \Delta lR \, dR \, (D - R\cos\alpha)\, d\alpha}{(D^2 - 2DR\cos\alpha + R^2)^{3/2}} \tag{5}$$

Проинтегрируем их по R от 0 до R и по α от 0 до π. Из (4) имеем

$$F_x = \frac{2Gm_1 \mu \, \Delta l\omega}{\Gamma D^3} \int_0^R R^3 \, dR \int_0^\pi \frac{\sin^2\alpha \, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^2}, \qquad \delta = \frac{R}{D} < 1 .$$

Учитывая, что

$$\frac{2\sin\alpha\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^2} = -\frac{d\,(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{-1}}{\delta}$$

проинтегрируем по частям и примем во внимание еще такой интеграл:

$$\int_0^\pi \frac{\cos\alpha\, d\alpha}{1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2} = \frac{\pi\delta}{1 - \delta^2}, \quad [\delta^2 < 1]$$

После несложных преобразований получим

$$F_x = -\frac{G\pi m_1 \mu \, \Delta l\omega D}{2\Gamma} \left[\ln\left(1 - \frac{R^2}{D^2}\right) + \frac{R^2}{D^2}\right]$$

Воспользовавшись разложением логарифма в ряд, преобразуем ее к виду

$$F_x = \frac{Gm_1 \mu \, \Delta l\omega\pi R^4}{4\Gamma D^3} \left(1 - \frac{2}{3}\frac{R^2}{D^2} + \frac{1}{2}\frac{R^4}{D^4} \cdots\right) \tag{6}$$

Так как масса диска может быть выражена формулой $M = \pi R^2 \Delta l\mu$, то из выражения (6) получим такое выражение трансверсальной силы:

$$F_x = \frac{Gm_1 \omega R^2 M}{4\Gamma D^3} \left(1 - \frac{2}{3}\frac{R^2}{D^2} \cdots\right) \tag{7}$$

Равнодействующую проекций сил материальных точек диска на ось OY получим из выражения (5), проинтегрировав его по R и α.

$$F_y = 2Gm_1 \mu \, \Delta l \int_0^\pi d\alpha \int_0^R \frac{R\,(D - R\cos\alpha)\, dR}{(D^2 - 2DR\cos\alpha + R^2)^{3/2}} \tag{8}$$

Интеграл

$$J = \int \frac{R\,(D - R\cos\alpha)\, dR}{(D^2 - 2DR\cos\alpha + R^2)^{3/2}} = \int \frac{\delta\,(1 - \delta\cos\alpha)\, d\delta}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{3/2}}$$

проинтегрируем по частям, учитывая равенство

$$\frac{d\delta}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{3/2}} = \frac{1}{\cos\alpha - \delta}\, d\left[\frac{1}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}}\right]$$

и известный интеграл

$$\int \frac{d\delta}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}} = \ln\left[\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}\right]$$

Получим значение неопределенного интеграла

$$J = \frac{\delta\,(1 - \delta\cos\alpha)}{(\cos\alpha - \delta)\,(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)} + \frac{\cos\alpha\,(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}}{\delta - \cos\alpha} -$$

$$-\cos\alpha \ln [\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}]$$

Отсюда имеем значение определенного интеграла

$$J\Big|_0^\delta = 1 + \frac{2\delta\cos\alpha - 1}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}} + \tag{9}$$

$$+ \cos\alpha \ln\left[\frac{1 - \cos\alpha}{\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}}\right]$$

Теперь интеграл (9) проинтегрируем по α от 0 до π:

$$\int_0^\pi J\Big|_0^\delta d\alpha = \pi + \int_0^\pi \frac{(2\delta\cos\alpha - 1)\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}} +$$

$$+ \int_0^\pi \cos\alpha \ln\left[\frac{1 - \cos\alpha}{\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha - \delta^2)^{1/2}}\right] d\alpha$$

Здесь раскроем только последний интеграл

$$\int_0^\pi \cos\alpha \ln\left[\frac{1 - \cos\alpha}{\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}}\right] d\alpha =$$

$$= -\pi - \int_0^\pi \cos\alpha \ln [\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}]\, d\alpha \tag{10}$$

где учтено, что

$$\int_0^\pi \cos\alpha \ln (1 - \cos\alpha)\, d\alpha = -\pi$$

а второй интеграл возьмем по частям

$$-\int_0^\pi \cos\alpha \ln [\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}]\, d\alpha = \tag{11}$$

$$= \int_0^\pi \frac{(1 - \delta\cos\alpha)\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}}$$

Подставляя интеграл (11) в (10), получим такое соотношение

$$\int_0^\pi \cos\alpha \ln\left[\frac{1 - \cos\alpha}{\delta - \cos\alpha + (1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}}\right] d\alpha =$$

$$= -\pi + \int_0^\pi \frac{(1 - \delta\cos\alpha)\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}}$$

Подставляя его в (9), получим после сокращений

$$\int_0^\pi d\alpha \int_0^\delta \frac{\delta\,(1 - \delta\cos\alpha)\, d\delta}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{3/2}} = \delta \int_0^\pi \frac{\cos\alpha\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}} \tag{12}$$

Согласно [2] с. 401, имеем

$$\int_0^\pi \frac{\cos\alpha\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^{1/2}} = \frac{2}{\delta}\,[K(\delta) - E(\delta)], \quad [\delta^2 < 1] \tag{13}$$

где K — полный эллиптический интеграл первого рода; E — полный эллиптический интеграл второго рода. Учитывая интеграл (13), получим значение интеграла (12) в таком виде

$$\int_0^{\pi} d\alpha \int_0^{R/D} \frac{\delta\,(1-\delta\cos\alpha)\,d\alpha}{(1-2\delta\cos\alpha+\delta^2)^{3/2}} = 2\left[K\left(\frac{R}{D}\right) - E\left(\frac{R}{D}\right)\right]$$

Подставляя этот определенный интеграл в (8), найдем выражение радиальной составляющей силы

$$F_y = Gm_1\,\mu\,\Delta l\,4\,[K(R/D) - E(R/D)] \tag{14}$$

Представляя K и E в виде степенного ряда

$$K = \frac{\pi}{2}\left\{1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \delta^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \delta^4 + \ldots + \left[\frac{(2n-1)\,!!}{2n\;!!}\right]^2 \delta^{2n} + \ldots\right\}$$

$$E = \frac{\pi}{2}\left\{1 - \left(\frac{1}{2}\right)^2 \delta^2 - \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \delta^4 - \ldots - \left[\frac{(2n-1)\,!!}{2n\,!!}\right]^2 \frac{\delta^{2n}}{2n-1} - \ldots\right\}$$

и подставляя в (14), получим окончательно

$$F_y = \frac{Gm_1\,\mu\,\Delta l\,\pi R^2}{D^2}\left[1 + \left(\frac{1\cdot 3}{4}\right)^2 \frac{R^2}{D^2} + \ldots\right] \tag{15}$$

Вспоминая выражение для массы диска, выразим силу в виде

$$F_y = \frac{Gm_1\,M}{D^2}\left[1 + \left(\frac{1\cdot 3}{4}\right)^2 \frac{R^2}{D^2} + \ldots\right] \tag{16}$$

Оценим величину составляющей F_x для гироскопа со следующими данными: число оборотов в минуту = 60 000, Δl = 10 см, R = 10 см, m_1 = 1 г, D = 100 см, G = 6,672·10^{-8} г$^{-1}$·см^3·с$^{-2}$, μ = 5 г/см^3, Г = 60 000 км·с$^{-1}$.

Подставляя эти исходные данные в формулу (6), получим F_x = 2,725 ·10^{-14}г·см·с$^{-2}$.

3. Воздействие вращающегося шара на точечную массу. Воспользуемся полученными результатами воздействия вращающегося диска для определения воздействия вращающегося шара на точечную массу, а затем применим это воздействие к воздействию Солнца на планеты. При этом, очевидно, выполняется следующее условие: $R << D$. Для этого случая в формулах (6) и (15) можно пренебречь членами с R^2/D^2 и более высоких порядков малости. Получим соответственно

$$F_x = \frac{Gm_1\,\mu\,\Delta l\,\omega}{\Gamma D^3}\;\frac{\pi R^4}{4} \tag{17}$$

$$F_y = \frac{Gm_1\,\mu\,\Delta l}{D^2}\;\pi R^2 \tag{18}$$

Чтобы с помощью этих выражений найти такие же составляющие для вращающегося шара, представим его состоящим из примыкающих друг к другу тонких дисков, как это показано на фиг. 2. Как видно из рисунка, огибающая представляет собой окружность радиуса R_0 и описывается следующим уравнением: $R^2 = R_0^2 - l^2$. Подставляя отсюда R^2 в формулы (17) и (18), проинтегрируем их по l от 0 до R_0, т. е. по верхней половине шара.

Имеем, например, для Солнца

$$F_y = Gm_1\,M_{\odot}\,/\,D^2 \tag{19}$$

где $M_\odot = \frac{4}{3}\pi \mu R_0^3$ — масса Солнца.

Как и следовало ожидать, формула (19) совпадает с законом всемирного тяготения Ньютона.

Аналогично из формулы (17) найдем составляющую F_x.

$$F_x = Gm_1 M_\odot \omega R_0^2 \,/\, (5\Gamma D^3) \tag{20}$$

По формуле (20) оценим величину трансверсальной составляющей силы, воздействующей со стороны Солнца на Землю. Возьмем следующие данные: масса Земли $m_1 = 6\cdot 10^{24}$ кг, масса Солнца $M_\odot = 2\cdot 10^{30}$ кг, радиус Солнца $R_0 = 696\,000$ км, период вращения Солнца = 30 суток, расстояние между Землей и Солнцем $D = 149\,600\,000$ км.

В результате вычислений получим, что $F_x = 9{,}360\cdot 10^{19}$ г·см·с$^{-2}$.

Под воздействием этой силы круговая скорость Земли возросла бы на 5 м/с за тысячелетие.

4. Трансверсальная составляющая воздействия Солнца на планеты. Для более точного рассмотрения воздействия вращающегося Солнца на планеты необходимо учитывать еще орбитальную скорость планет. А так как орбиты планет близки к круговым, то учтем их круговую скорость v_1 во взаимодействии (1). Возвращаясь к фиг. 1., имеем

$$F_{31} = \frac{Gm_1 \mu\, \Delta l\, d\alpha\, R\, dR}{l^2}\left(1 + \frac{v\cos\theta - v_1 \sin\beta}{\Gamma}\right)$$

$$F_{41} = \frac{Gm_1 \mu\, \Delta l\, d\alpha\, R d\, R}{l^2}\left(1 + \frac{v_1\sin\beta - v \cos\theta}{\Gamma}\right)$$

Проекции этих сил на ось OX равны соответственно $F_{31}\sin\beta$,— $F_{41}\sin\beta$. Тогда результирующая их проекций будет равна

$$dF_x = \frac{2Gm_1 \mu\, \Delta l\, R^3\, dR\, d\alpha}{l^4 \Gamma}(\omega D - v_1)\sin^2\alpha$$

Аналогично предыдущему, проинтегрируем ее по R и α. Имеем

$$F_x = \frac{2Gm_1 \mu\, \Delta l\,(\omega D - v_1)}{\Gamma}\int_0^{R/D}\delta^3\, d\delta \int_0^{\pi}\frac{\sin^2\alpha\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^2}$$

Учитывая, что

$$\int_0^{\pi}\frac{2\sin^2\alpha\, d\alpha}{(1 - 2\delta\cos\alpha + \delta^2)^2} = \frac{\pi}{1-\delta^2}, \quad [\delta^2 < 1]$$

получим следующее выражение трансверсальной составляющей силы

$$F_x = -\frac{\pi G m_1 \mu\, \Delta l\,(\omega D - v_1)}{2\Gamma}\left[\ln\left(1 - \frac{R^2}{D^2}\right) + \frac{R^2}{D^2}\right]$$

Если воспользоваться разложением логарифма в степенной ряд и пренебречь членами разложения степени, большей четвертой, то получим

$$F_x = \frac{\pi G m_1 \mu\, \Delta l\,(\omega D - v_1)\, R^4}{4\Gamma D^4}$$

Отсюда, как было уже показано, легко найти F_x для шара

$$F_x = \frac{Gm_1 M_\odot R_0^2}{5\Gamma D^3}\left(\omega - \frac{v_1}{D}\right) \tag{21}$$

Как уже упоминалось, для существования орбиты планеты с необходимостью и достаточностью трансверсальная составляющая воздействия Солнца должна быть скомпенсирована сопротивлением межпланетной среды движению планет. Попытаемся выразить такое сопротивление.

Предположим, что при движении планеты через межпланетный газ возникает сила сопротивления F_R, направление которой противоположно направлено орбитальной скорости движения и выражается приближённой формулой, применяемой при исследовании движения искусственных спутников в атмосфере Земли [3]:

$$F_R = \rho C_D A v_1^2 / 2 \tag{22}$$

Здесь ρ — плотность атмосферы; C_D — аэродинамический коэффициент лобового сопротивления, значение которого изменяется от 1 до 2 по мере увеличения средней длины пробега молекул атмосферы, превышающей во много раз размеры спутника; A — «эффективная» площадь поперечного сечения атмосферы планеты; v_l — орбитальная скорость планеты относительно межпланетного газа.

В виду того что отсутствуют экспериментальные данные о плотности межпланетного газа, то для восполнения этого пробела сделаем вывод формулы, аналогичной барометрической формуле атмосферы Земли. Так, по определению, условие статического равновесия газа имеет вид

$$dp = -g\rho\, dh \tag{23}$$

где p — давление, g — ускорение силы тяжести и ρ — плотность на одной и той же высоте h.

Для идеального газа связь между давлением и плотностью выражается формулой Менделеева — Клайперона [4]:

$$p = \rho R_1 T / \mu_0$$

где $R_1 = 8{,}31 \cdot 10^7$ эрг/град·моль — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура и μ_0 — средний молекулярный вес. Подставляя в (23) вместо p его выражение, получим уравнение

$$d\rho / \rho = -g\mu_0 dh / (R_1 T) \tag{24}$$

При интегрировании уравнения (24) учтем зависимость ускорения силы тяжести от высоты. Заметим, что это не было сделано в работе [5] и в результате чего была получена формула для плотности, которая вопреки опыту [6] увеличивается с высотой. Для Солнца имеем $g = GM/h^2$. Подставляя в (24) это выражение и интегрируя от поверхности Солнца до расстояния D, получим такое равенство:

$$\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = -\frac{\mu_0 G M_\odot}{R_1 T} \int_{R_0}^{D} \frac{dh}{h^2}$$

В результате интегрирования и после простых преобразований получим

$$\rho = \rho_0 \exp\left[-\frac{\mu_0 G M_\odot}{R_1 T R_0}\left(1 - \frac{R_0}{D}\right)\right], \quad D \geq R_0 \tag{25}$$

«Эффективную» площадь поперечного сечения атмосферы планеты положим пропорциональной массе m_1 планеты $A = \lambda m_1$, а C_D примем равным 2. Тогда формулу (22) можно будет представить в таком виде

$$F_R = \lambda m_1 v_1^2 \rho_0 \exp\left[-\frac{\mu_0 G M_\odot}{R_1 T R_0}\left(1-\frac{R_0}{D}\right)\right] \quad (26)$$

Для стационарной орбиты планеты абсолютные значения сил F_x и F_R должны быть равны. Запишем равенство их, согласно (21) и (26), следующим образом:

$$\frac{\lambda \rho_0 D / (1 + m_1 / M_\odot)}{\exp\left[\mu_0 G M_\odot (1 - R_0 / D) / R_1 T R_0\right]} \frac{m_1 v_1^2}{D / (1 + m_1 / M_\odot)} =$$

$$= \frac{R_0^2 (\omega - v_1 / D)}{5\Gamma D} \frac{G m_1 M_\odot}{D^2} \quad (27)$$

где $D/(1+m_1/M_\odot)$ — радиус обращения планеты вокруг центра масс; $m_1 v_1^2 / [D/(1 + m_1/M_\odot)]$ — центробежная сила, а $G m_1 M_\odot / D^2$ — тяготение к Солнцу. В задаче двух тел было показано, что при отсутствии сопротивления движению для стационарной круговой орбиты центробежная сила равна тяготению. Значит, множители в (27) при этих силах должны быть равны. С другой стороны, эти же множители при силах являются не чем иным как коэффициентом аэродинамического сопротивления межпланетного газа. Возьмем, например, множитель при тяготении

$$C_x = R_0^2(\omega - v_1/D)/(5\Gamma D) \quad (28)$$

значения которого приведены в таблице, для всех планет.

Планета	Расстояние до Солнца, км	Орбитальная скорость, км/с	Коэффициент аэродинамического сопротивления, C_x
Меркурий	$57{,}909 \cdot 10^6$	47,872	$44{,}541 \cdot 10^{-9}$
Венера	$108{,}209 \cdot 10^6$	35,021	$31{,}344 \cdot 10^{-9}$
Земля	$149{,}598 \cdot 10^6$	29,785	$24{,}016 \cdot 10^{-9}$
Марс	$227{,}941 \cdot 10^6$	24,129	$16{,}422 \cdot 10^{-9}$
Юпитер	$778{,}333 \cdot 10^6$	13,064	$4{,}994 \cdot 10^{-9}$
Сатурн	$1426{,}978 \cdot 10^6$	9,645	$2{,}735 \cdot 10^{-9}$
Уран	$2870{,}991 \cdot 10^6$	6,805	$1{,}362 \cdot 10^{-9}$
Нептун	$4497{,}072 \cdot 10^6$	5,433	$0{,}870 \cdot 10^{-9}$
Плутон	$5913{,}514 \cdot 10^6$	4,731	$0{,}661 \cdot 10^{-9}$

Из таблицы видно, что сопротивление движению планеты со стороны межпланетного газа составляет порядка миллиардной части от соответствующего тяготения между планетой и Солнцем.

Из-за отсутствия экспериментальных данных о плотности межпланетного газа, ограничимся качественным анализом некоторых движений небесных тел. Так например, известны значения плотности воздуха до высоты 800 км [7], что не позволяет сделать количественную оценку даже наблюдаемого ускорения Луны (расстояние 384 400 км) [8, 9]. Однако запуски искусственных небесных тел (ИНТ) показывают, что их движение объясняется не только тяготением, но и трансверсальной силой, исходящей от вращающейся Земли. Так, «время жизни» было наибольшим у тех ИНТ, орбиты которых лежали в экваториальной плоскости Земли и прямого обращения. Например, после запуска советского «Лунника», фотографировавшего обратную сторону Луны, говорили, что «Лунник» будет вечно летать по своей орбите (поскольку перигей орбиты высокий и атмосфера не тормозит движение). Однако через несколько дней после этого заявления, «Лунник» упал на Землю: его орбита была наклонена примерно на 90° к плоскости эклиптики [10].

Были попытки объяснить такую эволюцию орбит искусственных спутников и их падение на центральное тело: нецентральностью гравитационного поля, искажаемого возмущением со стороны третьего тела (Луна, Солнце) [11, 12]. Однако такому объяснению противоречит наблюдаемое обращение спутников Урана, орбита которых наклонена к эклиптике под углом 98° где возмущающим телом в основном является Солнце. Но, если принять во внимание тот факт, что спутники Урана обращаются в экваториальной плоскости своей планеты, то их возможное движение объясняется воздействием со стороны вращающегося Урана в направлении движения.

Аналогично можно объяснить и движение всех планет вокруг Солнца, происходящее как в одной плоскости, так и в прямом обращении (против движения стрелки часов, если смотреть со стороны полюса Мира, близкого к направлению на Полярную звезду), потому что эклиптика проходит через экватор Солнца, которое одновременно вращается вокруг своей оси в прямом вращении, подталкивая тем самым все планеты в направлении их движения.

Автор благодарит чл. кор. АН СССР В. Ф. Журавлева за ценные советы и доброе отношение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Томилин Е. Ф.* Новая интерпретация физической основы перемещения перигелия//Изв. АН СССР. МТТ. 1991. № 4. С. 33—43. [1]
2. *Градштейн И. С. и Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1108 с.
3. *Аксенов Е. П., Носков Б. Н.* О вековых возмущениях в движении искусственных спутников, вызываемых сопротивлением атмосферы//Астрон. журн. 1973. Т. 50. № 3. С. 590—600.
4. *Фриш С. Э., Тиморева А. В.* Курс общей физики. Т. 1. М.: ГИФМЛ, 1959. 463 с.
5. *Эльясберг П. Е.* Введение в теорию полета искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1965. 540 с.
6. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике/Под ред. Г. Н. Дубошина. М.: Наука, 1976. 862 с.
7. *Аксенов Е. П.* Теория движения искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1977. 360 с.
8. *Полак И. Ф.* Курс общей астрономии. М.— Л.: ГИТТЛ, 1939. 356 с.
9. *Рой А.* Движение по орбитам. М.: Мир, 1981. 544 с.
10. *Белецкий В. В.* Очерки о движении космических тел. М.: Наука, 1972. 360 с.
11. *Лидов М. Л.* Эволюция орбит искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений внешних тел.//Искусственные спутники Земли. М.: Изд. АН СССР, 1961. Вып. 8. С. 5—45.
12. *Лидов М. Л.* О приближенном анализе эволюции орбит искусственных спутников//Проблемы движения искусственных небесных тел. М.: Изд. АН СССР, 1963. 294 с.

Москва

Поступила в редакцию
6.XII.1991

[1] Примечание. В статье следует читать: стр. 34 (строка 23) $\varepsilon = 24\pi^3 a^2 / [T_1^2 C^2 (1 - e^2)^2]$, (строка 41) $6{,}672 \cdot 10^{-8}$ $г^{-1}$ $см^3$ $с^{-2}$; стр. 37 (формула (8)) $(v_1 \cdot \check{l}_{12}) + (v_2 \cdot \check{l}_{21})$; стр. 38 (строка 20) $\check{\rho}_1 \cdot \rho_1 = \rho_1$.