Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXIV, № 2

АСТРОНОМИЯ

В. В. РАДЗИЕВСКИЙ

ПЛАНЕТОЦЕНТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ЛУЧЕВОГО ТОРМОЖЕНИЯ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 14 VI 1950)

Как известно, гелиоцентрический эффект лучевого торможения [1,2] проявляется в вековом уменьшении больших полуосей орбит метеорных тел, обращающихся вокруг Солнца.

Время T (в годах), в течение которого абсолютно черная сферическая частица радиуса a (в см) и плотности δ (в г/см³), начавшая свое обращение по круговой орбите на расстоянии R (в астрономических единицах) от Солнца, выпадает на него вследствие указанного эффекта, определяется формулой [2,3]:

$$T = 7 \cdot 10^6 a \delta R^2. \tag{1}$$

В настоящей заметке мы покажем, что аналогичное явление должно иметь место при движении частицы вокруг планеты в поле светового излучения Солнца.

Пусть идеально поглощающая частица сферической формы обращается вокруг остановленной планеты по произвольно ориентированной в пространстве круговой орбите с радиусом r.

Обозначим через F_0 силу светового давления, которую испытывала бы эта частица, находясь в центре своей орбиты. Очевидно, для частиц с поперечником, превосходящим длину световой волны,

$$F_0 = \frac{Ea^2}{4R^2c}, \tag{2}$$

где $E = 3{,}8 \cdot 10^{33}$ эрг/сек.— полное излучение Солнца, R — радиус орбиты планеты и c — скорость света.

Нетрудно видеть, что при $r \ll R$ величина давления на покоящуюся частицу в любой точке ее орбиты, а тем более среднее по положению значение этой величины, практически не отличается от F_0.

Обозначим далее через φ угол между направлением мгновенной скорости (v) частицы и истинным направлением на Солнце. Вследствие аберрации этот угол будет уменьшен на величину $\frac{v}{c}\sin\varphi$. Таким образом, угол, который составит сила светового давления с направлением скорости, будет:

$$\pi - \varphi + \frac{v}{c}\sin\varphi.$$

Величина этой силы, как известно [4], зависит от лучевой скорости $v\cos\varphi$ движущейся частицы. С точностью до членов первого порядка относительно v/c указанная зависимость выражается так:

$$F = F_0\left(1 + \frac{v}{c}\cos\varphi\right). \tag{3}$$

Спроектируем силу F на оси естественного трехгранника, связанного с орбитой частицы. Очевидно, нормальная составляющая силы не вызовет изменения планетоцентрического момента количества движения K нашей частицы, бинормальная составляющая будет изменять его по направлению, стремясь вызвать прецессию орбиты, и тангенциальная составляющая

$$F_\tau = F\cos\left(\pi - \varphi + \frac{v}{c}\sin\varphi\right) \tag{4}$$

создаст момент силы rF_τ, который будет изменять величину K.

Подставляя (3) в (4), легко находим в принятом нами приближении:

$$F_\tau = -F_0\left(\frac{v}{c} + \cos\varphi\right). \tag{5}$$

Приравняем теперь, на основании известной теоремы, момент силы F_τ, тормозящий движение частицы, скорости изменения ее момента количества движения:

$$\frac{dK}{dt} = -rF_0\left(\frac{v}{c} + \cos\varphi\right),$$

откуда

$$dK = -rF_0\frac{v}{c}\,dt - rF_0\cos\varphi\,dt. \tag{6}$$

Очевидно, первый член правой части (6) характеризует кумулятивное уменьшение момента количества движения частицы. Второй член можно было бы назвать периодическим, если бы период обращения и радиус орбиты частицы не претерпевали изменения. В самом деле, в силу симметрии орбиты частицы относительно перпендикулярной к ней плоскости, проведенной через прямую планета — Солнце, значение функции $r\cos\varphi$ в любые два момента, симметричные относительно начала периода ($r\cos\varphi = 0$), должны быть в этом случае равны между собой и противоположны по знаку. В действительности же и амплитуда и период этой функции непрерывно уменьшаются, что с физической точки зрения соответствует уменьшению того изменения момента количества движения, которое способна вызвать за каждые полоборота частицы постоянная сила светового давления F_0 в связи с уменьшением момента и времени действия этой силы. Таким образом, интеграл второго члена правой части (6) может быть представлен суммой знакопеременного ряда, удовлетворяющего признаку сходимости Лейбница и, следовательно, не должен превышать того изменения K, которое способна вызвать сила F_0 за первые полоборота частицы.

Поэтому, если мы рассматриваем такие отрезки времени и такие условия движения частицы, при которых полное уменьшение величины ее момента количества движения будет много больше изменения момента количества движения за первые полоборота частицы, то при интегрировании (6) мы можем пренебречь вторым членом правой части этого выражения.

Принимая во внимание, что $dK = {}^1/_2\,\mu v dr$, находим:

$$T = \frac{\mu c}{2F_0}\ln\frac{r_0}{r}, \tag{7}$$

где T — время, в течение которого радиус орбиты частицы уменьшается в r_0/r раз, а μ — масса частицы.

Подставляя сюда F_0 из (2), $\mu = \frac{4}{3}\pi a^3\delta$ и все константы, а также выражая T в годах и R в астрономических единицах, окончательно находим:

$$T = 14 \cdot 10^6 a\delta R^2 \ln \frac{r_0}{r}. \quad (8)$$

Выражение (8) получено нами для неподвижной планеты. Однако нетрудно видеть, что движение планеты по своей орбите создаст некоторый дополнительный аберрационный эффект, который с принятой нами точностью не повлияет на кумулятивное изменение момента количества движения частицы.

Таблица 1

Планета	$T_{макс}$, лет
Меркурий .	$4,7 \cdot 10^6$
Венера . .	$18 \cdot 10^6$
Земля . . .	$38 \cdot 10^6$
Марс . . .	$94 \cdot 10^6$
Юпитер . .	$1,3 \cdot 10^9$
Сатурн . .	$4,5 \cdot 10^9$
Уран . . .	$22 \cdot 10^9$
Нептун . .	$54 \cdot 10^9$

Определим теперь верхний предел для того отрезка времени $T_{макс}$, в течение которого должна выпасть на планету с постоянной массой наиболее удаленная от нее частица.

Так как начальный радиус r_0 орбиты частицы, являющейся устойчивым спутником планеты, не может превышать расстояния до точки либрации L_1:

$$r_0 \leqslant \left(\frac{\delta_p}{3\delta_\odot}\right)^{1/3} \frac{r_p}{r_\odot} R, \quad (9)$$

где δ_p, $\delta_\odot$, r_p и $r_\odot$, соответственно, плотности и радиусы планеты и Солнца, то подставляя в (8) $r = r_p$ и r_0 из (9), находим:

$$T_{макс} = 14 \cdot 10^6 a\delta R^2 \ln\left[\left(\frac{\delta_p}{3\delta_\odot}\right)^{1/3} \frac{R}{r_\odot}\right]. \quad (10)$$

Как видно, это время не зависит от размеров и массы планеты.

В табл. 1 приведены результаты вычислений по формуле (10) для частиц с поперечником $2a = 1$ см и плотностью $\delta = 1$ г/см^3 времени $T_{макс}$, в течение которого все частицы указанных размеров и плотности обязаны выпасть на свои планеты.

Отметим, что учет роста масс планет мог бы только уменьшить найденные нами значения величины $T_{макс}$.

В заключение остановимся на некоторых космогонических следствиях рассмотренного нами явления.

1. Как известно, резкое деление планет на две группы по их массе объясняется О. Ю. Шмидтом [5] гелиоцентрическим эффектом лучевого торможения, вызвавшим обеднение материей ближайших окрестностей Солнца.

Аналогичное качественное объяснение можно дать отсутствию спутников у Меркурия и Венеры. В самом деле, как видно из сравнения (1) и (8), захваченная любой планетой материя должна выпадать на планету примерно за то же время, в течение которого вычерпывается Солнцем область данной планеты.

2. Наличие планетоцентрического эффекта может рассматриваться как новый аргумент в пользу высказанного нами ранее [6] предположения о том, что экваториальное ускорение в атмосферах больших планет поддерживается выпадающими на планеты метеорными частицами, обращающимися вокруг планет преимущественно в плоскости их экваторов.

3. Пользуясь выражением (8) и исходя из той или иной гипотезы образования кольца Сатурна, нетрудно оценить относительные размеры частиц в различных его зонах, а также определить возраст кольца Сатурна на основании существующих оценок размеров образующих его частиц.

Ярославский государственный
педагогический институт
им. К. Д. Ушинского

Поступило
27 V 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Дж. Пойнтинг, Давление света, 1912. [2] H. Robertson, Monthly Notices, **97**, № 6, 423 (1937). [3] В. Г. Фесенков, Метеорная материя в междупланетном пространстве, 1947. [4] С. И. Вавилов, Действия света, 1922. [5] О. Ю. Шмидт, Четыре лекции о теории происхождения Земли, 1949. [6] В. В. Радзиевский, ДАН, **67**, № 5 (1949).