Доклады Академии Наук СССР
1949. Том LXVII, № 5

АСТРОНОМИЯ

В. В. РАДЗИЕВСКИЙ

О ПРИЧИНЕ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО УСКОРЕНИЯ СОЛНЦА

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 16 VI 1949)

Как показал О. Ю. Шмидт ([1]), вращение Солнца было вызвано выпадением на его поверхность части облака космической пыли, с захватом которого связано образование планетной системы.

Основное возражение, высказывавшееся против этой теории, сводится к отрицанию возможности самого факта выпадения частиц на поверхность Солнца. Последнее мотивируется тем, что всякая частица, приближаясь к Солнцу, должна уменьшаться в размерах вследствие испарения, что, в свою очередь, якобы приведет к увеличению относительной роли светового давления и закончится выбросом этой частицы за пределы солнечной системы.

Неубедительность этого возражения становится очевидной, едва мы вспомним характер кривой относительного светового давления, максимум которой соответствует частицам с поперечником порядка 10^{-5} см. Всякая более мелкая частица, приближаясь к Солнцу, будет уменьшать свои размеры лишь до тех пор, пока ее поглощение вследствие дифракции не окажется настолько ничтожным, что уже не сможет поддерживать процесс испарения. Такая частица благополучно достигнет поверхности Солнца и передаст ему свой ротационный момент, равный

$$q = \mu \sqrt{GMR}, \tag{1}$$

где μ — масса частицы, а M и R — масса и радиус Солнца.

В настоящей работе мы покажем, что наблюдаемый эффект экваториального ускорения Солнца находит себе естественное объяснение в рамках предлагаемой О. Ю. Шмидтом теории солнечного вращения.

С качественной стороны механизм возникновения экваториального ускорения Солнца совершенно очевиден. В самом деле, представим себе два экстремальных способа распределения плоскостей орбит захваченных Солнцем метеоритов: 1) равномерное распределение их в пространстве и 2) совпадение всех орбит с плоскостью экватора Солнца. Нетрудно видеть, что в первом случае падение метеоритов вообще не вызовет вращения Солнца; во втором же случае, при отсутствии трения, во вращение придет только экватор. В реальном промежуточном случае должно иметь место конечное экваториальное ускорение, зависящее от закона распределения плоскостей орбит метеоритов относительно экватора Солнца.

Для количественного решения нашей задачи допустим, что число σ полюсов орбит метеоритов, приходящееся на единичную площадку небесной сферы, является функцией только угла i между полюсом Солнца и данной площадкой и что эта функция с достаточной точностью может быть представлена пятью членами тригонометрического ряда:

$$\sigma_i = a_0 + a_1 \cos i + a_2 \cos 2i + a_3 \cos 3i + a_4 \cos 4i. \qquad (2)$$

Далее повернем линии узлов всех метеоритных орбит до совпадения с линией D_1D_2 (рис. 1) и примем в качестве начального меридиана для отсчета полярных углов α (при полюсе Солнца P_s) и β (при полюсе орбиты частицы P_m) меридиан P_mP_s, перпендикулярный этой общей линии узлов.

Обозначим через $N_i\Delta i$ количество метеоритов, наклон орбит которых к плоскости экватора заключается в пределах от i до $i+\Delta i$. Очевидно, число таких метеоритов будет равно плотности σ_i полюсов их орбит, умноженной на поверхность элементарного пояса небесной сферы $2\pi \sin i \Delta i$, на которой они размещаются. Так как распределение линий апсид метеоритов в данной плоскости можно считать равномерным, то каждый из метеоритов имеет одинаковые шансы упасть в любой точке окружности, по которой пересекается плоскость его орбиты с поверхностью Солнца. Поэтому плотность τ покрытия метеоритами поверхности сферического двухугольника $D_1B_1D_2B_2$ будет обратно пропорциональна расстоянию в данной точке C между сторонами этого двухугольника, что позволяет нам написать:

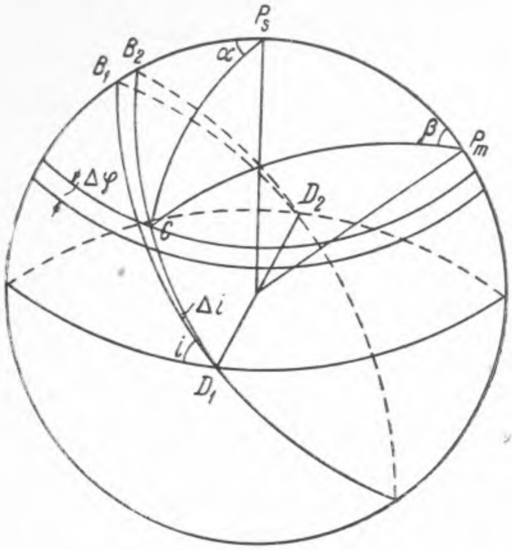

Рис. 1

$$\tau = \frac{N_i}{3\pi R^2 \cos\beta}.$$

Принимая во внимание, что каждый из этих метеоритов сообщает Солнцу ротационный момент $q \cos i$, напишем выражение для поверхностной плотности k' момента, сообщаемого Солнцу этими метеоритами:

$$k' = \frac{N_i q \cos i}{2\pi R^2 \cos\beta}.$$

Все сказанное относится также к метеоритам, выпадающим на Солнце в пределах рассматриваемого сферического двухугольника, но имеющим наклон орбит, заключенный между $i+\pi$ и $i+\Delta i+\pi$. Обозначая через $N_{i+\pi}\Delta i$ число таких метеоритов и через n_i — разность $N_i - N_{i+\pi}$, легко находим из (2):

$$n_i = 4\pi \sin i \left[(a_1 - 3a_3)\cos i + 4a_3 \cos^3 i\right]. \qquad (3)$$

Очевидно, чистый избыток положительного момента, сообщаемого всеми метеоритами (прямыми и обратными) единице поверхности Солнца, будет

$$k = \frac{n_i q \cos i}{2\pi R^2 \cos\beta}. \qquad (4)$$

Из сферического трехугольника P_sCP_m легко находим:

$$\cos\beta = \frac{\sin\varphi}{\sin i}, \tag{5}$$

где φ — гелиографическая широта точки C.

Подставляя (3) и (5) в (4), окончательно получаем:

$$k = \frac{2q}{R^2 \sin\varphi}\left[(a_1 - 3a_3)\cos i + 4a_3\cos^3 i\right]\sin^2 i\,\cos i. \tag{6}$$

Определим теперь полный ротационный момент K_φ, сообщаемый метеоритами поверхности сферического слоя, ограниченного гелиографическими параллелями φ и $\varphi + \Delta\varphi$, для чего проинтегрируем выражение (6) вдоль поверхности этого сферического слоя, полагая $\varphi = \text{const}$. Очевидно,

$$K_\varphi = 2R^2\Delta\varphi\cos\varphi\int\limits_0^{\pi/2} k\,d\alpha. \tag{7}$$

Из сферического треугольника P_sCP_m имеем: $\cos\alpha = \operatorname{tg}\varphi\operatorname{ctg} i$, откуда

$$d\alpha = \frac{\operatorname{tg}\varphi\,di}{\sin i\sqrt{1 - \frac{\cos^2 i}{\cos^2\varphi}}}. \tag{8}$$

Подставляя (8) и (6) в (7) и принимая во внимание, что изменению аргумента α от 0 до $\pi/2$ соответствует изменение i от φ до $\pi/2$, после интегрирования и небольших преобразований находим:

$$K_\varphi = \pi q\Delta\varphi\cos^3\varphi\,(a_1 - 3a_3\sin^2\varphi). \tag{9}$$

Сообщаемый поверхности Солнца ротационный момент будет передаваться в недра Солнца в радиальном направлении, главным образом за счет конвективных токов. Что же касается молекулярной и лучистой вязкости, то влиянием этих факторов в первом приближении мы можем пренебречь.

В самом деле, известно ([2]), что время релаксации угловой скорости в звездах, вызываемое молекулярной и лучистой вязкостью, чрезвычайно велико. Так например, неравенство угловых скоростей двух точек, из которых одна помещается в центре, а другая на расстоянии $r = {}^1/_4 R$ от центра Солнца, рассасывается до половины своего начального значения за 10^{14} лет.

Из этих же соображений мы можем пренебречь обменом моментами между слоями Солнца в меридиональных направлениях и считать, что получаемый поверхностью элементарного слоя вращательный момент практически полностью передается полому сферическому сектору, внешняя и внутренняя поверхности которого проходят через параллели φ и $\varphi + \Delta\varphi$, а вершина лежит в центре Солнца.

Момент инерции I_φ такого элементарного полого сектора, очевидно, будет:

$$I_\varphi = 2\pi\Delta\varphi\cos^3\varphi\int\limits_0^R r^4\rho(r)\,dr,$$

где $\rho(r)$ — плотность материи на расстоянии r от центра Солнца. С другой стороны, полный момент инерции Солнца равен:

$$I_0 = \frac{8\pi}{3}\int\limits_0^R r^4\rho(r)\,dr = 0{,}2\,R^2M,$$

что дает возможность представить I_φ следующим образом:

$$I_\varphi = 0{,}15\,\Delta\varphi\cos^3\varphi\,R^2M. \tag{10}$$

Равенства (9) и (10) позволяют написать теоретическое выражение для угловой скорости ω_φ вращения Солнца в зависимости от широты φ, которое и решает поставленную нами задачу:

$$\omega_\varphi = \frac{\pi q}{0{,}15R^2M}(a_1 - 3a_3\sin^2\varphi). \tag{11}$$

Фактически же закон экваториального ускорения может быть представлен по осредненным данным А. А. Белопольского ([3]) с 1925 по 1933 г. следующей интерполяционной формулой:

$$\omega_\varphi = \omega_0(1 - 0{,}26\sin^2\varphi), \tag{12}$$

где $\omega_0 = 2{,}8\cdot10^{-6}$ CGS — угловая скорость на экваторе Солнца. Сравнение (11) и (12) совместно с (1) приводит к следующим значениям коэффициентов a_1 и a_3:

$$a_1 = \frac{4{,}3}{\mu}10^{29}, \qquad a_3 = \frac{0{,}4}{\mu}10^{29}. \tag{13}$$

Вычислим теперь, пользуясь найденными значениями a_1 и a_3, полную массу m избытка метеоритов с положительными моментами, выпавших на поверхность Солнца и вызвавших его вращение. С этой целью умножим на μ выражение (3) и проинтегрируем его по i от 0 до $\pi/2$:

$$m = \int\limits_0^{\pi/2}\mu n_i di = 2{,}5\cdot10^{30} = 400 \text{ земных масс}. \tag{14}$$

Из совершенно других соображений полное количество материи с положительным моментом, выбывшее из окрестностей Солнца в связи с эффектом Робертсона, оценивается О. Ю. Шмидтом ([1]) в 740 земных масс.

При получении теоретического закона экваториального ускорения (11) нами не учитывался фактор излучения Солнца. В связи с этим необходимо отметить, что при законе угловой скорости вращения Солнца $\omega_\varphi(r) = \text{const}$ излучение момента не должно влиять на характер экваториального ускорения. Если же угловая скорость возрастает к центру Солнца, то в этом случае его излучение, согласно Джинсу, должно усиливать эффект экваториального ускорения. Вместе с тем представляется сомнительным, чтобы теория экваториального ускорения Джинса ([4]) могла иметь самостоятельное значение, так как эта теория не в состоянии объяснить экваториальное ускорение в атмосферах больших планет.

Предлагаемый нами механизм возникновения экваториального ускорения с равным успехом применим и по отношению к планетам. Естественно, что в этом случае следует рассматривать падение частиц на планету не в связи с эффектом Робертсона, а вследствие взаимных возмущений их орбит, а также за счет роста массы планеты, вызывающего уменьшение полуосей орбит ее спутников.

Пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность акад. О. Ю. Шмидту и проф. Б. Ю. Левину за ряд ценных поправок, внесенных в эту работу.

Ярославский государственный
педагогический институт
им. К. Д. Ушинского

Поступило
3 V 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] О. Ю. Шмидт, ДАН, **54**, № 1 (1946). [2] А. Б. Северный, Усп. астрон. наук, 52 (1939). [3] А. А. Белопольский, Бюлл. КИСО, № 9 (1934). [4] J. Jeans, Astronomy and Cosmogony, 1929, p. 282.