

УДК 523.44—327

О вращении астероидов

Д. И. Шестопапов

Как один из возможных механизмов приобретения астероидами углового вращения рассматриваются упруговязкие соударения между телами, покрытыми толстой реголитовой оболочкой. Скорость вращения, приобретаемая при однократном ударе тел сравнимых размеров, пропорциональна отношению диаметра центрального монолитного ядра астероида к его полному диаметру. Минимум в наблюдаемой V-образной функции распределения скорости вращения астероидов по диаметру, который приходится на тела с $D \approx 100$ км, обусловлен максимальным отношением толщины реголитового слоя к радиусу астероида.

ON THE ASTEROID ROTATION, by Shestopalov D. I.— The elastoviscous impacts between the bodies covered with the thick regolith shell are considered as one of the possible mechanisms of the angular rotation of asteroids. The rotation velocity due to the single shock of the similar size bodies is proportional to the ratio of the diameter of the asteroid central monolithic core to its total diameter. The observed V-shape distribution function of the asteroid rotation velocities has a minimum at $D \approx 100$ km. The minimum is due to the maximum ratio of the regolith shell thickness to asteroid radius.

Введение. Анализ современных наблюдательных данных привел к выделению популяции быстровращающихся астероидов, обладающих сильной переменной блеска [13]. Интерпретация данных с позиций модели «*rubble piles*» («груда щебня») предполагает, что в зависимости от величины углового момента вращения астероид, состоящий из отдельных фрагментов, покрытых протяженной реголитовой оболочкой, может иметь фигуру, близкую к «гидростатическому» равновесию,— сферу, сфероид Маклорена, трехосный эллипсоид Якоби и др. [13, 15, 25, 28]. Существование мегареолита на телах астероидных размеров неоднократно предсказывалось многими теоретическими исследованиями [9, 16, 17, 22—24]. При столкновениях, не заканчивающихся полным распадом тела-мишени, на нем постепенно увеличивается слой рыхлых отложений — продуктов ударного взаимодействия. Это происходит потому, что относительные скорости осколков, вылетающих из района удара, а также скорость вещества, откалывающегося в точке, антиподальной точке удара, меньше, чем скорость убегания на поверхности тела.

Исследованию зависимости между периодом вращения и диаметром астероидов посвящены работы [3, 11, 14, 20, 26, 27]. В [10] использованы наиболее точные определения периодов вращения малых планет, известные к 1982 г. (список из 217 астероидов). Авторы [10] нашли, что изменение средней частоты вращения с увеличением среднего диаметра астероида имеет вид V-образной функции с минимумом около 120 км. Попытка понять происхождение этой интересной закономерности — предмет настоящей работы.

Принято считать, что объяснение особенностей вращения планет (не только малых) следует искать в условиях, которые существовали при аккреционном росте тел из протопланетного облака [1, 5]. Если относительная скорость частиц в «рое» мала по отношению к скорости убегания на зародыше, то угловая скорость вращения ω и средняя плотность σ тела связаны следующей зависимостью [1]:

$$\omega \sigma^{-1/2} \propto \sqrt{G} \quad (1)$$

(G — гравитационная постоянная). Причем более половины значения углового момента вращения приносит зародышу единственное столк-

новение с телом сравнимой массы. В [19] при исследовании эволюции вращения астероидов получена формула, с точностью до постоянного множителя совпадающая с (1), для всех тел с $D > 2$ км. Для $D < 2$ км (это зависит от прочности материала астероидов) предсказывается увеличение скорости вращения с уменьшением диаметра, которое происходит по закону $\omega \propto D^{-1}$. Такой характер зависимости $\omega(D)$ для астероидов, очевидно, не подтверждается существующими данными наблюдений.

Модернизируя теорию [19], авторы работы [12] предложили механизм, замедляющий вращение астероидов. При ударе в астероиде-мишени образуется кратер, выброс из которого распределяется неравномерно. Из кратера больше вещества уходит в направлении вращения астероида (чем в противоположном). Тем самым уменьшается удельный момент вращения тела. Полученная в результате учета этого явления зависимость $\omega(D)$ качественно соответствует наблюдательным данным, однако минимум теоретической функции заметно смещен в область меньших диаметров. Кроме того, механизм замедления вращения астероидов, предложенный в [12], действует только на «твердых» мишенях. Если же поверхность мишени рыхлая, он не приводит к желаемым результатам. Автор работы [18] также использует выводы теории аккреции, а различие в периодах вращения астероидов пытается объяснить различиями средней плотности тел. Полученная им зависимость $\omega(D)$ мало отвечает действительности.

Попытаемся обосновать иной механизм возникновения вращения астероидов. В соответствии с выводом теории аккреции считаем, что ведущую роль в приобретении телом собственного вращения играют его столкновения с другими телами сравнимых размеров. Достаточно одного или двух таких столкновений за всю историю существования астероида. Однако формула (1) не отражает явной зависимости ω от D . Тело типичного астероида мы представляем не в виде монолитной глыбы твердого материала; скорее, это большое количество отдельных блоков относительно прочного материала, покрытых толстой реголитовой оболочкой. Блочная конструкция удерживается силами гравитации и внутреннего трения. Предполагается далее, что тело такого астероида удовлетворяет реологической модели Максвелла с характерным временем релаксации $\tau = \eta/\mu$, где τ — промежуток времени с начала воздействия на тело внешних сил, за который происходит затухание напряжений в теле в e раз; μ — модуль сдвига, зависящий от упругих свойств крупных глыб из относительно прочного материала; η — коэффициент вязкости, характеризующий «вязкостные» свойства тела, которые могут быть обусловлены силами гравитации и внутреннего трения между отдельными крупными блоками, формирующими астероид, электростатическим взаимодействием между частицами тонкой фракции реголита и т. д.

Наибольший интерес представляет нецентральный «щадящий» удар упруговязких тел, т. е. когда не происходит катастрофического распада тела-мишени и тела-ударника.

Приобретение телом углового момента вращения при упруговязком соударении. Воспользуемся уравнением динамики вращательного движения тела вокруг неподвижной оси

$$\Delta(I\omega) = FR\Delta t, \quad (2)$$

где I — момент инерции тела-мишени относительно оси вращения; ω — угловая скорость вращения тела радиусом R ; F — тангенциальная составляющая силы, возникающей при взаимодействии тел; $\Delta t \equiv t$ — интервал времени, за который происходит соударение тел.

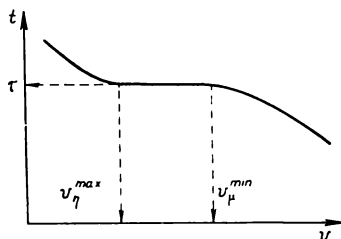
Формулы для t и F получим с помощью анализа размерностей. Чтобы правильно определить набор параметров, от которых зависит время t , будем опираться на результаты теории Герца об ударе иде-

ально упругих шаров. Согласно этой теории время ударного взаимодействия двух шаров зависит от физических свойств материала, из которого они состоят, скорости столкновения, приведенных массы и радиуса [4]. Положим

$$t = f(\mu, \eta, m_0, r_0, v); \quad m_0 = mM/(m + M); \quad r_0 = rR/(r + R), \quad (3)$$

где m , r и M , R — масса и радиус ударника и мишени. Считаем, что η и μ для обоих тел примерно одинаковы. Воспользуемся тем, что при

Рис. 1. Зависимость времени взаимодействия тел от их относительной скорости. При скоростях столкновения $v \geq v_{\mu}^{\min}$ тела ведут себя как упругие, при скоростях $v \leq v_{\eta}^{\max}$ тела проявляют вязкие свойства. В интервале скоростей $v_{\eta}^{\max} < v < v_{\mu}^{\min}$ происходит сочетание свойств упругости и вязкости



времени действия внешних сил $t \ll \tau$ реологическое тело в модели Максвелла ведет себя как твердое (упругое). В этом предельном случае можно записать

$$t_{\mu} = \text{const} \cdot \eta^0 \mu^a m_0^b r_0^c v^{\alpha}. \quad (4)$$

С помощью основных единиц размерностей (масса, длина, время) выразим показатели степени a , b , c в (4) через α :

$$t_{\mu} = \text{const} \sqrt{\frac{m_0}{\mu r_0}} \left(v \sqrt{\frac{m_0}{\mu r_0^3}} \right)^{\alpha}. \quad (5)$$

Для оценки величины α считаем, что $\lim \lg t_{\mu}$ существует и конечен на интервале изменения параметров в формуле (5) от нуля до бесконечности. Отсюда легко получить, что максимальный отрезок изменения α есть $[-1, 0]$. В первом приближении можно допустить равномерное распределение α на этом отрезке при всевозможных изменениях параметров m_0 , μ , r_0 и v . Тогда вероятное значение α есть $-1/2$. Получаем

$$t_{\mu} = \text{const} \sqrt[4]{\frac{m_0 r_0}{\mu v^2}}. \quad (6)$$

Аналогичный ход рассуждений в другом предельном случае $t \gg \tau$ приводит к формуле

$$t_{\eta} = \text{const} \sqrt{\frac{m_0}{\eta v}}. \quad (7)$$

Наконец, если при соударении происходит сочетание свойств упругости и вязкости, то $t_{\eta\mu} \sim \eta/\mu$.

На рис. 1 показана зависимость времени взаимодействия t от относительной скорости v . Интервал скорости, отвечающей упруговязкому взаимодействию можно по порядку величины оценить из формул (6) и (7), полагая $t_{\mu} \sim t_{\eta} \sim \tau$, а среднее значение скорости в нем определим (рис. 1) как

$$v = \text{const} \sqrt{v_{\mu}^{\min} v_{\eta}^{\max}} = \text{const} \cdot \tau^{-2} \sqrt[4]{\frac{m_0^3 r_0}{\mu \eta^2}}. \quad (8)$$

Когда относительная скорость тел, попадающих в мишень, соответствует вязкому взаимодействию, тела каждый раз объединяются с мишенью. Эти классические представления теории аккреции приводят к формуле (1), которая (по крайней мере, для малых планет) мало

отвечает действительности. Случай высокой относительной скорости столкновения, когда ударные деформации превышают предел упругости вещества мишени и ударника, рассматривался в работах [12, 19]. Однако и этим моделям присущи свои недостатки, о которых мы упоминали выше.

Рассмотрим, как изменяет свое вращение тело, если относительная скорость ударника лежит в интервале упруговязкого взаимодействия. Очевидно, что при такого рода ударе сталкивающиеся тела приобретают остаточные деформации, но не разрушаются. Вместе с тем тела сохраняют и упругие свойства, что делает предположение об их объединении маловероятным. В этом плане интересны опыты [21]: после столкновения гранитных шаров, покрытых слоем гранитной пудры, имитирующей реголитовый слой на астероидах, они приобретали заметные скорости отскока. Получим формулу для F — тангенциальной составляющей силы, возникающей при упруговязком взаимодействии. Эта величина должна зависеть от физических характеристик системы μ и η , тангенциальной составляющей относительной скорости столкновения v , а также от массы и радиуса. В соответствии с третьим законом Ньютона это должны быть приведенные масса m_0 и радиус r_0 . Пользуясь «векторными единицами длины» (этот методический прием анализа размерностей изложен в [6]) и полагая, что угол между вектором относительной скорости ударника и нормалью в месте контакта тел лежит в интервале $(0, \pi/2)$, получим выражение для среднего значения силы

$$\bar{F} = \frac{2}{\pi} v \sqrt{\eta^2 \mu r_0^3 m_0}. \quad (9)$$

Подставляя теперь (8) и (9) в уравнение (2) и учитывая, что при ударе тела не объединяются, получаем

$$\Delta\omega = \text{const} \frac{2mr}{\pi\kappa(m+M)(r+R)} \tau^{-1}, \quad (10)$$

где κ — безразмерный момент инерции и $\text{const} \sim 1$. Соотношение (10), как и формулы классической теории аккреции, показывает, что эффективность угловой закрутки мишени сильно зависит от отношения радиусов сталкивающихся тел. Поэтому в дальнейшем будем полагать, что астероид типа «*rubble piles*» приобрел наблюдаемую скорость вращения в результате однократного нецентрального упруговязкого удара с таким же телом сравнимых размеров

$$\Delta\omega \sim \omega \sim \mu/(2\pi\eta). \quad (11)$$

Упругость и вязкость астероидных тел. Модуль сдвига μ для макроскопического тела можно выразить через его радиус и плотность (a и ρ_0). Такую формулу получил Кельвин, рассчитывая деформацию однородного несжимаемого упругого шара под действием внешних сил:

$$\mu = \frac{15 - 6h}{57h} \frac{4\pi}{3} G\rho_0 a^2, \quad (12)$$

где h — число Лява. В соответствии с предположениями нашей модели считаем, что жесткость астероида (как целого, по крайней мере) будет не меньше жесткости наибольшего и структурно неделимого фрагмента вещества с параметрами a и ρ_0 .

До удара тело имеет наиболее плотную упаковку: каждый фрагмент касается соседних. В начальной фазе ударного взаимодействия в теле возникает объемная сейсмическая волна, причем направление движения фронта волны определяется наличием поверхностей раздела внутри тела. Поскольку мы рассматриваем сильно фрагментированный

астероид, то можно представить себе, что глыбы как бы «расталкивают» друг друга. Другими словами, тело разбухает, увеличивает свой «эффективный радиус» без существенного перемешивания вещества. При этом отдельные блоки, которые формируют астероид, не уходят на бесконечность вследствие, как мы полагаем, проявления «вязкостных» свойств тела. Для системы точечных масс, находящихся в собственном поле тяготения, получено выражение, по виду совпадающее с известной формулой для вязкости газа [7]:

$$\eta \sim \delta \lambda v. \quad (13)$$

Если применить эту формулу к нашей задаче, то под λ и v следует понимать средний свободный путь и среднюю относительную скорость фрагментов астероида, который увеличился в объеме в процессе столкновения. Пусть \mathcal{R} — средний радиус пространства, которое занимает такой астероид, тогда δ — средняя плотность вещества в этом объеме пространства. При ударе астероид не только увеличивается в объеме, но и закручивается, приобретая угловую скорость ω . Поэтому положим, что $\lambda = k_1 \mathcal{R}$ и $v = k_2 \omega \mathcal{R}$. Динамически вязкость проявляется в том, что при ударе не происходит распада астероида как целого. В таком случае безразмерные коэффициенты k_1 и k_2 должны быть порядка единицы. Средний радиус пространства \mathcal{R} , которое занимает «возбужденный» при ударе астероид, можно оценить по формуле

$$\mathcal{R}/R \approx \sqrt{\frac{3}{4} k_1 N^{1/6}}. \quad (14)$$

Это выражение можно получить, полагая, что расширение тела не сильно отличается от сферически-симметричного и происходит с сохранением геометрического подобия по отношению к состоянию до удара. Если число блоков N , составляющих астероид, порядка 100—1000, что характерно для количества членов в семействах астероидов, то $\mathcal{R} \sim R$. Квазисферический «рой» тел, в который превращается астероид на некотором этапе упруговязкого взаимодействия, достаточно плотен.

По истечении промежутка времени, сравнимого с $T = \lambda/v$, фрагменты вновь собираются в компактный астероид, и начинается последняя стадия упруговязкого взаимодействия. Из-за отсутствия перемешивания каждый фрагмент возвращается примерно на тот же уровень на радиусе астероида, где он покоился до удара. Выпадение основной массы фрагментов происходит практически одновременно, упругие силы, возникающие при этом, способствуют прекращению контакта между мишенью и ударником.

Подставляя выражения (12) и (13) в (11) и используя соотношение геометрического подобия (14), выражаем δ и \mathcal{R} через среднюю плотность и радиус астероида до удара. Окончательно получим

$$\omega = \frac{C \rho_0}{\sqrt{\kappa \sigma}} \frac{a}{R}, \quad (15)$$

где $C = \text{const} \left[\frac{1}{3} \frac{k_1}{k_2^2} N^{1/3} \left(\frac{15 - 6h}{57h} \right)^2 G^2 \right]^{1/4}$.

Конечно, эта формула дает представление только о порядке величины ω и не претендует на высокую точность оценки. Например, разлетающиеся сегменты астероида сами могут приобретать вращение. Если часть сегментов безвозвратно теряется при этом, то в результате уменьшается удельный момент вращения системы как целого. Кроме того, анализ размерностей, которым мы пользовались, позволяет получить соотношения между параметрами модели с точностью до безразмерной константы порядка единицы.

Сравнение модели с данными наблюдений. Полагаем, что астероид типа «*rubble piles*» при росте из протопланетной среды имеет однородное ядро R_0 плотностью ρ_0 . Структурно это наибольший и неделимый фрагмент вещества, который «осаждает» на себя оболочку из более мелких тел и частиц. Развивая подход, изложенный в [3], считаем, что в оболочке устанавливается распределение плотности $\rho_0 [1 - n(r - R_0)^2]$, где $R_0 < r < R$ — текущий радиус (закон Роша). Очевидно, что в такой модели строения астероида жесткость тела обусловлена физическими свойствами ядра, поэтому в формуле (15) $a = R_0$. В [18]

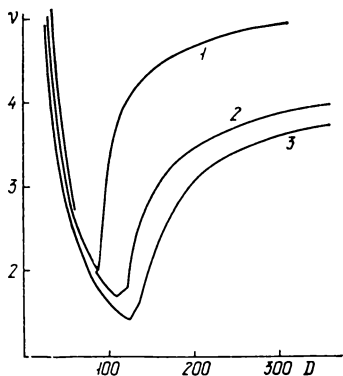


Рис. 2. Варианты 1—3 поведения уравнения (17) при различных значениях параметров (таблица). С учетом выбранных единиц измерения $C = 2.75 \text{ м}^{3/2} \cdot \text{кг}^{-1/2} \cdot \text{сут}^{-1}$ при $k_1 \approx k_2 \approx \text{const} \sim 1$, $N = 1000$, $h = 0.6$, $G = 6.7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$

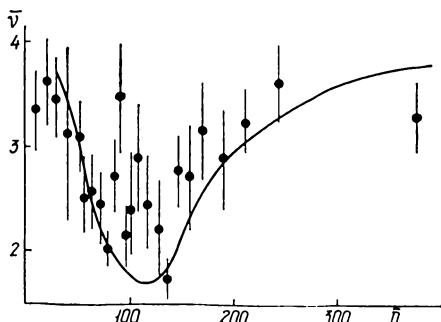


Рис. 3. Зависимость средней частоты вращения от среднего диаметра. Точки соответствуют положению индивидуальных групп, содержащих девять астероидов [10]. Выбор параметров соответствует варианту 3 (таблица)

обращено внимание на то, что при достижении определенного размера R_c давление в недрах астероида достигает критического значения и превышает прочность рыхлого материала оболочки. Происходит сжатие вещества оболочки и образуется новое ядро, причем с увеличением радиуса астероида объем ядерной области стремится к R^3 . Величина критического давления P_c , по оценке [8], может составлять $10^5 - 10^6 \text{ Н/м}^2$. В отличие от модели [18] (однородное ядро, однородная оболочка) считаем, что при перестройке внутренней структуры астероида образуется однородное ядро и сохраняется оболочка с распределением плотности в ней по закону Роша. Радиус R'_0 образовавшегося ядра можно найти, рассчитывая давление на границе ядро — оболочка при условии $P(R'_0) \sim P_c$. Плотность ядра оценивается по формуле [2]:

$$\rho'_0 \approx \sigma(R_c) (1 + 3\varepsilon), \tag{16}$$

где $\sigma(R_c)$ — средняя плотность астероида радиусом R_c ; сжатие ε рассчитывается согласно теории конечных деформаций Бурнагана—Берча (см., например, [2]). Теперь с помощью зависимости (15) и с учетом изложенных выше представлений можно проследить, как будут вращаться астероиды различных диаметров:

$$\omega = C \rho_0 x / \sqrt{\kappa \sigma}; \tag{17}$$

$$\kappa \sigma = \rho_0 \left[\frac{2}{5} (1 - nR_0^2) - \frac{2}{7} nR^2 \left(1 - \frac{7}{3} x - \frac{1}{15} x^7 \right) \right], \tag{18}$$

где $x = R_0/R$.

Варьируя параметры (таблица) в уравнении (17), можно получить семейство функций $\omega = \omega(R)$. Некоторые из них показаны на рис. 2. Здесь, как и в работе [10], представлена частота вращения ν (обо-

роты/сутки) в зависимости от диаметра D (км). Полученные кривые имеют вид V -образных функций. Левое (нисходящее) крыло функций отвечает условию $P(R'_0) < P_c$ и при малых R обусловлено поведением отношения x . Правое (восходящее) крыло функций соответствует $P(R'_0) \sim P_c$ и отражает тот факт, что с увеличением R отношение $x \rightarrow 1$ и $x\sigma \rightarrow 0.4\rho'_0$ ($R > R_c$).

Численные значения модели

Параметры		Вариант		
		1	2	3
$R < R_c$	R_0 , км	12	15	16
	ρ_0 , г/см ³	2.2	1.5	1.2
$P(R_0) < P_c$	n , км ⁻²	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$
$R \geq R_c$	P_c , Н/м ²	$7 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$3.6 \cdot 10^5$
	R_c , км	50	60	70
	R'_0 , км	30	36	33
$P(R'_0) = P_c$	ρ'_0 , г/см ³	1.7	1.1	0.85
	n' , км ⁻²	$6 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$

Примечание. Штрихами обозначены характеристики ядра и оболочки, образовавшихся при перестройке внутренней структуры астероида. Средняя плотность ядра ρ'_0 находится с помощью соотношения (16). Радиус ядра R'_0 и параметр n' для оболочки подбираются с помощью условия $P(R'_0) = P_c$.

Чтобы сопоставить данные теории и наблюдений, мы нашли зависимости между средними значениями частоты вращения и диаметром тел. При этом учитывалось частотное распределение астероидов по диаметрам в той выборке объектов, которая использована в [10]. Рассчитанная кривая совместно с данными наблюдений приведена на рис. 3. Используются значения параметров, отвечающие варианту 3 (таблица).

Заключение. Преждевременно утверждать, что в кольце астероидов столкновительная эволюция происходила по единственной модели, изложенной нами. Среди астероидов с $D < 50$ км недавно открыты несколько тел с очень длинными периодами вращения ($P \sim 40$ ч и более). Количество таких объектов и их роль в общей картине столкновительной эволюции малых планет сейчас практически не известны. Напротив, среди немногих объектов диаметром более 200 км (таких планет около 30) могут находиться тела, испытывавшие химическую дифференциацию вещества, в результате чего их внутреннее строение может сильно отличаться от строения астероидов типа «груды щебня».

Настоящую работу мы расцениваем как попытку наметить путь согласования теоретических представлений о приобретении вращения астероидами при взаимных соударениях с наблюдательными данными.

Автор благодарит П. Н. Шустарева и Л. Б. Цирульника за интерес к работе и неоднократные дискуссии.

1. Альвен Х., Аррениус Г. Эволюция Солнечной системы.— М.: Мир, 1979.—511 с.
2. Буллен К. Е. Плотность Земли.— М.: Мир, 1978.—437 с.
3. Голубева Л. Ф., Шестопалов Д. И. О вращательных свойствах астероидов // Астрон. журн.— 1983.—60, вып. 5.— С. 1009—1015.
4. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1965.—213 с.
5. Сафронов В. С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет.— М.: Наука, 1969.—244 с.
6. Хантли Г. Анализ размерностей.— М.: Мир, 1970.—167 с.
7. Чандрасекар С. Принципы звездной динамики.— М.: Изд-во иностр. лит., 1948.—213 с.

8. Burns J. A., Tedesco E. F. Asteroid lightcurves: results for rotations and shapes // Asteroids / Ed. by T. Gehrels.— Tucson: Arizona Univ. press, 1979.— P. 494—527.
9. Davis D. R., Chapman C. R., Greenberg R. et al. Collisional evolution of asteroids: populations, rotations and velocities // Ibid.— P. 528—557.
10. Dermott S. F., Harris A. W., Murray C. D. Asteroid rotation rate // Icarus.— 1984.— 57, N 1.— P. 14—34.
11. Dermott S. F., Murray C. D. Asteroid rotation rates depend on diameter and type // Nature.— 1982.— 296, N 5856.— P. 418—421.
12. Dobrovolskis A. R., Burns J. A. Angular momentum drain: a mechanism for despinning asteroids // Icarus.— 1984.— 57, N 3.— P. 464—476.
13. Farinella P., Paolicchi P., Tedesco E., Zappalà V. Triaxial equilibrium ellipsoids among the asteroids // Ibid.— 1981.— 46, N 1.— P. 114—123.
14. Farinella P., Paolicchi P., Zappalà V. Analysis of the spin rate distribution of asteroid // Astron. and Astrophys.— 1981.— 104, N 1.— P. 159—165.
15. Farinella P., Paolicchi P., Zappalà V. On the shape of rapidly rotating asteroids // Adv. Space Res.— 1981.— 1, N 8.— P. 187—189.
16. Farinella P., Paolicchi P., Zappalà V. The asteroids as outcomes of catastrophic collisions // Icarus.— 1981.— 46, N 3.— P. 409—433.
17. Fujiwara A. Complect of the parents bodies of Themis, Eos and Coronis families // Ibid.— P. 434—443.
18. Halling R. Can gravitational compaction explain the spin-diameter relation for the asteroids? // Astrophys. and Space Sci.— 1984.— 103, N 2.— P. 379—384.
19. Harris A. W. Asteroid rotation rates. II. A theory for the collisional evolution of rotation rates // Icarus.— 1979.— 40, N 1.— P. 145—153.
20. Harris A. W., Burns J. A. Asteroid rotation. I. Tabulation and analysis of rates, pole positions and shapes // Ibid.— P. 115—144.
21. Hartman W. K. Diverse puzzling asteroids and a possible unified explanation // Asteroids / Ed. by T. Gehrels.— Tucson: Arizona Univ. press, 1979.— P. 466—479.
22. Hausen K. R., Wilkening L. L., Chapman C. R., Greenberg R. Asteroidal regoliths // Icarus.— 1979.— 39, N 3.— P. 317—351.
23. Hörz F. Asteroidal collisional and regoliths: some additional model considerations // Lunar and Planets Sci. Conf. 11th: Abstr. Pap. Houston (Tex.): S. A.— 1980.— N 3.— P. 480—482.
24. Hörz F., Schaal R. B. Asteroidal agglutinate formation and implication for asteroidal surfaces // Icarus.— 1981.— 46, N 3.— P. 337—353.
25. Lagerkvist C.-I., Rickman H., Scaltriti F., Zappalà V. Physical studies of asteroids. VI. Asteroid 201 Penelope, a fast rotator // Astron. and Astrophys.— 1981.— 104, N 1.— P. 148—149.
26. McAdoo D. C., Burns J. A. Further evidence for collision among asteroids // Icarus.— 1973.— 18, N 2.— P. 285—293.
27. Tedesco E. F., Zappalà V. Rotational properties of asteroids: correlations and selection effects // Ibid.— 1980.— 43, N 1.— P. 33—50.
28. Weidenschilling S. J. How fast can an asteroid spin? // Ibid.— 1981.— 46, N 1.— P. 124—126.

Шемахин. астрофиз. обсерватория
АН АзССР

Поступила в редакцию 13.05.87,
после доработки 17.02.88

РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 520.034

РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СИСТЕМА АСТРОНОМИЧЕСКОГО ИНФРАКРАСНОГО ФОТОМЕТРА С ЦИФРОВЫМ СИНХРОННЫМ НАКОПЛЕНИЕМ / Недашковский В. Н.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 4713-В88)

Описана регистрирующая система инфракрасного фотометра, выполненная на базе преобразователя напряжение — частота и синхронного реверсивного счетчика. Динамический диапазон регистрируемых сигналов не менее 10^3 при нелинейности не более 0.5%. Возможное время накопления сигнала — до 10^5 с.