# СОДЕРЖАНИЕ

-

\_

## Том 55, Номер 1, 2021

Активность мелкомасштабных внутренних волн в северной полярной атмосфере Венеры путем использования радиозатменных измерений интенсивности сигналов ( $\lambda = 32$ см) со спутников Венера-15 и -16	
В. Н. Губенко, И. А. Кириллович, Д. В. Губенко, В. Е. Андреев, Т. В. Губенко	3
Анализ данных топографии и гравитационного поля землеподобной Венеры	
Т. И. Менщикова, Т. В. Гудкова, В. Н. Жарков	13
Лунный кратер Ина: анализ морфологии внутрикратерных форм рельефа	
А. Т. Базилевский, Г. Г. Майкл	22
Особенности спектра рельефа поверхности луны и планет	
Г. С. Голицын	34
Зональные особенности поведения слабых молекулярных полос поглощения на Юпитере	
В. Д. Вдовиченко, А. М. Каримов, Г. А. Кириенко, П. Г. Лысенко, В. Г. Тейфель, В. А. Филиппов, Г. А. Харитонова, А. П. Хоженец	38
Динамика вращения внутренних спутников Юпитера	
В. В. Пашкевич, А. Н. Вершков, А. В. Мельников	50
Возможные соударения и сближения с землей некоторых опасных астероидов	
Л. Л. Соколов, И. А. Баляев, Г. А. Кутеева, Н. А. Петров, Б. Б. Эскин	65
Подтверждение кометной природы астероида дон кихот по наблюдениям в обсерватории Санглох	
Г. И. Кохирова, А. В. Иванова, Ф. Дж. Рахматуллаева	74
Нелинейность в обратных задачах астероидной динамики	
В. А. Авдюшев, О. М. Сюсина, В. А. Тамаров	84

УДК 551:501

## АКТИВНОСТЬ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В СЕВЕРНОЙ ПОЛЯРНОЙ АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ ПУТЕМ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАДИОЗАТМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СИГНАЛОВ (Л = 32 СМ) СО СПУТНИКОВ ВЕНЕРА-15 И -16

© 2021 г. В. Н. Губенко<sup>*a*, \*, \*\*</sup>, И. А. Кириллович<sup>*a*</sup>, Д. В. Губенко<sup>*a*</sup>, В. Е. Андреев<sup>*a*</sup>, Т. В. Губенко<sup>*a*</sup>

<sup>а</sup> Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Московская область, Фрязино, Россия

> \*E-mail: vngubenko@gmail.com \*\*E-mail: gubenko@fireras.su Поступила в редакцию 14.04.2020 г. После доработки 20.07.2020 г. Принята к публикации 07.08.2020 г.

Радиозатменные измерения интенсивности сигнала ( $\lambda = 32$  см) спутников Венера-15 и -16, проведенные в период с 16 по 31 октября 1983 года, используются для анализа активности внутренних волн в северной полярной атмосфере Венеры. Наблюдения интенсивности радиоволн обеспечивают важную информацию о мелкомасштабной структуре атмосферы планеты. Сравнение радиозатменных измерений и результатов стандартной волновой теории показывает, что мелкомасштабные флуктуации интенсивности принимаемого сигнала обусловлены спектром вертикально распространяющихся внутренних гравитационных волн. Вертикальная длина этих флуктуаций на высотах более 61.5 км составляет около ~1 км. Разработанная модель для радиационного затухания флуктуаций интенсивности с высотой в атмосфере Венеры предполагает, что собственные частоты идентифицированных внутренних волн (измеряемые в системе отсчета, движущейся вместе с невозмущенным потоком) в исследуемых сеансах изменяются от  $3.5 \times 10^{-4}$  до  $9.5 \times 10^{-4}$  рад/с, а отношение горизонтальной и вертикальной длин волн заключено в интервале от 57 до 21.

Ключевые слова: радиозатменные измерения, флуктуации интенсивности сигнала, атмосфера Венеры, радиационный демпинг, внутренние гравитационные волны DOI: 10.31857/S0320930X21010047

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Волновые процессы оказывают значительное влияние на циркуляцию, химический состав, тепловой режим и изменчивость атмосфер планет. Важная роль внутренних гравитационных волн (ВГВ) связана с обеспечением ими эффективного механизма переноса энергии и импульса с нижних атмосферных уровней на верхние. Источниками генерации внутренних волн в атмосфере могут быть тепловые контрасты вблизи поверхности, топография, сдвиговая и конвективная неустойчивости ветра, фронтальные процессы и др. В отсутствие диссипации энергии, амплитуда волновых возмущений скорости ветра или температуры растет примерно экспоненциально с увеличением высоты в атмосфере Земли, поэтому возмущения с малой амплитудой вблизи поверхности могут производить значительные эффекты

на больших высотах, где происходит обрушение волн и передача энергии и импульса в невозмущенный поток. Поскольку ВГВ являются характерной особенностью устойчиво стратифицированной атмосферы, то аналогичные эффекты можно ожидать в атмосферах Венеры и Марса. Интерпретация наблюдений флуктуаций скорости ветра, температуры или плотности в атмосфере планеты нередко основывается на модели широкого спектра волн, порождающих эти флуктуации. Спектральное описание подразумевает, что волновое поле флуктуаций состоит из многих компонент с различными масштабами. Во многих случаях экспериментальные спектры флуктуаций температуры, плотности или скорости ветра в атмосфере демонстрируют на фоне гладкого спектра дискретные (отдельные) узкие пики, которые указывают на квазипериодическую структуру возмущений в некотором диапазоне высот. Результаты прямых зондовых измерений в стратосфере Земли свидетельствуют о том, что формирование такой структуры может быть обусловлено распространением монохроматической волны, которая находится в состоянии насыщения вследствие сдвиговой неустойчивости в атмосфере.

Преимушеством радиозатменных измерений является широкий географический и временной охват исследуемых районов, позволяющий проводить глобальный мониторинг состояния атмосферы (Губенко и др., 2016а; 2016б; 2018). В период с октября 1983 по сентябрь 1984 г. с помощью спутников Венера-15 и - 16 нами были выполнены интенсивные радиозатменные исследования атмосферы Венеры. Орбиты указанных спутников были такими, что их заходы за планету имели место в Северном полушарии, а выходы – в Южном. Двухчастотные радионаблюдения (длины волн 5 и 32 см) были проведены в 176 атмосферных районах. расположенных на дневной и ночной стороне Северного и Южного полушарий планеты. В приполярной и полярной области Южного полушария Венеры, где ранее проводились только единичные измерения, были получены новые данные об атмосферных характеристиках для 20 районов. Результаты, найденные на основе этих измерений, включают: (I) вертикальные профили плотности, давления, температуры, а также характерные параметры для 42 районов полярной и приполярной атмосферы на высотах 42-90 км и оценки ошибок определяемых величин (Yakovlev и др., 1991); (II) характеристики тонких регулярных слоев в атмосфере Венеры (Gubenko, Andreev, 2003; Gubenko и др., 2008a); (III) вертикальные профили содержания паров серной кислоты и поглощения радиоволн диапазона 5 см в атмосфере планеты (Gubenko и др., 2001); (IV) высотные и широтные зависимости зональной скорости ветра в атмосфере Венеры (Губенко и др., 1992; Ваганов и др., 1992; Gubenko, Kirillovich, 2018а); (V) вертикальные профили температуры, давления и градиентов температуры для средних широт планеты на высотах 40-90 км (Матюгов и др., 1994).

Мы используем некоторые из полученных нами ранее результатов и измерения интенсивности радиозатменных сигналов (длина волны  $\lambda = 32$  см) со спутников Венера-15 и -16 для исследования мелкомасштабных внутренних волн в северной полярной атмосфере Венеры на высотах более 61.5 км. Целью работы является анализ измерений интенсивности радиоволн, проведенных в период с 16 по 31 октября 1983 г., для изучения внутренних волн в полярной атмосфере планеты, который базируется на модели радиационного затухания флуктуаций интенсивности с увеличением высоты. Отсчет высоты производится от уровня поверхности Венеры с радиусом 6051 км.

#### РАДИАЦИОННОЕ ЗАТУХАНИЕ ВНУТРЕННИХ АТМОСФЕРНЫХ ВОЛН: АНАЛИЗ РАДИОЗАТМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СИГНАЛОВ СО СПУТНИКОВ ВЕНЕРА-15 И -16

Наблюдения интенсивности радиозатменных сигналов обеспечивают важную информацию о мелкомасштабной структуре атмосферы планеты. Во многих аспектах наш метод определения характеристик атмосферных волн аналогичен методу, предложенному ранее в работах Hinson, Jenkins (1995) и Tellmann и др. (2012). Авторы указанных работ полагали, что радиационное затухание волновых возмущений с высотой в радиозатменных экспериментах является основным процессом, вносящим вклад в диссипацию энергии ВГВ с вертикальной длиной волны <4 км. На рис. 1 представлены примеры измерений нормированной интенсивности (*I*) сигнала с  $\lambda = 32$  см для трех анализируемых радиозатменных сеансов Венера-15 и -16. Величина І определяется как отношение значений интенсивности сигнала, измеряемых в данный момент и в свободном пространстве до входа в атмосферу планеты. Нормированная интенсивность *I* является безразмерной величиной, и она остается примерно постоянной (~1.0) до тех пор, пока не начинается просвечивание нейтральной атмосферы (относительное время ~0 с, высота ~100 км). На рис. 1 хорошо виден отклик радиоволн при прохождении дневной ионосферы вблизи терминатора (зенитный угол Солнца равен  $Z_{\odot} = 85.8^{\circ}$  для сеанса 24 и  $Z_{\odot} = 87.2^{\circ}$  для сеан-са 30) и ночной ионосферы вблизи терминатора  $(Z_{\odot} = 95.4^{\circ}$  для сеанса 42). Так как минимумы интенсивности радиозатменного сигнала соответствуют локальным максимумам электронной концентрации (Gubenko и др., 2018; Gubenko, Kirillovich, 2019), то из представленных на рис. 1 данных следует, что структура ионосферы Венеры вблизи терминатора на дневной стороне является двухслойной, а на ночной стороне – однослойной. Учитывая, что вертикальная скорость опускания радиолуча здесь равна ~4.3 км/с (Gubenko и др., 2008а), можно найти, что ионосферные максимумы вблизи терминатора на дневной и ночной стороне планеты расположены на высотах ~150 км.

Параметры радиозатменных сеансов Венера-15 и -16, которые были проанализированы нами для мониторинга активности внутренних волн и определения их характеристик в северной полярной атмосфере Венеры, представлены в табл. 1. Здесь указаны: номер и время проведения сеанса измерений, аппарат, широта и долгота зондируемого района, зенитный угол Солнца ( $Z_{\odot}$ ), высота тропопаузы ( $h_t$ ) и высота минимума температуры ( $h_{\min}$ ) для района измерений. Эти характеристики были найдены при обработке данных с целью



**Рис. 1.** Зависимости интенсивности сигнала с  $\lambda = 32$  см от времени в северной полярной атмосфере Венеры для радиозатменных сеансов 24, 30 и 42 (заходы) спутников Венера-15 и -16. Относительное время t = 0 с соответствует высоте перигея луча ~100 км над поверхностью планеты с радиусом 6051 км. Тропопаузы зондируемых районов атмосферы расположены на высотах: ~57.6 км (сеансы 24, 30) и ~59.0 км (сеанс 42) (Yakovlev и др., 1991).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

Сеанс 10	Сеанс 12	Сеанс 20	Сеанс 24	Сеанс 30	Сеанс 32	Сеанс 42
Венера-16	Венера-16	Венера-15	Венера-15	Венера-15	Венера-16	Венера-16
16.10.1983	17.10.1983	21.10.1983	23.10.1983	25.10.1983	25.10.1983	31.10.1983
83.9° N, 290.0° W	83.1° N, 296.3° W	83.8° N, 306.9° W	85.3° N, 308.9° W	86.5° N, 310.4° W	88.5° N, 225.3° W	85.5° N, 179.7° W
$Z_{\odot} = 83.9^{\circ}$	$Z_{\odot} = 83.2^{\circ}$	$Z_{\odot} = 84.1^{\circ}$	$Z_{\odot} = 85.8^{\circ}$	$Z_{\odot} = 87.2^{\circ}$	$Z_{\odot} = 90.9^{\circ}$	$Z_{\odot} = 95.4^{\circ}$
$h_t = 57.5 \text{ km}$	<i>h<sub>t</sub></i> = 57.6 км	$h_t = 57.3 \text{ km}$	<i>h<sub>t</sub></i> = 57.6 км	<i>h<sub>t</sub></i> = 57.6 км	$h_t = 57.4 \text{ km}$	$h_t = 59.0 \text{ km}$
$h_{\min} = 58.7 \text{ KM}$	$h_{\min} = 58.7 \text{ KM}$	$h_{\min} = 57.9 \text{ KM}$	$h_{\min} = 58.4 \text{ KM}$	$h_{\min} = 58.4 \text{ KM}$	$h_{\min} = 58.9 \text{ KM}$	h <sub>min</sub> = 59.0 км

Таблица 1. Параметры радиозатменных сеансов, в которых определялись характеристики внутренних волн в северной полярной атмосфере Венеры

восстановления атмосферных профилей плотности, давления и температуры (Yakovlev и др., 1991).

Радиозатменные измерения, анализируемые в этой работе, проводились во время практически вертикальных заходов спутников Венера-15 и -16 за планету (Yakovlev и др., 1991; Gubenko и др., 2008а). Геометрия эксперимента радиопросвечивания была такова, что точка перигея лучевой траектории почти не смещалась по горизонтали за время сеанса измерений (~2 мин). Радиальная скорость V<sub>n</sub> указанных спутников, перпендикулярная траектории радиолуча, была равна  $V_n = 4.3$  км/с. Вертикальная скорость опускания радиолуча в атмосфере V<sub>r</sub> определяется значением скорости *V<sub>n</sub>* и величиной среднего рефракционного ослабления сигнала  $\langle X \rangle$  с помощью соотношения  $V_r =$  $= V_n \langle X \rangle$ (Gubenko и др., 2008а). Вертикальная скорость радиолуча при входе его в атмосферу (высота ~100 км,  $\langle X \rangle \approx 1.0$ ) была равна ~4.3 км/с. При прохождении лучом более низких атмосферных уровней (~62 км,  $\langle X \rangle \approx 0.1$ ), расположенных вблизи тропопаузы, ее величина составляла ~0.43 км/с. Указанные значения скорости опускания луча во много раз превышают средние скорости зондируемых структур в атмосфере. Обычно, продолжительность радиозатменного сеанса составляет около 2 мин, поэтому спутниковая радиоголограмма содержит практически мгновенное (замороженное) изображение состояния окружающей среды в зондируемом районе атмосферы Венеры. Вариации частоты радиозатменного сигнала ( $\lambda = 32$  см) и известные баллистические данные спутников Венера-15 и -16 были нами ранее использованы для определения зависимостей угла рефракции от прицельного параметра лучевой траектории (Yakovlev и др., 1991). Затем, на основе применения обратного преобразования Абеля к полученным вертикальным профилям угла рефракции, определялись высотные зависимости коэффициента преломления в нейтральной атмосфере планеты. Учет химического состава атмосферы (96.5% СО<sub>2</sub>) и 3.5%  $N_2$ ) дал возможность найти вертикальные профили плотности, а с помощью уравнений гидростатического равновесия и газового состояния были восстановлены атмосферные профили давления и температуры (Yakovlev и др., 1991).

Данные об интенсивности радиозатменного сигнала удобно представлять в виде функции высоты лучевой траектории (высоты перигея луча). Здесь термин "лучевая траектория" обозначает траекторию фотона, движущегося от спутника к приемной антенне на Земле. Высота перигея луча как функция времени определялась естественным образом в процессе обработки и анализа измерений при получении атмосферных профилей (Yakovlev и др., 1991). Мы применили фильтр высокой частоты к данным об интенсивности радиозатменного сигнала для отделения высокочастотных флуктуаций от медленных фоновых вариаций интенсивности. Этот фильтр действует следующим образом:

$$i(h) \equiv \frac{I(h) - \langle I(h) \rangle}{\langle I(h) \rangle}.$$
 (1)

Здесь I(h) — измеряемая интенсивность сигнала, *h* – высота перигея луча. Угловые скобки обозначают локальное среднее, вычисленное на основе аппроксимации полиномом второй степени значений I(h) на интервале 4 км, центр которого находится в точке с высотой h. Так как интенсивность сигнала I(h) является положительно определяемой величиной, то нормированные флуктуации интенсивности i(h) удовлетворяет неравенству i(h) > -1. В экспериментах часто наблюдаются мощные всплески интенсивности радиозатменного сигнала, вследствие чего величина i(h) может существенно превосходить значение +1. По этой причине, когда значения модуля |i(h)| приближаются к единице, наблюдаемая картина флуктуаций становится асимметричной относительно нуля (Hinson, Jenkins, 1995).

При выполнении условия ( $|i(h)| \ll 1$ ) слабого рассеяния, флуктуации интенсивности сигнала

$$\rho' \propto G_{\rho}(h) \exp \left| j \int_{-\infty}^{h} m(h) \, dh \right|,$$
 (2)

где  $m = 2\pi/\lambda_z$  – вертикальное волновое число,  $\lambda_z$  – вертикальная длина волны, *ј* – мнимая единица, а амплитудная функция G<sub>o</sub> определяется с помощью формулы (3), в которой:  $\rho_b$  и  $N_b$  – невозмущенные (фоновые) значения атмосферной плотности и частоты Брента-Вяйсяля, соответственно; L<sub>r</sub> - вертикальный масштаб длины радиационного затухания (демпинга):

*i*(*h*) пропорциональны флуктуациям атмосфер-

ной плотности  $\rho'(h)$ , т.е.  $i(h) \propto \rho'(h)$  (Hinson, Tyler,

1983). Согласно волновой теории имеем (Hinson,

Jenkins, 1995):

$$G_{\rho}(h) \equiv (\rho_b N_b^3)^{1/2} \exp\left[-\int_{-\infty}^{h} \frac{dh}{L_r(h)}\right].$$
 (3)

Из соотношения (3) следует, что в отсутствие диссипации энергии, амплитудные функции флуктуаций атмосферной плотности  $\rho'(h)$  и интенсивности сигнала i(h) будут изменяться с высотой пропорционально величине  $\sqrt{\rho_b(h)}$ , но с дополнительной модуляцией вследствие вертикальных вариаций  $\sqrt{N_b^3(h)}$ . При наличии радиационного демпинга в атмосфере, изменение амплитуды флуктуаций интенсивности с высотой зависит также от вертикального масштаба радиационного затухания L<sub>r</sub>, который связан со временем радиационной релаксации τ, простым выражением (Hinson, Jenkins, 1995):

$$L_r \equiv 2 \left| \frac{\omega}{m} \right| \tau_r, \tag{4}$$

где  $\omega$  — собственная частота внутренней волны, измеряемая в системе отсчета, движущейся вместе с невозмущенным потоком (Gubenko и др., 2008b; 2011; 2012; 2015),  $\tau_{r}$  – время радиационной релаксации в атмосфере Венеры (Fels, 1982). Собственная частота  $\omega$  и частота  $\sigma$  внутренней волны, найденная в системе отсчета земного наблюдателя, связаны известным соотношением, определяющим доплеровское смещение между ними (Gubenko и др., 2018; Gubenko, Kirillovich, 2018b):

$$\sigma = \omega + \mathbf{k_h} \mathbf{V_b} = \omega + |k_h| |V_b| \cos \angle \mathbf{k_h}, \mathbf{V_b}, \qquad (5)$$

где  $\mathbf{k}_{\mathbf{h}}\mathbf{V}_{\mathbf{h}}$  – скалярное произведение горизонтального волнового вектора k<sub>h</sub> и вектора невозмущенной скорости ветра  $\mathbf{V}_{\mathbf{b}}$ ,  $|k_{h}| = 2\pi/\lambda_{h}$  – модуль вектора  $\mathbf{k}_{\mathbf{b}}$ ,  $\lambda_{h}$  – горизонтальная длина внутренней волны,  $|V_{b}|$  – модуль вектора  $\mathbf{V}_{\mathbf{b}}$ .

На рис. 2 представлены высотные зависимости времени радиационной релаксации  $\tau_r(h)$  в атмосфере Венеры для вертикальных длин волн 5 км (штриховая), 2.5 км (пунктир) и 1 км (сплошная), найденные путем экстраполяции результатов мо-



Рис. 2. Высотные профили времени радиационной релаксации  $\tau_r(h)$  в атмосфере Венеры для вертикальных длин волн 5 км (штриховая линия), 2.5 км (пунктир) и 1 км (сплошная), найденные путем экстраполяции результатов модели Crisp (1989) для вертикальной длины волны  $\lambda_z = 7$  км, в предположении, что  $\tau_r$ пропорционально λ<sub>7</sub>.

дели Crisp (1989) для  $\lambda_z = 7$  км, в предположении, что время затухания т, пропорционально вертикальной длине волны  $\lambda_z$ . Зависимость  $\tau_r(h)$  для вертикальной длины волны λ<sub>z</sub> = 1 км была определена нами с целью анализа флуктуаций интенсивности сигнала i(h), а профили  $\tau_r(h)$  для длин волн 5 и 2.5 км. полученные ранее в работе Ando и др. (2015, Fig. 7), приведены на рис. 2 для сравнения.

На рис. 3-5 представлены примеры профилей высокочастотных флуктуаций (сцинтилляций) интенсивности сигнала i(h), наблюдаемых в радиозатменных сеансах 24, 30 и 42 (зубчатые линии). Высота лучевой траектории отсчитывается здесь от уровня средней поверхности планеты с радиусом 6051 км. Наиболее высокочастотные сцинтилляции, обусловленные мелкомасштабными неоднородностями показателя преломления (плотности) в атмосфере Венеры, представляют собой дифракционные эффекты. Как следует из результатов работы Gubenko и др. (2008а), дифракционную картину в полярной атмосфере Венеры на высотах вблизи тропопаузы формируют неоднородности с вертикальными размероми меньше радиуса первой зоны Френеля (~0.32 км). Зарегистрированные в радиозатменных экспериментах флуктуации интенсивности сигнала, вертикальный размер которых превышает френелевский радиус, не связаны с дифракцией и они могут быть обусловлены влиянием регулярных тонких слоев или внутренних атмосферных волн (Gubenко и др., 2008а). В отличие от аналоговых измерений частоты сигнала, которая определялась 1 раз в секунду, радиозатменные измерения интенсивности проводились с достаточно высокой часто-



**Рис. 3.** Нормированные флуктуации интенсивности сигнала *i*(*h*), наблюдаемые в радиозатменном сеансе 24 измерений спутника Венера-15 (зубчатая линия). Гладкая штриховая линия показывает, как амплитудная функция  $G_{\rho}(h)$  изменяется с высотой согласно волновой теории (включая эффект радиационного затухания). Вертикальный масштаб длины  $L_r$  радиационного затухания в атмосфере Венеры равен  $L_r = 8700$  м ( $h_{ref} = 61.8$  км) для сеанса 24.

той выборки ~19 Гц. В этом случае вертикальное разрешение  $\delta h$  данных об интенсивности радиозатменного сигнала на уровне тропопаузы в атмосфере Венеры определяется вертикальным размером зоны (радиуса) Френеля. Учитывая рефракционное ослабление сигнала, получаем следующую оценку вертикального разрешения для анализируемых данных об интенсивности:  $\delta h = r_f \langle X \rangle^{1/2} =$  $= (\lambda L \langle X \rangle)^{1/2} \approx 0.32$  км (Gubenko и др., 2008а). Здесь,  $r_f = (\lambda L)^{1/2} \approx 1$  км — радиус первой зоны Френеля в свободном пространстве вне атмосферы,  $\lambda = 0.32$  м — длина волны сигнала,  $L \approx 3470$  км — расстояние от спутника до лимба планеты,  $\langle X \rangle =$  $=\langle I(h)\rangle \approx 0.1$  — локальное среднее значение рефракционного ослабления (интенсивности) радиозатменного сигнала вблизи уровня тропопаузы в атмосфере Венеры. Столь высокого вертикального разрешения удалось достигнуть из-за достаточно высокой частоты выборки радиозатменных измерений интенсивности радиоволн, а также благодаря значительному сжатию френелевского объема луча в вертикальном направлении за счет эффекта рефракционного ослабления интенсивности сигнала.

Способ определения доминантного вертикального масштаба  $\lambda_z$  подробно описан в работе (Gubenko и др., 2008а), и его суть состоит в следующем. На интервале высот от ~61.5 до ~70.0 км, с помощью быстрого преобразования Фурье, находились спектры мощности флуктуаций интенсивности сигнала для анализируемых сеансов, и определялся максимум спектральной пространственной частоты. Установлено, что на высотах более ~61.5 км, где эффекты радиационного затухания в атмосфере становятся заметными, доминирующий вертикальный размер флуктуаций интенсивности  $\lambda_7$  составляет ~1 км.

Поскольку высотная корреляция флуктуаций, регистрируемых в разных сеансах измерений (близких по месту и времени проведения), здесь отсутствует, то эти флуктуации, вероятно, обусловлены мелкомасштабными ВГВ, а не регулярными слоями в атмосфере (Gubenko и др., 2008а). Гладкие штриховые линии на рис. 3-5 показывают, как амплитудные функции  $G_{
ho}(h)$  изменяется с высотой в сеансах 24, 30 и 42 согласно волновой теории (включая эффект радиационного затухания). Для определения вертикального масштаба длины L<sub>r</sub> радиационного затухания в анализируемом сеансе измерений, необходимо из профиля амплитудной функции  $G_{\rho}(h)$  выделить "чистый" эффект, связанный с радиационным демпингом флуктуаций интенсивности в атмосфере. Полученные ранее результаты восстановления средних профилей плотности  $\rho_b(h)$  и частоты Брента— Вяйсяля  $N_b(h)$  (Yakovlev и др., 1991) были использованы нами для вычисления корректирующей функции *k*(*h*):

$$k(h) = \sqrt{\frac{\rho_b(h_{\rm ref})N_b^3(h_{\rm ref})}{\rho_b(h)N_b^3(h)}},$$
 (6)

где  $h_{ref}$  — начальная высота отсчета на нижней границе сеанса измерений. Скорректированная амплитудная функция  $G_{\rho}^{*}(h) = G_{\rho}(h)k(h)$  определяется



**Рис. 4.** Высотный профиль высокочастотных флуктуаций интенсивности сигнала i(h), полученный в радиозатменном сеансе 30 измерений спутника Венера-15 (зубчатая линия). Вертикальный масштаб длины  $L_r$  радиационного затухания в атмосфере планеты составляет  $L_r = 6500$  м ( $h_{ref} = 61.5$  км) для сеанса 30.



**Рис. 5.** Вертикальный профиль нормированных флуктуаций интенсивности сигнала i(h), наблюдаемых в радиозатменном сеансе 42 измерений спутника Венера-16 (зубчатая линия). Величина  $L_r$  равна  $L_r = 12000$  м ( $h_{ref} = 62.3$  км) для сеанса 42.

только вертикальным масштабом длины  $L_r$  радиационного затухания флуктуаций в атмосфере и не зависит от изменений  $\rho_b(h)$  и вариаций  $N_b(h)$  с высотой. С учетом соотношений (3) и (6) нетрудно видеть, что выражение для скорректированной

$$G_{\rho}(h) \equiv G_{\rho}(h)k(h) \equiv \\ \equiv \left[\rho_{b}(h_{\text{ref}})N_{b}^{3}(h_{\text{ref}})\right]^{1/2} \exp\left[-\int_{-1}^{h} \frac{dh}{L_{r}(h)}\right].$$
(7)

амплитудной функции  $G^*_{\rho}(h)$  имеет следующий вид:

Коррекция указанным способом амплитудных функций  $G_{\rho}(h)$ , показанных на рис. 3—5 гладкими штриховыми линиями, позволяет определить со-

F											
Номер сеанса	h <sub>ref</sub> , км	<i>L<sub>r</sub></i> , м	τ <sub>r</sub> , c	<i>L<sub>r</sub>/</i> (2т <sub><i>r</i></sub> ), м/с	ω, рад/с	τ <sub>і</sub> , час	<i>N<sub>b</sub></i> , рад/с	λ <sub>z</sub> , м	λ <sub><i>h</i></sub> , м	$\left c_{ph}^{in}\right , \mathrm{M/C}$	$\left c_{pz}^{in}\right , \mathrm{M/c}$
10	62.2	$4.6 \times 10^{3}$	$41.0 \times 10^{3}$	0.056	$3.5 \times 10^{-4}$	5.0	$2.0 \times 10^{-2}$	$\sim 10^{3}$	$57 \times 10^{3}$	3.2	$5.6 \times 10^{-2}$
12	63.0	$5.2 \times 10^{3}$	$36.7 \times 10^{3}$	0.071	$4.5 \times 10^{-4}$	3.9	$2.0 \times 10^{-2}$	$\sim 10^3$	$44 \times 10^3$	3.2	$7.1 \times 10^{-2}$
20	62.4	$8.4 \times 10^{3}$	$39.8 \times 10^{3}$	0.106	$6.6 \times 10^{-4}$	2.6	$2.0 \times 10^{-2}$	$\sim 10^3$	$30 \times 10^3$	3.2	$10.6\times10^{-2}$
24	61.8	$8.7 \times 10^{3}$	$43.2 \times 10^{3}$	0.101	$6.3 \times 10^{-4}$	2.8	$2.0 \times 10^{-2}$	$\sim 10^3$	$32 \times 10^3$	3.2	$10.1\times10^{-2}$
30	61.5	$6.5 \times 10^{3}$	$44.3 \times 10^{3}$	0.073	$4.6 \times 10^{-4}$	3.8	$2.0 \times 10^{-2}$	$\sim 10^3$	$43 \times 10^3$	3.2	$7.3 \times 10^{-2}$
32	62.3	$12.2 \times 10^{3}$	$40.1 \times 10^{3}$	0.152	$9.5 \times 10^{-4}$	1.8	$2.0 \times 10^{-2}$	$\sim 10^3$	$21 \times 10^3$	3.2	$15.2 \times 10^{-2}$
42	62.3	$12.0 \times 10^{3}$	$40.1 \times 10^{3}$	0.150	$9.4 \times 10^{-4}$	1.9	$2.0 \times 10^{-2}$	$\sim 10^3$	$21 \times 10^{3}$	3.2	$15 \times 10^{-2}$

**Таблица 2.** Характеристики ВГВ в атмосфере Венеры, полученные на основе анализа семи сеансов радиозатменных измерений интенсивности сигнала

ответствующие функции  $G_{\rho}^{*}(h)$ . Анализ ампли-

тудного профиля  $G^*_{\rho}(h)$  дает возможность найти длину интервала, на котором скорректированная амплитуда флуктуаций уменьшается в е раз. Указанная длина определяет вертикальный масштаб L<sub>r</sub> для радиационного затухания флуктуаций интенсивности сигнала в атмосфере Венеры. Учитывая реальное вертикальное разрешение радиозатменных данных (~430 м) и найденные величины параметра L<sub>r</sub> (см. табл. 2), можно заключить, что относительная погрешность восстановления  $L_r$  не превышает 10%. Таким образом, нами были найдены следующие значения вертикального масштаба  $L_r$  для анализируемых сеансов:  $L_r = 8700$  м  $(h_{\rm ref} = 61.8$  км, рис. 3) для сеанса 24;  $L_r = 6500$  м  $(h_{\rm ref} = 61.5$  км, рис. 4) для сеанса 30;  $L_r = 12000$  м  $(h_{\rm ref} = 62.3 \text{ км}, \text{рис. 5})$  для сеанса 42.

Ключевые характеристики внутренних гравитационных волн в полярной атмосфере Венеры, полученные из анализа семи радиозатменных сеансов измерений интенсивности сигнала ( $\lambda = 32$  см) спутников Венера-15 и -16, приведены в табл. 2. Метод вычисления волновых параметров базируется на использовании формулы (4). Сначала, по результатам анализа вертикального профиля флуктуаций интенсивности сигнала, определяется вертикальный масштаб L<sub>r</sub> радиационного затухания для данного сеанса измерений. На следующем этапе вычисляется время радиационной релаксации в атмосфере Венеры  $\tau_r$  для анализируемых флуктуаций интенсивности с вертикальной длиной волны  $\lambda_z = 1$  км, локализованных в заданном интервале высот (см. рис. 2). Затем, с помощью выражения (4), определяется собственная частота ω идентифицируемой внутренней волны. Далее, на основе дисперсионного уравнения  $\omega/N_b = |k_b|/|m| =$  $= \lambda_z / \lambda_h$  для внутренних волн в интервале промежуточных собственных частот ( $f^2 \ll \omega^2 \ll N_b^2$ ) и

жуточных собственных частот ( $f^2 \ll \omega^2 \ll N_b^2$ ) и консервативной оценки невозмущенной частоты

Брента-Вяйсяля  $N_b = 0.02$  рад/с находится горизонтальная длина волны  $\lambda_h$ . На последнем этапе определяются собственные горизонтальная ( $|c_{ph}^{in}| = \omega/|k_h|$ ) и вертикальная ( $|c_{pz}^{in}| = \omega/|m|$ ) фазовые скорости, а также собственный период  $(\tau_i = 2\pi/\omega)$  для ВГВ (Gubenko и др., 2008b; 2011; 2012; 2015; 2018). При вычислении волновых характеристик, мы использовали величину времени радиационной релаксации т, которая соответствует высоте *h*<sub>ref</sub> на нижней границы измерений. Поэтому, приведенные в табл. 2 значения параметров ВГВ относятся к начальной высоте  $h_{ref}$  для анализируемого радиозатменного сеанса. Разработанная модель для радиационного затухания флуктуаций интенсивности с высотой в атмосфере Венеры предполагает, что собственные частоты для идентифицированных внутренних атмосферных волн в исследуемых сеансах изменяются от  $3.5 \times 10^{-4}$  до  $9.5 \times 10^{-4}$  рад/с, а отношение горизонтальной и вертикальной длин волн заключено в интервале от 57 до 21. Собственные периоды ВГВ составляют от 1.8 до 5 ч, а горизонтальные длины волн изменяются в пределах 21-57 км (см. табл. 2).

Paнee, Hinson и Jenkins (1995), анализируя сцинтилляции интенсивности сигнала в радиозатменном эксперименте Magellan, обнаружили, что измеряемый вертикальный профиль вариаций интенсивности согласуется с ВГВ, свободно распространяющимися в атмосфере без ветрового сдвига. Они нашли, что внутренние волны, которые обусловливают эти сцинтилляции интенсивности, имеют вертикальные длины волн ~1 км и горизонтальные фазовые скорости ~3 м/с. Сравнение между теорией и наблюдениями показало, что  $\omega \tau_r \approx 70$  на высоте 65 км. Полученное значение ωτ<sub>r</sub> примерно в 5 раз больше, чем для внутренней волны ( $\lambda_z \approx 2.5$  км), обнаруженной по результатам анализа температурных измерений миссии Magellan. Это предполагает, что собственная частота  $\omega$  мелкомасштабных ВГВ также в несколько раз превышает частоту ( $\omega = 2 \times 10^{-4}$  рад/с) волны, упомянутой выше. Отметим, что погрешность восстановления волновых характеристик в эксперименте Magellan составляет ~50% (Hinson, Jenkins, 1995).

Сравнение наших результатов с полученными в работе (Hinson, Jenkins, 1995) показывает, что ВГВ, обусловливающие сцинтилляции интенсивности сигнала в радиозатменных экспериментах спутников Magellan и Венера-15, -16, имеют примерно одинаковую горизонтальную фазовую скорость (3–3.2 м/с) и вертикальную длину волны (~1 км). По результатам анализа 7 сеансов измерений найдено, что величина  $\omega \tau_r$  на высоте ~62 км заключена в интервале от ~14 до ~38. При этом собственные частоты идентифицированных ВГВ изменялись от ~3.5 × 10<sup>-4</sup> до ~9.5 × 10<sup>-4</sup> рад/с, что, с учетом погрешностей восстановления волновых характеристик, согласуется с результатами, полученными в работе (Hinson, Jenkins, 1995).

По результатам радиозатменных измерений Венера-15 (сеанс 30), Gubenko и др. (2008а) провели сравнение тепловой и мелкомасштабной структур атмосферы Венеры на высотах от 58.0 до 77.0 км. На рис. 7 работы (Gubenko и др., 2008а) представлены вертикальные профили температуры (левая панель), вариаций температуры (средняя панель) и нормированных флуктуаций амплитуды сигнала (правая панель). Результаты восстановления температуры из односекундных данных о частоте сигнала (диапазон  $\lambda = 32$  см) показаны точками. Вертикальное разрешение экспериментальных данных о температуре характеризуется величиной интервала выборки для профиля температуры (расстояние по вертикали между соседними точками) и является неоднородным на разных уровнях. Здесь оно определяется вертикальной скоростью опускания радиолуча и изменяется от величины ~0.4 км на высоте ~59 до ~1.1 км на ~65 км. Для корректного сравнения с данными о температуре, исходные амплитудные данные усреднялись методом скользящего среднего в односекундных интервалах. Профили температуры и амплитуды сигнала, показанные на рис. 7 работы (Gubenko и др., 2008а), демонстрируют на высотах от ~59 до ~65 км квазипериодические вариации с вертикальной длиной от ~3.1 до ~4.0 км. Амплитуда волнообразных вариаций температуры примерно постоянна в указанном высотном интервале и составляет ~1.5 К. Отметим, что вертикального разрешения анализируемых данных о температуре недостаточно для обнаружения влияния мелкомасштабной структуры атмосферы (ВГВ с вертикальной длиной волны ~1 км) на профили температуры в атмосфере Венеры.

Ітатига и др. (2018) применили метод обращения полного спектра (Full Spectrum Inversion, FSI-метод) к радиозатменным данным миссий Venus Express и Akatsuki с целью восстановления мелкомасштабных структур в атмосфере Венеры на уровне облаков. Температурные профили, полученные FSI-методом, имеют вертикальное разрешение ~150 м, которое значительно лучше типичного разрешения ~400–700 м для геометрической оптики. Применение этого радиоголографического метода к радиозатменным данным позволяет разрешать тонкие атмосферные структуры (в том числе и в зонах многолучевости), которые не воспроизводятся при анализе измерений методами геометрической оптики.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиозатменные измерения интенсивности сигнала ( $\lambda = 32$  см) спутников Венера-15 и -16, проведенные в период с 16 по 31 октября 1983 г., используются для анализа активности внутренних волн в северной полярной атмосфере Венеры. Наблюдения интенсивности радиоволн обеспечивают важную информацию о мелкомасштабной структуре атмосферы. Сравнение радиозатменных измерений и результатов стандартной волновой теории показывает, что мелкомасштабные флуктуации интенсивности принимаемого сигнала обусловлены распространяющимися ВГВ с вертикальной длиной волны ~1 км на высотах более 61.5 км. Разработанная модель радиационного затухания флуктуаций интенсивности с высотой в атмосфере Венеры предполагает, что собственные частоты для идентифицированных внутренних атмосферных волн в исследуемых сеансах изменяются от  $3.5 \times 10^{-4}$  до  $9.5 \times 10^{-4}$  рад/с, а отношение горизонтальной и вертикальной длин волн заключено в интервале от 57 до 21. Собственные периоды ВГВ составляют от 1.8 до 5 ч, а горизонтальные длины волн изменяются в пределах от 21 до 57 км.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ № 19-02-00083 А) и Программой № 12 Президиума РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ваганов И.Р., Яковлев О.И., Матюгов С.С., Губенко В.Н. Ветер в северной полярной атмосфере Венеры // Космич. исслед. 1992. Т. 30. № 5. С. 695–699.
- Губенко В.Н., Матюгов С.С., Яковлев О.И., Ваганов И.Р. Зональный ветер в южных полярных областях Венеры по данным радиопросвечивания // Космич. исслед. 1992. Т. 30. № 3. С. 390–395.
- Губенко В.Н., Кириллович И.А., Павельев А.Г., Андреев В.Е. Обнаружение насыщенных внутренних гравитационных волн и реконструкция их характеристик

в атмосфере Марса // Известия ВУЗов. Физика. 2016а. Т. 59. № 12-2. С. 46–49.

- Губенко В.Н., Кириллович И.А., Лиу Й.-А., Павельев А.Г. Мониторинг активности внутренних гравитационных волн в атмосфере Арктики и Антарктики // Известия ВУЗов. Физика. 2016б. Т. 59. № 12-3. С. 80-85.
- Губенко В.Н., Павельев А.Г., Андреев В.Е., Кириллович И.А., Салимзянов Р.Р. Радиозатменные исследования внутренних волн и слоистых структур в атмосферах Земли, Марса и Венеры //Современные достижения в плазменной гелиогеофизике / Ред. Зеленый Л.М., Петрукович А.А., Веселовский И.С. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2018. 688 с.
- Матюгов С.С., Губенко В.Н., Яковлев О.И., Ваганов И.Р. Атмосфера Венеры в средних широтах по данным радиопросвечивания // Космич. исслед. 1994. Т. 32. № 3. С. 108–114.
- Ando H., Imamura T., Tsuda T., Tellmann S., Patzold M., Hausler B. Vertical wavenumber spectra of gravity waves in the Venus atmosphere obtained from Venus Express radio occultation data: Evidence for saturation // J. Atmos. Sci. 2015. V. 72. P. 2318–2329. https://doi.org/10.1175/JAS-D-14-0315.1
- *Crisp D.* Radiative forcing of the Venus mesosphere. II. Thermal fluxes, cooling rates, and radiative equilibrium temperatures // Icarus. 1989. V. 77. P. 391–413.
- *Fels S.B.* A parameterization of scale-dependent radiative damping grace in the middle atmosphere // J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. P. 1141–1152.
- Gubenko V.N., Yakovlev O.I., Matyugov S.S. Radio occultation measurements of the radio wave absorption and the sulfuric acid vapor content in the atmosphere of Venus // Cosmic Res. 2001. V. 39. № 5. P. 439–445. https://doi.org/10.1023/A:1012336911928
- Gubenko V.N., Andreev V.E. Radio wave fluctuations and layered structure of the upper region of Venusian clouds from radio occultation data // Cosmic Res. 2003. V. 41. № 2. P. 135–140. https://doi.org/10.1023/A:1023378829327
- Gubenko V.N., Andreev V.E., Pavelyev A.G. Detection of layering in the upper cloud layer of Venus northern polar atmosphere observed from radio occultation data // J. Geophys. Res. 2008a. V. 113. № E03001. https://doi.org/10.1029/2007JE002940
- Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Andreev V.E. Determination of the intrinsic frequency and other wave parameters from a single vertical temperature or density profile measurement // J. Geophys. Res. 2008b. V. 113. № D08109.

https://doi.org/10.1029/2007JD008920

- Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Salimzyanov R.R., Pavelyev A.A. Reconstruction of internal gravity wave parameters from radio occultation retrievals of vertical temperature profiles in the Earth's atmosphere // Atmos. Meas. Tech. 2011. V. 4. № 10. P. 2153–2162. https://doi.org/10.5194/amt-4-2153-2011
- Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Salimzyanov R.R., Andreev V.E. A method for determination of internal gravity wave parameters from a vertical temperature or density profile measurement in the Earth's atmosphere // Cosmic

Res. 2012. V. 50. № 1. P. 21–31. https://doi.org/10.1134/S0010952512010029

- Gubenko V.N., Kirillovich I.A., Pavelyev A.G. Characteristics of internal waves in the Martian atmosphere obtained on the basis of an analysis of vertical temperature profiles of the Mars Global Surveyor mission // Cosmic Res. 2015. V. 53. № 2. P. 133–142. https://doi.org/10.1134/S0010952515020021
- Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Kirillovich I.A., Liou Y.-A. Case study of inclined sporadic E layers in the Earth's ionosphere observed by CHAMP/GPS radio occultations: coupling between the tilted plasma layers and internal waves // Adv. Space Res. 2018. V. 61. № 7. P. 1702–1716.

https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.10.001

- Gubenko V.N., Kirillovich I.A. The study of zonal circulation of Venus's atmosphere by data analysis of radio occultation measurements made by Venera-15 and -16 satellites // Cosmic Res. 2018a. V. 56. № 6. P. 471–479. https://doi.org/10.1134/S0010952518060047
- Gubenko V.N., Kirillovich I.A. Diagnostics of internal atmospheric wave saturation and determination of their characteristics in Earth's stratosphere from radiosonde measurements // Sol.-Terr. Phys. 2018b. V. 4. № 2. P. 41–48.

https://doi.org/10.12737/stp-42201807

- Gubenko V.N., Kirillovich I.A. Modulation of sporadic E layers by small-scale atmospheric waves in Earth's highlatitude ionosphere // Sol.-Terr. Phys. 2019. V. 5. № 3. P. 98–108. https://doi.org/10.12737/stp-53201912
- Hinson D.P., Tyler G.L. Internal gravity waves in Titan's atmosphere observed by Voyager radio occultation // Icarus. 1983. V. 54. P. 337–352.
- Hinson D.P., Jenkins J.M. Magellan radio occultation measurements of atmospheric waves on Venus // Icarus. 1995. V. 114. P. 310–327.
- Imamura T., Miyamoto M., Ando H., Hausler B., Patzold M., Tellmann S., Tsuda T., Aoyama Y., Murata Y., Takeuchi H., Yamazaki A., Toda T., Tomiki A. Fine vertical structures at the cloud heights of Venus revealed by radio holographic analysis of Venus Express and Akatsuki radio occultation data // J. Geophys. Res. 2018. V. 123. P. 2151–2161.
- Tellmann S., Hausler B., Hinson D.P., Tyler G.L., Andert T.P., Bird M.K., Imamura T., Patzold M., Remus S. Smallscale temperature fluctuations seen by the VeRa radio science experiment on Venus Express // Icarus. 2012. V. 221. P. 471–480. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.08.023
- Yakovlev O.I., Matyugov S.S., Gubenko V.N. Venera-15 and -16 middle atmosphere profiles from radio occultations: Polar and near-polar atmosphere of Venus // Icarus. 1991. V. 94. № 2. P. 493–510. https://doi.org/10.1016/0019-1035(91)90243-M

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

УДК 523.42;550.3

### АНАЛИЗ ДАННЫХ ТОПОГРАФИИ И ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛЕПОДОБНОЙ ВЕНЕРЫ

© 2021 г. Т. И. Менщикова<sup>*a*</sup>, Т. В. Гудкова<sup>*a*</sup>, \*, В. Н. Жарков<sup>*a*</sup>

<sup>а</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия \*e-mail: gudkova@ifz.ru Поступила в редакцию 15.07.2020 г. После доработки 09.09.2020 г.

Принята к публикации 11.09.2020 г.

Рассмотрен вопрос о выборе референсной поверхности для анализа данных топографии и гравитационного поля Венеры. Используется гипотеза, что Венера землеподобна. За референсную поверхность выбирается поверхность эффективно равновесной Венеры, которая сохранилось от более ранней эпохи. Для набора землеподобных моделей внутреннего строения Венеры рассчитаны параметры равновесной фигуры. Проведен анализ высот геоида и отклонений силы тяжести от гидростатически равновесных значений для различных районов.

**Ключевые слова:** Венера, землеподобная модель внутреннего строения, параметры равновесной фигуры, топография, гравитационное поле **DOI:** 10.21857/S0220020X21010060

DOI: 10.31857/S0320930X21010060

#### введение

В 1960—1980-х годах Венера интенсивно исследовалась советскими и американскими космическими аппаратами. Первые фотографии и панорамы поверхности Венеры были получены советскими спускаемыми космическими аппаратами (KA) Венера 9 и 10 (Florensky и др., 1977). Они измерили температуру и давление на поверхности планеты, определили плотность пород в районе станции.

Основные наблюдательные данные, которые позволяют продвигаться в изучении недр Венеры, это снимки ее поверхности со спутников, данные топографии и гравитационного поля. Разработаны геологические карты Венеры (Barsukov и др., 1986; Basilevsky, 2008; Ivanov, Head, 2011). На поверхности планеты имеется множество различных структур (цепи горных массивов, щитовые вулканы, рифтовые равнины), а также такие необычные детали рельефа как венцы (кольцевые структуры размером от 150 до 600 км) и следы серий растяжения и сжатия на равнинах, так называемые тессеры – чередующиеся хребты и долины, напоминающие черепицу). Подробное изучение и анализ морфологии тектонических структур и их расположения проводились в работах (Basilevsky, Head, 1998; 2000; Ivanov, Head, 2011; 2013; 2015).

В 1982 году на Венере были проведены первые сейсмические эксперименты. Приборы регистрировали колебания поверхности в течение часа: датчик КА Венера 13 не зарегистрировал колебаний, на датчике КА Венера 14 зафиксировано два микросейсма (Ksanfomaliti и др., 1982). Интерпретация этих данных неоднозначна.

В отсутствии сейсмических данных, совместный анализ гравитационного поля и топографии Венеры позволяет получать представление о распределении плотностных неоднородностей в приповерхностных областях планеты, проводить оценки толщины коры и литосферы под локальными структурами, а также исследовать вопросы о способе поддержки топографии (изостатически и/или динамически — мантийные течения, поднимающиеся или опускающиеся плюмы) (Breuer, Moore, 2007; Wieczorek, 2015; Jimenez-Diaz и др., 2015; Yang и др., 2016; Li и др., 2015).

Интерес к анализу имеющихся данных топографии и гравитационного поля связан с планируемыми миссиями по исследованию Венеры: проект Роскосмоса и NASA "Венера-Д", проект EnVision EKA (Ghail и др., 2018), направленный на уточнение данных о гравитационном поле Венеры, миссия VERITAS (NASA) для улучшения точности гравитационного поля Венеры до 3 мГал и пространственным разрешением 145 км (Smrekar и др., 2016).

При работе с данными топографии и гравитационного поля встает вопрос о выборе поверхности отсчета или референсной поверхности. Для Венеры выбор поверхности отсчета отличается от выбора референсной поверхности для Земли и Марса. Земля и Марс находятся близко к состоянию гидростатического равновесия. Венера принципиально отлична от Земли и Марса, она сильно отклонена от состояния гидростатическиго равновесия.

Для равновесной планеты величины малого параметра теории фигуры *m* и гравитационный момент J<sub>2</sub> одного порядка малости. Для Венеры J<sub>2</sub> в 72 раза больше, чем *m*. Вращение Венеры было сильно замедлено приливным трением. В работе (Жарков, Гудкова, 2019) отношение  $J_2/m$  для эффективно равновесной Венеры было принято равным 0.3 (таким же как для Земли), считая, что в более раннюю эпоху равновесная фигура планеты зафиксировалась, также как и значение  $J_2$ , которое сохранилось до настоящего времени. Для планеты, отклоняющейся от состояния гидростатического равновесия, разница главных моментов инерции по отношению к осям в экваториальной плоскости,  $f = (B - A)/MR^2 = 4\sqrt{(C_{22}^2 + S_{22}^2)}$ не равна нулю (M – масса, R – средний радиус,  $C_{22}$  и  $S_{22}$  – коэффициенты разложения гравитационного потенциала по сферическим функциям). Для Венеры величина f мала и близка к значению для Земли ( $f = 3.5 \times 10^{-6}$  для Венеры и  $f = 7.2 \times 10^{-6}$ для Земли). Это говорит о том, что распределение плотности близко к осесимметричному с хорошей точностью (Zharkov, 1983). Этот факт также укрепляет идею, что огромное неравновесное значение Ј<sub>2</sub> для планеты представляет реликтовое значение, которое соответствовало быстро вращающейся Венере в некоторую ранюю эпоху.

Вышесказанное позволяет оптимальным образом выбрать отсчетную поверхность, предположив, что Венера как и Земля находилась в гидростатически равновесном состоянии. В данной работе за референсную поверхность принимается поверхность эффективно равновесной Венеры, которая сохранилось от более ранней эпохи. Для ряда модельных распределений плотности в недрах Венеры будут получены параметры равновесной фигуры и равновесные значения гравитационных моментов  $J_2^0$  и  $J_4^0$  землеподобной Венеры и проведено разделение гравитационного потенциала на гидростатически равновесную часть и неравновесную компоненту. Затем проведен анализ высот геоида и отклонений силы тяжести от гидростатически равновесных значений землеподобной Венеры для различных районов.

#### ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РАВНОВЕСНОЙ ФИГУРЫ ВЕНЕРЫ

В наблюдаемом гравитационном поле планеты можно выделить: 1) поле равновесного сфероида (гравитационное поле гидростатически равновесной планеты, которое отражает подстройку распределения масс в планете к ее собственному гравитационному и центробежному потенциалу и к потенциалам всех внешних возмущающих масс), 2) отклонение гравитационного поля от состояния гидростатического равновесия, которое называется неравновесной частью. При рассмотрении структуры гравитационного поля встает вопрос о поверхности отсчета, от которой отсчитываются высоты рельефа и геоида, а также строятся аномалии гравитационного ускорения.

Теория фигуры гравитирующих тел, находящихся в гидростатическом равновесии, применима не только к жидким, но и к твердым планетам, для которых время релаксации значительно меньше, чем характерные времена, за которые происходит заметное изменение скорости вращения (Жарков, Трубицын, 1980). Задача теории фигуры сводится к нахождению уравнения эквипотенциальных (уровенных) поверхностей тела, определенных из условия

$$U(r) = V(r) + Q(r) = \text{const}, \tag{1}$$

где U – потенциал силы тяжести, V – гравитационный потенциал, Q – центробежный потенциал. При этом задано распределение плотности  $\rho(s)$ внутри равновесного тела вдоль какого-либо направления  $\theta$  и угловая скорость вращения  $\omega$ .

Мы заменяем Венеру моделью. Выбранные модельные распределения плотности из работы (Жарков, Гудкова, 2019), удовлетворяющие значению массы и величине числа Лява  $k_2$  (Konopliv, Yoder, 1996), служат достаточно хорошим приближением распределения плотности для построения равновесной фигуры. Фигура модели планеты оказывается связанной с распределением плотности в ней (Жарков, Гудкова, 2016).

Малым параметром теории фигуры является безразмерный квадрат угловой скорости вращения планеты:

$$m = \frac{\omega^2 R^3}{GM} = \frac{3\pi}{G\rho_0 \tau^2},$$
 (2)

где  $\tau$  и  $\rho_0$  — период вращения и средняя плотность планеты соответственно.

Уравнение уровенной поверхности ищется в виде разложения по полиномам Лежандра

$$r(s,\theta) = s \left\{ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} s_{2n}(s) P_{2n}(\cos\theta) \right\}, \qquad (3)$$

где *s* — средний радиус текущей уровенной поверхности.

После подстановки  $r(s, \theta)$  в (1) возникают различные произведения и степени рядов по  $P_n(\cos\theta)$ . После приведения произведений  $P_n(\cos\theta) P_k(\cos\theta)$ к их суммам потенциал силы тяжести преобразуется к виду (Жарков, Трубицын, 1980)

$$U(r,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n}(s) P_{2n}(\cos\theta).$$
(4)

Из условия (1) следует, что при n > 0 все  $A_{2n}(s) = 0$ . Эти равенства представляют собой интегро-дифференциальные уравнения для функций фигуры  $s_n(s)$ , которые решаются методом итераций (Жарков, Трубицын, 1980). Функции фигуры  $s_n(s)$ , взятые на поверхности планеты, определяют гравитационные моменты — коэффициенты разложения внешнего гравитационного поля  $J_n$ .

В табл. 1 представлены параметры равновесной фигуры Венеры на поверхности и равновесные значения  $J_2^0$  и  $J_4^0$  для модельных распределений плотности в трех выбранных пробных моделях внутреннего строения из работы (Гудкова, Жарков, 2020). Для вычислений взято два значения малого параметра: 1) малый параметр, соответствующий современному периоду вращения Венеры ( $m = 6.1 \times 10^{-8}$ ) и 2) малый параметр для эффективно равновесной Венеры ( $m = 1.5 \times 10^{-5}$ ) (Жарков, Гудкова, 2019). В работе (Жарков, Гудкова, 2019) было отмечено, что в результате остывания, недра Венеры стали слишком твердыми (или очень вязкими), фигура планеты "зафиксировалась", какой была в отдаленную эпоху, и поэтому не соответствует современному значению угловой скорости вращения планеты. Значение малого параметра для эффективно равновесной Венеры сохранилось от эпохи, когда была зафиксирована равновесная фигура планеты.

Зональные гравитационные моменты  $J_n$  связаны с коэффициентами  $C_{no}$  (нормированные тессеральные гравитационные моменты) соотношением  $J_n =$  $= -(2n + 1)^{1/2}C_{no}$ . Подставляя значения  $C_{no}$  из модели гравитационного поля (модель SHGJ180u) (Konopliv и др., 1999) получаем наблюдаемые значения гравитационных моментов в настоящее время:  $J_2^{obs} = 4.40 \times 10^{-6}$  и  $J_4^{obs} = -2.14 \times 10^{-6}$ .

Современное значение малого параметра т Венеры очень мало из-за того, что за время существования Солнечной системы планета подверглась приливному торможению, в результате которого в настоящее время она вращается очень медленно. Поэтому наблюдаемые зональные гармоники  $J_2^{obs}$  и  $J_4^{obs}$  на несколько порядков величины выше, чем можно ожидать в случае гидростатического равновесия для современного значения малого параметра  $m = 6.1 \times 10^{-8} (J_2^0 \approx 1.9 \times 10^{-8} \text{ и})$  $J_4^0 \approx 9.5 \times 10^{-16}$ ). В этом случае, даже слагаемое с n = 2 определяется, в основном, отклонением от гидростатического равновесия. Наблюдаемое современное значение для зональной гармоники с n = 2 соответствует равновесному модельному значению эффективно равновесной Венеры (m = $= 1.5 \times 10^{-5}$ ) в некоторую более раннюю эпоху, когда Венера не была замедлена приливным трением.

#### ДАННЫЕ ТОПОГРАФИИ И ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

В работе использованы данные топографии и гравитационного поля Венеры, полученные с космического аппарата "Магеллан". Модели представляет собой ряд полностью нормализованных коэффициентов и доступны на сайте Системы Планетных данных (http://pds-geosciences.wustl.edu).

Данные топографии (модель SHTJV360u) представлены в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра высот рельефа относительно центра масс до 360 степени и порядка группой (Rappaport и др., 1999):

$$R_{\text{relief}}(r, \varphi, \lambda) =$$
  
=  $R + \sum_{n=1}^{360} \sum_{m=0}^{n} [C_{inm} \cos m\lambda + S_{inm} \sin m\lambda] P_{nm}(\sin \varphi),$  (5)

где R — средний радиус Венеры,  $\varphi$  и  $\lambda$  — геооцентрические широта и долгота,  $C_{tnm}$  и  $S_{tnm}$  — гармонические коэффициенты в разложении рельефа (в метрах),  $P_{nm}$  — нормализованные функции Лежандра степени *n* и азимутального числа *m*, удовлетворяющие соотношению

$$P_{nm}(t) = \begin{cases} \left[\frac{2(n-m)!(2n+1)}{(n+m)!}\right]^{1/2} P_n^m, & m \neq 0\\ \left[\frac{(n-m)!(2n+1)}{(n+m)!}\right]^{1/2} P_n^m, & m = 0 \end{cases}$$

Фигура Венеры близка к сфере. Поэтому за референсную поверхность часто выбирают сферу со средним радиусом R (Zharkov, 1992). В данной работе топография Венеры определяется по отношению к референсной поверхности, за которую выбирается равновесный сфероид  $r(s, \theta)$  со средним радиусом R (см. (3)). Предполагается, что фигура равновесной планеты "зафиксировалась", какой была в отдаленную эпоху, и не соответствует современному значению угловой скорости вращения планеты. Для дальнейших вычислений параметры равновесной фигуры берутся для значения малого параметра эффективно равновесной Венеры (Жарков, Гудкова, 2019) (см. табл. 1).

В результате, топография Венеры определяется соотношением:

$$h_{\text{Venus}}(r, \phi, \lambda) = R_{\text{relief}}(r, \phi, \lambda) - r(s, \phi).$$
(6)

Вулканические процессы определили облик современной поверхности Венеры: горячее вещество мантии эпизодически прорывается на поверхность, образуя вулканы и поднятия. Венера имеет молодую по сравнению с Землей поверхность с выраженными вулканическими (щитовые вулканы) и тектоническими чертами. Поверхность Венеры характеризуется небольшим перепа-

#### МЕНЩИКОВА и др.

Модель	$m = 6.1 \times 10^{-8}$				$m = 1.5 \times 10^{-5}$				
	$-s_2, 10^{-8}$	$-s_4, 10^{-15}$	$J_2^0, 10^{-8}$	$-J_4^0, 10^{-16}$	$-s_2, 10^{-6}$	$-s_4, 10^{-11}$	$J_2^0,  10^{-6}$	$-J_4^0, 10^{-11}$	
V5	3.97	1.41	1.94	9.57	9.77	8.53	4.77	5.79	
V16	3.94	1.40	1.91	9.32	9.69	8.44	4.69	5.64	
V17	3.93	1.39	1.90	9.23	9.67	8.39	4.67	5.58	

Таблица 1. Параметры равновесной фигуры Венеры для моделей внутреннего строения из работы (Гудкова, Жарков, 2020) с разной толщиной коры: 30 км (V16), 70 км (V5) и 100 км (V17)

дом высот, 80% ее поверхности составляют широкие равнины, образованные в результате извержения базальтовых лав с низкой вязкостью (Basilevsky, Head, 2003). При этом имеются значительные поднятия, такие как земля Иштар (65° C, 0° B) с плато Лакшми, на котором расположены горы Максвелла – высочайшие вершины Венеры (высота 11 км), горы Акны (7 км) и горы Фрейи (7 км); земля Афродиты – большой растянувшийся вдоль экватора "континент" примерно между долготами 60° и 210°; а также область Бета (30° C, 80° З) – образование, скорее всего, вулканического происхождения и области Фебы и Фемиды.

На рис. 1 представлена карта изолиний высот рельефа Венеры. Видны основные особенности

топографии Венеры: Земля Иштар с плато Лакшми, находящаяся в высоких северных широтах и расположенные на ней горы Максвелла, заметная возвышенность Земля Афродиты, лежащая вдоль экватора, с расположенными на ней областями Атлы, Овды и Тефии, вулкан Маат, земля Лады, расположенная в малоизученной области южного полушария планеты. Отмечены изолированные поднятия, такие как, области Альфа и Бета.

Гравитационное поле в сферической системе координат с началом в центре масс (модель SHGJ180u) (Konopliv и др., 1999) имеет стандартный вид:

$$V(r,\varphi,\lambda) = \frac{GM}{r} \left[ 1 + \sum_{n=2}^{180} \sum_{m=0}^{n} \left( \frac{R_e}{r} \right)^n (c_{gnm} \cos m\lambda + s_{gnm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi) \right], \tag{7}$$



Рис. 1. Карта изолиний высот рельефа Венеры по данным топографии (модель SHTJV360u). Нулевой уровень (жирная сплошная линия) соответствует равновесной фигуре. Сплошные линии соответствуют положительным высотам, пунктирные – отрицательным. Условные обозначения: І – Земля Иштар, II – плато Лакшми, III – горы Максвелла, IV – Земля Афродиты, V – область Овда, VI – область Тефии, VII – область Атла, VIII – гора Маат, IX – область Бета, X – область Альфа, XI – Земля Лады, XII – область Фебе, XIII – область Тетис, XIV – равнина Атланты; XV – равнина Седны; XVI – равнина Гиневры; XVII – равнина Лавинии; XVIII – равнина Айно; XIX – область Эйстлы.

где r — расстояние от точки наблюдения до начала координат, M — масса планеты, G — гравитационная постоянная,  $C_{gnm}$  и  $S_{gnm}$  — нормализованные гравитационные моменты.

Потенциал силы тяжести W на поверхности Венеры складывается из внешнего гравитационного потенциала V и центробежного Q:

$$W = V + Q, \quad Q = \frac{\omega^2 r^2}{3} [1 - P_2(\sin \varphi)],$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения планеты. Выделим во внешнем потенциале (7) компоненту  $V_0$ соответствующую гидростатически равновесной Венере.

В разложении внешнего гравитационного поля гидростатически равновесной планеты

$$V(r,t) = \frac{GM}{r} \times \left\{1 - \left(\frac{R_e}{r}\right)^2 J_2^0 P_2(t) - \left(\frac{R_e}{r}\right)^4 J_4^0 P_4(t) - \ldots\right\}$$
(8)

содержатся только четные зональные моменты  $J_n^0$ , которые с ростом степени *n* убывают как  $m^n$ , где m – малый параметр теории фигуры (2). В формуле (8): r – расстояние от центра планеты,  $R_e$  – экваториальная полуось (нормирующий радиус в V(r, t)), M – масса планеты и G – гравитационная постоянная. В случае Венеры  $V_0 = GM/r$  называют нормальным внешним потенциалом (Zharkov, 1992).

В данной работе в компоненту соответствующую гидростатически равновесной Венере включим ньютоновский член GM/r, введенный Клеро член, пропорциональный  $J_2^*$  и член порядка квадрата сжатия  $J_4^*$ . Как отмечено выше, современное значение  $J_2$  соответствует эффективно равновесной Венере в некоторую более ранюю эпоху, когда Венера, не была замедлена прилив-

ным трением. Примем  $J_2^* = J_2^{\text{obs}}, J_4^* = J_4^0$  для эффективно равновесной Венеры. Значение  $J_4^*$  от-

фективно равновесной Венеры. Значение  $J_4^*$  отличается от наблюдаемого момента  $J_4$ . Тогда

$$C_{g20}^{0} = -J_{2}^{0} / \sqrt{5} = -1.97 \times 10^{-6},$$
  

$$C_{g40}^{0} = J_{4}^{0} / 3 = 1.93 \times 10^{-11}.$$
(9)

Таким образом,  $V_0$  можно представить в виде

$$V^{0}(r,\varphi) = \frac{GM}{r} \times \left(1 + \left(\frac{R_{e}}{r}\right)^{2} C_{g20}^{0} P_{20}(\sin\varphi) + \left(\frac{R_{e}}{r}\right)^{4} C_{g40}^{0} P_{40}(\sin\varphi)\right).$$

В дальнейшем, чтобы не усложнять обозначений и выписанных формул, будем рассматривать

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

лишь неравновесную компоненту гравитационного поля Венеры, полагая в качестве второго и четвертого зональных коэффициентов  $C_{20}$  и  $C_{40}$  их негидростатические составляющие, получаемые вычитанием из измеренных величин, входящих в (7), значений (9).

Выделим теперь главную часть  $W_0$  потенциала силы тяжести, называемую нормальным потенциалом:

$$W = W_0 + T, \ W_0 = V_0 + Q.$$

Здесь T является возмущением, обусловленным отклонением планеты от гидростатического равновесия и определяет отклонение от нормального потенциала.

Высоты геоида N, т.е. высоты эквипотенциальной поверхности потенциала T, отнесенные к нормальной фигуре, определяются формулой:

$$N(\varphi, \lambda) = \frac{T}{g_0} =$$

$$= R \sum_{n=2}^{180} \sum_{m=0}^{n} P_{nm}(\sin\varphi) \times$$

$$\times (C_{gnm} \cos(m\lambda) + S_{gnm} \sin(m\lambda)), \qquad (10)$$

где  $g_0 = GM/R^2 = 8.87$  м/с<sup>2</sup>.

>

Гравитационные аномалии бg (аномалии в свободном воздухе) имеют вид (Жарков, Трубицын, 1980)

$$dg(\varphi,\lambda) = -\frac{\partial T}{\partial r} = g_0 \sum_{n=2}^{180} \sum_{m=0}^{n} (n+1) \left(\frac{R_e}{r}\right)^n \times$$
(11)  
$$< P_{nm}(\sin\varphi) (C_{gnm} \cos(m\lambda) + S_{gnm} \sin(m\lambda)).$$

Порядковые дисперсии топографии и гравитационного поля рассчитываются по формулам:

$$(D_t)_n = \sum_{m=0}^n (C_{tnm}^2 + S_{tnm}^2),$$
  

$$(D_g)_n = \sum_{m=0}^n (C_{gnm}^2 + S_g^2).$$
(12a)

Учитывая, что суммы содержат по (2*n* + 1) членов, удобно ввести величины

$$(\sigma_t)_n = \sqrt{\frac{(D_t)_n}{2n+1}} \quad \mu \quad (\sigma_g)_n = \sqrt{\frac{(D_g)_n}{2n+1}},$$
 (126)

имеющие смысл среднего квадратичного значения для одной элементарной гармоники порядка *n*.

Результаты расчетов порядковых дисперсий представлены на рис. 2, где также изображены кривые для степенных законов, наилучшим образом описывающих поведение обеих дисперсий. Степенной закон для коэффициентов топографии, разложения по сферическим функциям следует закону  $n^{-2}$  (Егтакоv и др., 2018). Из рис. 2 видно, что для Венеры спектр имеет меньший



**Рис. 2.** Порядковые дисперсии: (а) высот рельефа относительно равновесной фигуры и (б) неравновесной части гравитационного потенциала *T*.

уклон (-1.21). Порядковые дисперсии неравновесной части гравитационного потенциала с ростом *n* убывают быстрее. Степенные спектры топографии и гравитационного поля отражают уровень изостатической компенсации. Уменьшение величины степени (уклона) может говорить об изостазии. Величина уменьшения зависит от механических свойств материала и скачка плотности между внешним слоем и подстилающей поверхностью, при этом может иметь место различная степень компенсации для низших и высоких гармоник.

На рис. 3 приведены коэффициенты порядковой корреляции топографии и гравитационного поля Венеры  $\beta$  (*t*, *g*), которые вычисляются по формуле

$$\beta_n(t,g) = \frac{\sum_{m=0}^{n} (C_{tnm} C_{gnm} + S_{tnm} S_{gnm})}{\sqrt{(D_t)_n (D_g)_n}},$$
 (13)

и адмитанс: отношения высот геоида Венеры N (10) и гравитационных аномалий  $\delta g$  (11) к топографии (6), определяемые как  $R(\sigma_g)_n/(\sigma_t)_n$  и  $g_0(\sigma_g)_n\sqrt{(n+1)}/(\sigma_t)_n$ , соответственно.

Значения коэффициента корреляции  $-1 \le \beta \le 1$  говорит о том, что поле высот рельефа и поле гравитационного потенциала антикоррелирует ( $\beta = -1$ ), не коррелирует ( $\beta = 0$ ) или коррелирует ( $\beta = +1$ ) для порядка *n* соответственно в зависимости от близости его значения к -1, 0, +1.

Из рис. 3 видно, что вторые гармоники топографии и гравитационного поля Венеры не коррелируют, и даже антикоррелируют. Для гармоник степеней  $n \ge 3$  высоты рельефа хорошо коррелируют с неравновесным гравитационным полем. Этот факт может говорить о частичной изостатической компенсации длинноволнового рельефа Венеры с  $n \ge 3$ .

Для дальнейших вычислений мы будем использовать гармоники с n < 70, так как корреляция между гравитационным полем и топографией резко убывает для гармоник выше 70, что означает неточность короткопериодных компонент в модели гравитационного поля.

Ниже проанализируем кратко карты изолиний N и  $\delta g$ , акцентируя внимание на корреляции рассматриваемых полей с основными топографическими структурами Венеры.

#### Высоты геоида

На рис. 4 показаны высоты геоида Венеры (10). Как и для геоида Земли, высоты геоида Венеры (рис. 4) имеют отклонения с амплитудами порядка нескольких десятков метров. При детальном рассмотрении можно обнаружить существенные различия. Известно, что земной геоид имеет слабую корреляцию (или отсутствие) корреляции с основными топографическими структурами, такими как континенты и горные массивы. На карте геоида Венеры можно отчетливо различить небольшое число так называемых "континентов". Это земля Иштар, где находятся самые высокие

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021



**Рис. 3.** Коэффициенты порядковой корреляции топографии и гравитационного поля (a); и адмитанс: отношения высот ареоида N(10) и гравитационных отклонений (11) к топографии (6) (б).



Рис. 4. Карта высот геоида Венеры N(10) (м) относительно равновесной фигуры с учетом сферических гармоник от 2 до 70.

вершины Венеры — горы Максвелла, область Бета и большой вытянутый вдоль экватора "континент" земля Афродиты. Забегая вперед, стоит отметить, что на каждой из этих возвышенностей или вблизи них обнаружено повышенное значение ускорений силы тяжести.

Высоты геоида, изображенные на рис. 4 показывают, что самые большие значения высот геои-



**Рис. 5.** Карта отклонений ускорения силы тяжести от гидростатически равновесных значений δg (11) (мГал) на поверхности Венеры для гармоник степеней со 2-й по 70-ю.

да Венеры соответствуют областям Бета и Овда и зонам так называемых "континентов" — земель Афродиты, Иштар и Лады.

Видно, что равнины с самыми низкими высотами имеют отрицательные значения высот геоида. В общем, геоид хорошо коррелирует с топографией. Динамический диапазон высот геоида относительно равновесной фигуры Венеры, как и на Земле, составляет около 200 м.

#### Аномалии ускорения силы тяжести

На рис. 5 приведена карта изолиний гравитационных аномалий бg (11) на поверхности Венеры. Низменности на Венере характеризуются отрицательными гравитационными аномалиями. Возвышенные плато имеют небольшие гравитационные аномалии (возможная изостатическая компенсация), вулканические поднятия характеризуются большими гравитационными аномалиями. Значительными гравитационными аномалиями обладают возвышенности областей Бета и Атла, горы Максвелла, а также более мелкие вулканические возвышенности. В целом, гравитационные возмущения на поверхности Венеры небольшие, как результат гладкой топографии, исключение составляют некоторые районы. Максимальные гравитационные возмущения достигают 250 мГал. Из приведенных рисунков видно, что большинство гравитационных аномалий и высот геоида сильно коррелируют с рельефом поверхности.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Венера является самой неравновесной планетой в Солнечной Системе. В результате приливного торможения планета вращается очень медленно. Значение малого параметра *m* Венеры, соответствующее современному значению периода вращения, очень мало. Соответственно, модельные зональные гармоники, рассчитанные в случае гидростатического равновесия для современного значения малого параметра  $m = 6.1 \times 10^{-8}$  ( $J_2^0 = 1.9 \times 10^{-8}$  и  $J_4^0 = 9.5 \times 10^{-16}$ ), на несколько порядков величины ниже, чем наблюдаемые величины  $J_2$  и  $J_4$  для Венеры.

В статье существенно используется гипотеза, что Венера землеподобна. В работе (Жарков, Гудкова, 2019) для Венеры было принято отношение  $J_2/m$  такое же как для Земли, и было отмечено, что равновесноая фигура планеты "зафиксировалась", какой была в отдаленную эпоху, и не соответствует современному значению угловой скорости вращения планеты.

В данной работе, предполагая землеподобность гравитационного поля Венеры, для вычислений параметров равновесной фигуры принято значение малого параметра эффективно равновесной Венеры (см. табл. 1). Для трех пробных моделей внутреннего строения Венеры из работы (Гудкова, Жарков, 2020) рассчитаны параметры равновесной фигуры планеты и равновесные значения коэффициентов гравитационных моментов  $J_2^0$  и  $J_4^0$ .

Проведен анализ высот геоида и отклонений силы тяжести от гилростатически равновесных значений для различных районов Венеры. Карта гравитационных возмущений и геоид позволяют оценить, имеется ли корреляция между гравитационным полем и топографией, как было бы в случае слабой изостатической компенсации. Высоты геоила имеют тенленшию к увеличению значения в областях увеличения гравитационных возмущений (т.е. там, где имеется дополнительная нескомпенсированная масса). Считается, что степень изостатической компенсации в Земле значительно выше, чем это имеет место на Венере. На карте геоида Земли – континенты и основные горные массивы не видны, на карте геоида Венеры мы видим "континенты" (зоны поднятий).

Дальнейший совместный анализ гравитационного поля и топографии и геоморфологии может дать дополнительную информацию о недрах Венеры и наложить дополнительные ограничения на модель внутреннего строения планеты в отсутствии сейсмических данных.

Данная работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Гудкова Т.В., Жарков В.Н.* Модели внутреннего строения землеподобной Венеры // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 1 С. 24–32.
- *Жарков В.Н., Трубицин В.П., Самсоненко Л.В.* Физика Земли и планет. М.: Наука, 1971. 384 с.
- *Жарков В.Н., Трубицин В.П.* Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
- Жарков В.Н., Гудкова Т.В. О модельной структуре гравитационного поля Марса // Астрон. вестн. 2016. Т. 50. № 4. С. 252–267. (*Zharkov V.N., Gudkova T.V.* On the model structure of the gravity field of Mars // Sol. Syst. Res. 2016. V. 50. № 4. P. 235–250).
- Жарков В.Н., Гудкова Т.В. О параметрах землеподобной модели Венеры // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 1 С. 3–6. (*Zharkov V.N., Gudkova T.V.* On Parameters of the Earth-like model of Venus // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № Р. 1–4).
- *Barsukov V.L., Basilevsky A.T., Burba G.A. et al.* The geology and geomorphology of the Venus surface as revealed by the radar images obtained by Venera 15 and 16 // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. D399–D411.
- Basilevsky A.T. Geologic Map of the Beta Regio Quadrangle (V–17), Venus // USGS Scientific Investigations. 2008. Map 3023.
- Basilevsky A.T., Head J.W. The geologic history of Venus: a stratigraphic view // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 8531–8544.
- *Basilevsky A.T., Head J.W.* Geologic units on Venus: evidence for their global Correlation // Planet. and Space Sci. 2000. V. 48. P. 75–111.
- *Basilevsky A.T., Head J.W.* The surface of Venus // Reports on progress in Physics. 2003. V. 66(10). P. 1699–1734.

- Basilevsky A.T., Head J.W. Beta region, Venus: Evidence for uplift, rifting, and volcanism dur to a mantle plume // Icarus. 2007. V. 192. P. 167–186.
- Breuer D., Moore W.B. Dynamics and thermal history of the terrestrial planets, the Moon and Io / Ed. Spohn T. Treatise on geophysics // Planets and Moons. 2007. V. 10. P. 299–348.
- *Ermakov A.I., Park R.S., Bills B.G.* Power laws of topography and gravity spectra of the Solar System bodies // J. Geophys. Res. Planets. 2018. V. 123. P. 2038–2064.
- Florensky, C.P., Ronca L.B., Basilevsky A.T., Burba G.A., Nikolaeva O.V., Pronin A.A., Trakhtman A.M., Volkov V.P., Zazetsky V.V. The surface of Venus as revealed by Soviet Venera 9 and 10 // Geological Society of American Bulletin. 1977. V. 88. P. 1537–1545.
- Ghail R.C., Hall D., Mason P.J., Herrick R.R., Carter L.M., Williams Ed. VenSAR onEnVision: Takingearth observation radar to venus // Intern. J. Appl. Earth Observation and Geoinformation. 2018. V. 64. P. 365–376.
- Ivanov M.A., Head J.W. Global geological map of Venus // Planet. and Space Sci. 2011. V. 59. P. 1559–1600.
- Ivanov M.A., Head J.W. The history of volcanism on Venus // Planet. and Space Sci. 2013. V. 84. P. 66–92.
- *Ivanov M.A., Head J.W.* The history of tectonism on Venus: A stratigraphic analysis // Planet. and Space Sci. 2015. V. 113–114. P. 10–32.
- Jimenez-Diaz, A., Ruiz, J., Kirby J.F., Romeo I., Tejero R., Capote R. Lithopsheric structure of Venus from gravity and topography // Icarus. 2005. V. 260. P. 215–231.
- *Ksanfomality L.V., Zubkova V.M., Morozov N., Petrova E.* Microseisms at the Venera 13 and Venera 14 landing sites // Sov. Astron. Lett. 1982. V. 8 (4). P. 241–242.
- *Konopliv A.S., Yoder C.F.* Venusian  $k_2$  tidal Love number from Magellan and PVO tracking data // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. P. 1857–1860.
- Konopliv A.S., Banerdt W.B., Sjogren W.L. Venus gravity:180th degree and order model // Icarus. 1999. V. 139. P. 3–18.

https://doi.org/10.1006/icar.1999.6086

- *Li F., Yan J., Xu L., Jin S., Rodriguez A.P., Dohm J.H.* A 10 km-resolution synthetic Venus gravityfield model based on topography // Icarus. 2015. V. 247. P. 103–111.
- Rappaport N.J., Konopliv A.S., Kucinskas A.B. Animproved 360 degree and order model of Venus topography // Icarus. 1999. V. 139. P. 19–31. https://doi.org/10.1006/icar.1999.6081
- Smrekar S.E., Hensley S., Dyar M.D., Helbert J. VERITAS (Venus Emissivity, radio Science, InSAR, topography and Spectroscopy): A proposed discovery mission // Lunar and Planet. Sci. Conf. 2016. V. 47. P. 2439.
- Yang, A., Huang. J., Wei, D. Separation of dynamic and isostatic components of The Venusian gravity and topography and determination of the crustal thickness of Venus // Planet. and Space. Sci. 2016. V. 129. P. 24–31.
- *Wieczorek M.A.* Gravity and topography of the terrestrial planets / Ed. Spohn T. Treatise on geophysics. Planets and Moons. Amsterdam: Elsevier, 2015. V. 10. P. 153–193.
- *Zharkov V.N.* Models of the internal structure of Venus // Moon and the Planets. 1983. V. 29. P. 139–175.
- Zharkov V.N. Gravity field, loading coefficients, anomalous density waves and the case of long waves // Venus geology, geochemistry and geophysics research results from the USSR / Eds Barsukov V.L., Basilevsky A.T., Volkov V.P., Zharkov V.N. Univ. Arizona Press, 1992. P. 219–228.

УДК 523

## ЛУННЫЙ КРАТЕР ИНА: АНАЛИЗ МОРФОЛОГИИ ВНУТРИКРАТЕРНЫХ ФОРМ РЕЛЬЕФА

© 2021 г. А. Т. Базилевский<sup>а, \*, \*\*</sup>, Г. Г. Майкл<sup>b</sup>

<sup>а</sup>Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия <sup>b</sup>Отдел планетных наук и дистанционного зондирования, Свободный университет Берлина, Берлин, Германия \*e-mail: atbas@geokhi.ru

\*\*e-mail: Alexander\_Basilevsky@Brown.edu Поступила в редакцию 14.07.2020 г. После доработки 12.08.2020 г. Принята к публикации 05.09.2020 г.

В работе приведены результаты геолого-морфологического анализа LROC NAC снимков небольшого (2.9 × 1.9 км) D-образной в плане формы вулканического кратера Ина и его ближайшего окружения. Этот кратер находится на вершине очень пологосклонного щитового вулкана, склоны которого, судя по плотности наложенных малых кратеров, сформировались ~3.5 млрд лет назад. Внутри кратера находятся местность с неровным рельефом и невысокие холмы, плотность малых кратеров на которых соответствует возрасту <100 млн лет. В ряде работ образования внутри Ины считаются проявлениями очень мололого вулканизма, в то время как в лругих работах холмы с кажущимся возрастом <100 млн лет считаются сложенными "магматической пеной" типа массивной пемзы, что могло влиять на образование на них малых кратеров, уменьшая их диаметры и тем занижая их измеренную. пространственную плотность. Соответственно, кратер Ина может быть древним, одновозрастным склонам шитового вулкана. В нашей работе изучалась степень морфологической "свежести" образований внутри структуры Ины и проводилось сравнение морфологии малых кратеров, наложенных на холмы внутри Ины и на примыкающие к структуре Ины склоны щитового вулкана. Кроме того, выполнены модельные расчеты толщины слоя реголита для случаев "нормальной" мишени и мишени, состоящей из "магматической пены". Показано, что морфологическая "свежесть", образований внутри кратера Ина не согласуется с предположением о древности этого кратера, а морфологически "свежие" малые кратеры на холмах внутри Ины практически не отличаются от таковых на склонах щитового вулкана. Эти наблюдения, по-видимому, противоречит гипотезе "магматической пены" и поддерживают вывод о молодом возрасте структуры Ины.

**Ключевые слова:** вулканический кратер, базальт, магматическая пена, реголит, латеральный перенос **DOI:** 10.31857/S0320930X21010023

#### введение

Ина (Ina) это депрессия D-образной в плане формы размером 2.9 × 1.9 км и глубиной около 60 м, расположенная вблизи центра видимой стороны Луны между Морями Дождей, Ясности и Паров (Maria Imbrium, Serenitatis and Vaporum) в так называемом Озере Счастья (Lacus Felicitatis) (18.66° N 5.30° Е; напр., Garry и др., 2012) (рис. 1). Несмотря на необычность формы, Международный Астрономический Союз относит Ину к категории малых лунных кратеров. Название Ина – дано по латинскому женскому имени. Ина была впервые обнаружена на снимках, полученных с орбитального блока Аполлона 15 (Whitaker, 1972). Затем изучалась по снимкам, полученным с орбитального блока Аполлона 17 (Evans, El-Baz, 1973). Но наилучшие ее изображения были получены ТВ камерой LROC NAC KA Lunar Reconnaissance Orbiter (Robinson и др., 2010а) и, соответственно, наиболее детальный анализ ее строения выполнен в результате изучения этих снимков (Robinson и др., 2010b; Garry и др., 2012; Braden и др., 2014; Qiao и др., 2017; 2019; 2020).

Из результатов этого анализа следует, что кратер Ина находится на вершине очень пологосклонного щитового базальтового вулкана и, очевидно, является вулканической кальдерой. Внутри кратера наблюдаются невысокие (5–25 м) плосковершинные крутосклонные холмы и разделяющая их местность с очень неровным рельефом с перепадом высот в несколько метров (рис. 2). Соответственно, кратер Ина и находящиеся внутри него образования считаются возникшими в результате базальтового вулканизма и это общее заключение процитированных выше работ.

#### ЛУННЫЙ КРАТЕР ИНА



**Рис. 1.** Местоположение кратера Ина на Луне. Слева мозаика LROC WAC снимков на видимую сторону Луны; справа фрагмент мозаики LROC NAC снимков M119815703LE и RE.



**Рис. 2.** Кратер Ина. Слева – фрагмент мозаики LROC NAC снимков М119815703LE и RE. Высота Солнца 34°. Справа – фрагмент мозаики LROC NAC снимков М116282876LE и RE. Высота Солнца 6.5°. Белые прямоугольники в левой части – положение частей рис. 3.

Далее в интерпретациях данных начинаются различия. На примыкающих к кратеру Ина склонах щитового вулкана была определена пространственная плотность малых кратеров, соответствующая абсолютному возрасту 3.5 млрд лет (Qiao и др., 2017). Но на поверхности холмов внутри кратера пространственная плотность кратеров гораздо меньше и соответствует возрасту менее 100 млн лет (Braden и др., 2014; Schultz и др., 2006). Такие же низкие значения плотности кратеров и, соответственно, возраста были определены и для ряда специфических образований в лунных морях, получивших название "irregular mare patches (IMP)" (Braden и др., 2014; Valantinas и др., 2018). Это рассматривается как свидетельство того, что лунный вулканизм, в очень ограниченных по распространенности проявлениях, продолжался почти до современной геологической эпохи. Холмы внутри кратера Ина считаются "куполами вспучивания" (inflation mounds) затвердевшего верхнего слоя лавового потока под давлением лавы снизу (Garry и др., 2012).

Существует и другая интерпретация образований внутри кратера Ина. В работах Qiao и др.

(2017; 2019; 2020) и Wilson, Head (2017) холмы внутри кратера Ина считаются результатом извержения на поверхность "магматической пены" (magmatic foam), образующейся из-за того, что насыщенная летучими компонентами лава извергается в практически безатмосферную среду. При охлаждении такой магматической пены может образоваться аналог массивной пемзы с пористостью более 75%. Как считают эти авторы, метеориты, ударяющие по такой пемзе, должны внедряться в нее с образованием относительно глубоких кратеров существенно меньшего диаметра, по сравнению с ударом по нормальной скальной породе или по слабо связному реголиту. Это, в свою очередь, должно приводить к сильному vменьшению пространственной плотности кратеров и, соответственно, к занижению оценки абсолютного возраста холмов. В этой интерпретации кратер Ина, а также находящиеся внутри него холмы и разделяющая их местность с неровным рельефом, древние, с возрастом около 3.5 млрд лет.

Пытаясь разрешить отмеченные выше противоречия относительно возраста внутрикратерных холмов и характера слагающего их материала, мы посмотрим на степень морфологической "свежести" холмов и местности с неровным рельефом внутри кратера, что может указывать на возраст кратера Ина, а также на морфологию малых кратеров, наложенных на внутрикратерные холмы, что может указать на характер слагающего эти холмы материала. При рассмотрении морфологической "свежести" внутрикратерных образований мы привлекаем оценки эффекта метеоритной бомбардировки поверхности Луны, приводящие к накоплению вещества реголита и его горизонтальному переносу.

#### МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ ВЫРАЖЕННОСТЬ ВНУТРИКРАТЕРНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Как следует из упоминавшихся выше публикаций, кратер Ина при размерах в плане 2.9 × 1.9 км имеет глубину от кромки окружающего его вала от 30 до 40 м, в центре кратера до 64 м. Примерно половину днища кратера занимает местность с неровным рельефом. Garry и др. (2012) и Qiao и др. (2017) разделяют ее на два подразделения: с бугристой (1) и с блоковой (2) поверхностью. Вторую половину днища Ины занимают несколько десятков крутосклонных холмов с относительно плоской вершинной поверхностью поперечником от десятков до первых сотен метров и высотой над основанием от 5 до 25 м. Наиболее крупный в плане холм, имеет собственное название Mons Agnes (Агнесс). Его поперечник  $470 \times 650$  м, но высота всего около 10 м (Garry и др., 2012). На поверхности местности с неровным рельефом и холмов наблюдаются редкие малые (не более первых десятков метров) кратеры. Типичные примеры

местности внутри кратера Ина и примыкающей снаружи поверхности склонов щитового вулкана представлены на рис. 3.

Как видно на рис. 3, внешняя граница кратера Ина — это четкий уступ с резкой (в пределах разрешения снимков (0.55 м)) верхней кромкой. Нижняя граница уступа тоже резкая. Каких-то накоплений подсклоновых отложений не видно. По Garry и др. (2012) крутизна внутреннего склона кратера Ина в большинстве случаев лежит в пределах 30°-50°, а высота уступа склона 10-20 м.

Местность с неровным рельефом характеризуется наличием бугров поперечником от нескольких метров до первых десятков метров. Реже среди бугров видны маленькие гряды. На снимках, полученных при высоте Солнца 36°, теней на склонах бугров и гряд не видно или почти не видно. На снимках, полученных при высоте Солнца 6.5°, тени на склонах бугров и гряд видны, но не всегда. То есть бугры и гряды, в основном, довольно пологосклонные. На поверхности местности с неровным рельефом видны мелкие кратеры, но из-за бугристости поверхности их очертания, как правило, нечеткие. Характер местности с неровным рельефом и степень ее морфологической "резкости" около краев кратера и на удалениях в сотни метров от них примерно одинаковые.

Холмы внутри кратера Ина, как правило, имеют неправильную в плане форму с округлыми очертаниями. Склоны холмов выпуклые. На снимках, полученных при высоте Солнца 36°, склоны, обращенные от Солнца, обычно затенены. По измерениям Garry и др. (2012) крутизна склонов обычно составляет 25°-35°, иногда до 48°. Нередко холмы окаймлены узкими линейными прогибами параллельными основанию склона. По Garry и др. (2012) их глубина может достигать первых метров. Резкость контактов оснований холмов с окружающей холмы местностью с неровным рельефом примерно одинакова для всех холмов, а также для склонов холмов, обращенных к ближайшему краю кратера и склонов, противоположной ориентировки.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАКОПЛЕНИЯ РЕГОЛИТА ДЛЯ СЛУЧАЕВ "НОРМАЛЬНЫХ" ПОРОД МИШЕНИ И "МАГМАТИЧЕСКОЙ ПЕНЫ"

Для интерпретации наблюдений о морфологической "свежести" образований внутри кратера Ина мы привлекаем результаты моделирования процесса накопления реголита для случаев "нормальных" пород мишени и "магматической пены". Для магматической пены мы, вслед за Qiao и др. (2017, их рис DR5 и подпись к нему; см. также Housen и др. (2018) и Ivanov, Head (2019)), принимаем, что за счет очень высокой пористости ми-



**Рис. 3.** Сверху – северо-восточная часть кратера Ина и прилегающая поверхность склона щитового вулкана, в середине – восточная и внизу юго-восточная части кратера тоже с прилегающей поверхностью склона щитового вулкана. Крупный холм, в средней части этого рисунка – это Mons Agnes. Слева – фрагменты мозаики LROC NAC снимков M119815703LE и RE. Солнце относительно высоко – 36°, светит слева. Справа – фрагменты мозаики LROC NAC снимков M116282876LE и RE. Солнца низко – 6.5°, светит справа.

шени значительная часть энергии удара будет потрачена на сжатие пор вместо выброса с преодолением силы тяжести и диаметр кратера будет в 3 раза меньше, по сравнению с ударом в непористую среду. Применяемый здесь метод моделирования был использован в работе Michael и др. (2018) для оценки накопления на поверхности Луны продуктов ударного плавления. В настоящем исследовании моделируется накопление вещества реголита без разделения его на продукты дробления и плавления. В нашем моделировании рассматривается образование кратеров диаметром более 10 м на площади 100 кв. км за время от 3.5 млрд лет назад до настоящего времени. Для каждого ударного события рассчитывались объем выбросов и их распределение по площади. Распределение кратеров по размерам и частотам их образования во времени взяты из работы Neukum (1983). Увеличение толщины слоя реголита с течением времени замедляется, так как более поздние удары должны проникнуть через ранее образованные выбросы из кратеров. Наши расчеты приводят к толщине накопившегося реголита в 10-20 м на нормальной поверхности и ~1 м на поверхности магматической пены. Во втором случае это несколько меньше, чем дает прямой расчет объема выбросов,  $(1/3)^3 = 1/27$ , что объясняется изменением степени рециклирования выбросов.

Оценка толщины накопившегося за 3.5 млрд лет (а эта дата примерно соответствует середине Имбрийского периода истории Луны) слоя реголита на нормальной мишени (10-20 м) превышает средние оценки толщины слоя реголита в лунных морях (4-5 м), основанные на радарных и оптических измерениях (Shkuratov, Bondarenko, 2001), а также на анализе снимков LROC NAC (Bart и др., 2011). Вероятно, это связано с тем, что немалая часть лунных морей сложена лавами Эратосфенского и даже Коперниковского возраста (см., напр., Hiesinger и др., 2003), а в эти периоды времени интенсивность метеоритной бомбардировки, которая и определяет толщину слоя реголита, была на 1–2 порядка величины ниже, чем в Имбрийский период (Neukum, 1983). Кроме того, оценки Shkuratov, Bondarenko (2001) и Bart и др. (2011) в некоторых конкретных случаях могут занижать толщину слоя реголита, принимая каменистые прослои в реголите за его основание.

Итак, если холмы внутри Ины имеют возраст 3.5 млрд лет и они сложены из "магматической пены" (гипотеза Qiao и др., 2017, и Wilson, Head, 2017), то, как показывают наши расчеты, средняя толщина реголита на них должна быть ~1 м. Примерно такой же толщины должен быть реголит в случае молодых (<100 млн лет) холмов, сложенных "нормальными" базальтами (гипотеза Garry и др., 2012 и Braden и др., 2014). Но в случае "магматической пены" степень зрелости этого формировавшегося в течение 3.5 млрд лет тонкого слоя реголита должна быть гораздо выше, чем в случае такого же тонкого слоя реголита, сформировавшегося за время <100 млн лет. Более того, ударное сжатие пористых мишеней должно приводить к их аномальному разогреву и способствовать плавлению материала (Wünnemann и др., 2008), что должно приводить к увеличению зрелости (таturity) формирующегося реголита (см. напр., МсКау и др., 1991). Очевидно, что в этом случае степень зрелости реголита на холмах внутри Ины должна быть выше, чем таковая на нормально базальтовом окружении этого кратера. Однако измерения с помощью прибора Moon Mineralogical Mapper на KA Chandrayaan-1 (Green и др., 2011) показали, что реголит на поверхности холмов внутри Ины менее зрелый, чем на базальтовом окружении этого кратера (Bennett и др., 2015; Grice и др., 2016). Это наблюдение согласуется с предположением о молодом возрасте кратера Ина и противоречит гипотезе "магматической пены".

#### ЛАТЕРАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС МАТЕРИАЛА РЕГОЛИТА И ЕГО ЗНАЧЕНИЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ ВОЗРАСТА КРАТЕРА ИНА

Как видно из рис. 2 и 3, примыкающие к кратеру Ина склоны щитового вулкана выглядят как обычная морская поверхность. Это перекрытая слоем реголита слабонаклонная лавовая равнина, поверхность которой осложнена ударными кратерами диаметром в десятки и первые сотни метров. В формировании морских равнин на Луне важную роль играет горизонтальный (латеральный) перенос материала реголита выбросами из кратеров (см., напр., Arvidson и др. 1975; Базилевский и др., 2020). На поверхностях вдали от относительно крупных возвышенностей и депрессий баланс этого латерального переноса нейтральный (рис. 4 верх).

Около депрессий находятся зоны отрицательного баланса, а сами депрессии вмещают зоны положительного баланса (рис. 4 низ). Зоны отрицательного и положительного баланса были обнаружены в результате анализа наблюдений астронавтов Apollo-15 в районе Борозды Хэдли (Rima Hadley) (Swann и др., 1972) и, независимо, в результате анализа данных, полученных Луноходом-2 на краю Борозды Прямой (Fossa Recta) (Флоренский и др., 1976; Basilevsky и др., 1977) (рис. 5).

Борозда Хэдли — это лавовое русло на СЗ окраине Моря Дождей. Рядом с ней находится место посадки Apollo-15. Ее возраст, очевидно, близок к 3.3 млрд лет, что соответствует абсолютному возрасту базальтов этого района (Wasserburg, Papanastassiou, 1971). Здесь Борозда Хэдли имеет ширину 1500 м и глубину около 400 м. Крутизна внутренних склонов борозды — от 20° до 30°. В верхней части внутреннего склона борозды и на его кром-



Рис. 4. Схема латеральной переброски материала реголита: показаны зоны нейтрального, отрицательного и положительного баланса.



**Рис. 5.** Вид на Борозду Прямую с ее западного борта. *1* – западный край борозды – зона отрицательного баланса, *2* – ее днище и *3* – восточный внутренний склон борозды – зона положительного баланса, *4* – поверхность к востоку от борозды. Часть панорамы ТВ камеры Лунохода-2 2\_d04\_s11\_p09m\_18000\_horiz\_15.00.

ке наблюдаются обнажения коренных пород – базальтовых лав. По наблюдениям астронавтов (Swann и др., 1972), по мере приближения к борозде поверхность полого понижается, толщина реголита уменьшается от  $\sim 5$  м до дециметров, и он становится более грубозернистым. Вблизи

края борозды камни встречаются чаще, чем на "нормальной" поверхности к востоку. Это увеличение каменистости становится заметным примерно в 200—300 м от края борозды. По направлению к борозде увеличиваются и размеры наблюдаемых камней. Swann и др. (1972) делают вывод, что наблюдаемое уменьшение толщины реголита и погрубение его размерного состава, по-видимому, вызвано тем, что около края борозды метеоритные удары разбрасывают материал во все стороны, в том числе внутрь борозды. А приносится сюда только материал с востока, потому что удары в пределах борозды, то есть западнее, на рассматриваемый край борозды почти не забрасываются, и это есть упомянутая выше зона отрицательного баланса, а депрессия Борозды Хэдли — это зона положительного баланса.

Другая изученная депрессия, с которой связана зона отрицательного баланса, это Борозда Прямая в морском заполнении кратера Лемонье (Le Monier), где работал Луноход-2. Это тектонический грабен шириной 400-500 м и глубиной 50-60 м. Крутизна внутренних склонов борозды — от 20° до 30°. Луноход-2 подошел к южной части Борозды Прямой с запада (рис. 5). При приближении к борозде было замечено, что поверхность наклонена в сторону борозды. На расстояниях в десятки метров от борозды это уклон порядка первых градусов. Он постепенно возрастает до 10°-15° и на кромке борозды, наблюдаются многочисленные камни, представляющие выходы коренных пород (1 на рис. 5). Количество малых кратеров здесь меньше, чем вдали от борозды. По размерам кратеров (D > 10 м), в выбросах из которых наблюдаются камни, толщина реголита вдали от Борозды Прямой оценивалась величиной от 3 до 5 м, а на описываемом склоне камни наблюдаются в выбросах из кратеров диаметром 4-5 м, что указывает на заметное уменьшение толщины реголита (Флоренский и др., 1976; Basilevsky и др., 1977). Очевидно, это зона отрицательного баланса вещества, а депрессия Борозды Прямой (2 и 3 на рис. 5) — это зона положительного баланса.

Ширина зоны отрицательного баланса – это эффективная дальность латеральной переброски вещества реголита. На краю Борозды Хэдли – это не менее 200-300 м. На краю Борозды Прямой это несколько десятков метров. И в том и в другом случае толщина затронутого этим процессом слоя реголита может достигать первых метров. Как показано Базилевским и др. (2020), разница в эффективной дальности латеральной переброски в этих двух местах вызвана существенно более молодым возрастом Борозды Прямой (первые сотни млн лет) по сравнению с возрастом Борозды Хэдли (3.3 млрд лет) и существенным (примерно на порядок величины) снижением за это время интенсивности метеоритной бомбардировки (Neukum, 1983; Neukum и др., 2001). Следует отметить, что латеральная переброска вещества реголита за счет выбросов из малых кратеров - это универсальный процесс. Он происходит везде, но около депрессий его действие приобретает описанные выше видимые проявления.

Если возраст примыкающих к кратеру Ина склонов шитового вулкана составляет 3.5 млрд лет и возраст кратера Ина такой же (Оіао и др., 2017), то, как показывают результаты описанного в предыдущем разделе моделирования, в рассматриваемой области должен был накопиться слой реголита толщиной не менее нескольких метров, и за счет латеральной переброски вещества реголита снаружи от краев кратера на валу кратера должна была образоваться зона отрицательного баланса, откуда внутрь кратера (в зону положительного баланса) должно было быть заброшено некоторое количество кратерных выбросов. Поскольку возраст склонов щитового вулкана (3.5 млрд лет) больше возраста лавовой равнины в районе Борозды Хэдли (3.3 млрд лет) ширина полосы эффективной дальности в случае кратера Ина должна быть не менее 200-300 м. В этом случае, внутри кратера в полосе шириной в несколько сотен метров от уступа его вала должен был накопиться слой привнесенных снаружи кратерных выбросов толщиной вблизи краев кратера до нескольких метров и меньшей толщины при удалении от краев. Это неизбежно должно было вызвать заметное снижение морфологической "резкости" внутрикратерной местности с неровным рельефом и очертаний внутрикратерных холмов. Поскольку, как было показано в предыдущем разделе статьи, такого снижения морфологической резкости не наблюдается, приходится признать, что кратер Ина и образования внутри него существенно моложе (<100 млн лет), чем окружающие его склоны щитового вулкана, что согласуется с результатами Garry и др. (2012) и Braden и др., (2014).

## МОРФОЛОГИЯ КРАТЕРОВ, НАЛОЖЕННЫХ НА ХОЛМЫ ВНУТРИ КРАТЕРА ИНА

Oiao др. (2017; 2019) и Wilson, Head (2017) предположили, что холмы внутри кратера Ина сложены магматической пеной типа массивной пемзы с пористостью более 75%. Опираясь на данные лабораторных экспериментов (напр., Schultz и др., 2002) и численного моделирования (напр., Wuennemann и др., 2006) они пришли к выводу, что по сравнению с образованием ударных кратеров в непористых базальтах или в реголите, удар в высокопористую мишень должен приводить "к раздавливанию и сжатию материала мишени, уменьшению диаметра кратеров примерно в 3 раза и намного меньшему количеству выбросов из кратера" (Qiao и др., 2017, стр. 457). Это, в свою очередь, должно приводить к уменьшению пространственной плотности кратеров и, как результат, к более низким оценкам абсолютного возраста. По Qiao и др. (2017, их рис. DR5), при истинном возрасте 3.54 млрд лет, возраст, определенный по плотности кратеров, должен составлять всего

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021



**Рис. 6.** Морфологически свежие малые кратеры на холмах внутри кратера Ина (*1–16*) и на прилегающих склонах щитового вулкана (*18–24*). Фрагмент мозаики LROC NAC снимков M116282876LE и RE.

85 млн лет. Влияние высокой пористости мишени на морфологию кратеров Qiao др. (2017) и цитируемые ими работы не обсуждают. Можно предположить, что какие-то различия в морфологии кратеров, образованных в высокопористых мишенях типа массивной пемзы и в "нормальных" мишенях - непористых породах и реголите, — могут быть, и ниже мы попробуем их поискать. При этом очевидно, что сравнивать надо морфологически "свежие" кратеры, т.к. при разрушении кратеров эти возможные различия должны уменьшаться.

На рис. 6 показано положение 16 морфологически свежих кратеров на холмах внутри кратера Ина и 8 морфологически свежих кратеров на прилегающей к кратеру равнине. А на рис. 7 и 8 показаны изображения этих кратеров, а также приведены значения их диаметров D и оценки начальной глубины кратеров d = D/5 для случая их образования в "нормальной" мишени.

Как видно на рис. 7 и 8, обсуждаемые кратеры на холмах внутри структуры Ины и на примыкающей к Ине равнине имеют диаметры, соответственно, от 13 до 48 м и от 16 до 52 м, т.е. представлены одним и тем же диапазоном размеров. Их оцененные начальные глубины в обоих случаях варьируют от 3 до 10 м. Кратеры внутри Ины и снаружи от нее внешне очень похожи. На снимках с малой высотой Солнца над горизонтом (6.5°) практически у всех рассматриваемых кратеров виден приподнятый кольцевой вал. Кратеры внутри и вне Ины в диапазоне диаметров 13–15 до 25-30 м чашеобразные. Более крупные из рассматриваемых кратеров тоже почти все чашеобразные, но у некоторых из них (см. кратеры с номерами 5, 8, 11, 21, 22 и 23) на внутренних склонах видны узкие дугообразные в плане террасы, повидимому, оползни. В кратере номер 12 на снимке с высоким Солнцем (36°) на днище видна небольшая центральная горка. Этот кратер находится внутри структуры Ины на вершинной поверхности холма Агнесс, высота которого, как упоминалось выше, около 10 м. Начальная глубина этого кратера, по-видимому, была около 8 м и, возможно, возникновение в нем центральной горки связано с проникновением растущей кратерной полости в материал, подстилающий материал холма Агнесс, т.е. с двуслойностью мишени. В кратере номер 17, который находится на равнине, окружающей кратер Ина, на снимке с высоким Солнцем видно, что он плоскодонный. Это наиболее крупный из рассматриваемых кратеров. Его начальная глубина оценивается в 10 м. Плоскодонность этого кратера, по-видимому, тоже связана с двуслойным характером мишени – реголит и скальное основание.

Получается, что рассмотренные морфологически "свежие" кратеры на холмах внутри структуры Ины практически ничем не отличаются от морфологически "свежих" кратеров на слабо наклонной равнине склонов увенчанного этой структурой щитового вулкана. Каких-то особенностей строения кратеров на холмах, которые можно бы-

.1	2	3	4	Диаметры и оценки начальных глубин кратеров			
	O Y		1996 - C.	Номер кратера	Диаметр кратера, м	Начальная глубина кратера, м	
5	6	7	8	1	20	4	
1 min gal	19 3. "	the states	11	2	23	5	
C. 0			. QA.,	3	23	5	
ALC: NAME OF STREET	1. 30			4	22	4.5	
				5	28	6	
9	10	11	12	6	13	3	
2453	1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1	Cold A Stra		7	15	3	
	C I		4.81 1	8	48	10	
and the second se	C A MA			9	26	5	
				10	17	3	
13	14	15	16	11	25	5	
14.1		1 4 1 1 1	6.2 5	12	40	8	
			C 9	13	23	5	
			S. A. S.	14	23	5	
				15	29	5	
17	18	19	20	16	15	3	
8 Y W	8.00 - 58		100	17	52	10	
	de la casta de	N 6 6	Gelden and Sille	18	23	5	
A REAR	18 18 6 22			19	16	3	
- and the second	and a start of the second starts			20	28	6	
21	22	23	24	21	40	8	
1 M 888	11	Sect Section	100 200 2	22	36	7	
Sharrowtool	Sec. Sec. Sec.			23	29	6	
Sec. 1		91.22.23		24	19	4	

**Рис. 7.** Изображения морфологически свежих кратеров на холмах внутри кратера Ина (*1–16*) и на прилегающих склонах щитового вулкана (*18–24*). Фрагменты мозаики LROC NAC снимков M116282876LE и RE, разрешение 0.55 м.

ло бы связать с тем, что слагающий эти холмы материал высокопористый (магматическая пена), например, аномально большие глубины кратеров, выявить не удалось. Можно, конечно предположить, что изначально кратеры на холмах были гораздо глубже, но за время их существования обычные процессы разрушения малых кратеров Луны привели к существенно меньшим значениям их глубин. При этом, однако, эти процессы разрушения прежде всего должны были уничтожить и кольцевые валы этих кратеров, а они есть, что опровергает это предположение.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты геолого-морфологического анализа LROC NAC снимков небольшого (2.9 × 1.9 км) D-образного кратера Ина и его ближайшего окружения. Кратер Ина находится на вершине очень пологосклонного щитового, вероятно, базальтового вулкана, склоны которого, судя по пространственной плотности наложенных малых кратеров, сформировались ~3.5 млрд лет назад. А внутри кратера находятся местность с неровным рельефом и невысокие плосковершинные крутосклонные холмы, плотность малых кратеров на которых соответствует возрасту <100 млн лет. В ряде работ образования внутри Ины считаются проявлениями очень молодого вулканизма (Garry и др., 2012; Braden и др., 2014), в то время как в других работах холмы с кажущимся возрастом <100 млн лет считаются сложенными "магматической пеной", что могло влиять на образование малых кратеров, сильно уменьшая их диаметры и тем занижая их



**Рис. 8.** Изображения морфологически свежих кратеров на холмах внутри кратера Ина (два верхних ряда) и на прилегающей к кратеру поверхности склонов щитового вулкана (нижний ряд). Цифры над изображениями кратеров соответствуют номерам кратеров на рис. 6, а под изображениями – диаметрам кратеров в метрах. Верхние ряды – фрагменты мозаики LROC NAC снимков M116282876LE и RE, нижние – фрагменты мозаики LROC NAC снимков M119815703LE и RE, разрешение 0.55 м. У изображений нижних рядов для лучшей видимости был усилен контраст. В непереконтащенном виде теней внутри рассматриваемых кратеров не видно.

пространственную плотность, и, соответственно, кратер Ина может быть древним, одновозрастным склонам щитового вулкана (Qiao др., 2017; 2019; 2020; Wilson, Head, 2017). В нашей работе изучались степень морфологической "свежести" образований внутри структуры Ины и проводилось сравнение морфологии малых кратеров, наложенных на холмы внутри Ины и на примыкающие к ней склоны щитового вулкана. Показано, что морфологическая "свежесть" кратера Ина и образований внутри него, в том числе резкость контактов холмов и отсутствие заметных накоплений отложений под внутренними склонами кратера Ина, свидетельствуют о молодости этого кратера, а морфологически "свежие" малые кратеры на холмах внутри Ины практически не отличаются от таковых на склонах щитового вулкана, что, по-видимому, противоречит гипотезе "магматической пены" и согласуется с выводами о молодом возрасте структуры Ины.

В тоже время, как показал анализ данных, полученных спектрометром Diviner KA Lunar Reconnaissance Orbiter, материал поверхности описываемых холмов обладает пониженной тепловой инерцией (Elder и др., 2017), как если бы он был зрелым реголитом, что противоречит обсуждавшимся выше данным измерений прибором Мооп Mineralogical Mapper (Bennett и др., 2015; Grice и др., 2016). Более того, кратеры, диаметром в десятки метров, образованные на молодых лавах или лавоподобных материалах, например, на молодых (~100 млн лет) потоках застывшего ударного расплава на валу кратера Тихо (Tycho) отличаются от тех, что показаны на наших рис. 7 и 8. Эти ассоциирующие с Тихо малые кратеры характеризуются неровностью их очертаний в плане и присутствием камней (см., например снимок LROC NAC M185954551R). Очевидно, для более уверенной интерпретации описанных выше наблюдений необходимы дальнейшие исследования, в том числе, специальный анализ процесса образования ударных кратеров в высокопористых мишенях типа массивной пемзы.

Авторы признательны М.А. Креславскому и второму анонимному рецензенту, чьи комментарии и предложения помогли существенно улучшить эту работу.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Базилевский А.Т., Майкл Г.Г., Красильников С.С., Козлова Н.А. Механизмы разрушения малых кратеров Луны // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 5. С. 387-396. (Basilevsky A.T., Michael G.G., Krasilnikov S.S., Kozlova N.A. Mechanisms of destructions of small craters of the Moon // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 5. P. 361-371.)
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Бобина Н.Н., Бурба Г.А., Гребенник Н.Н., Кузьмин Р.О., Полосухин В.П., Попович В.Д., Пронин А.А. Процессы преобразования поверхности Луны в районе Лемонье по результатам детального изучения на "Луноходе-2" // Тектоника и Структурная Геология. Планетология. М.: Наука, 1976. С. 205-234.
- Arvidson R., Drozd R.J., Hohenberg C.M., Morgan C.J., Poupeau G. Horizontal transport of the regolith, modification of features, and erosion rates on the lunar surface // Moon. 1975. V. 13. P. 61-79.
- Bart G.D., Nickerson R.D., Lawder M.T., Melosh H. Global survey of lunar regolith depths from LROC images // Icarus. 2011. V. 215(2). P. 485-490.
- Basilevsky A.T., Florensky C.P. Ronca L.B. A possible lunar outcrop: A study of Lunokhod-2 data // Moon. 1977. V. 17. P. 19–28.
- Bennett K.A., Horgan B.H.N., Bell J.F. III, Meyer H.M., Robinson M.S. Moon Mineralogy Mapper investigation of the Ina irregular mare patch // The 46th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2015. Abs. 2646.
- Braden S.E., Stopar J.D., Robinson M.S., Lawrence S.J., van der Bogert C.H., Hiesinger H. Evidence for basaltic volca-

nism on the Moon within the past 100 million years // Nature Geoscience. 2014. V. 7. P. 787-791.

- Elder C.M., Hayne P.O., Bandfield J.L., Ghent R.R., Williams J.P., Donaldson Hanna K.L., Paige D.A. Young lunar volcanic features: Thermophysical properties and formation // Icarus. 2017. V. 290. P. 224-237.
- Evans R.E., El-Baz F. Geological observations from lunar orbit // Apollo 17 Preliminary Sci. Rep. NASA SP 330. 1973. P. 28-1-28-32.
- Garry W.B., Robinson M.S., Zimbelman J.R., Bleacher J.E., Hawke B.R., Crumpler L.S., Braden S.E., Sato H. The origin of Ina: Evidence for inflated lava flows on the Moon // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. E00H31.
- Green R.O., Pieters C.V., Mouroulis P., and 51 coauthors. The Moon Mineralogy Mapper (M<sup>3</sup>) imaging spectrometer for lunar science: Instrument description, calibration, on-orbit measurements, science data calibration and on-orbit validation // J. Geophys. Res. Planets. 2011. V. 116. V. E10. E00G19.
- Grice J., Donaldson Hanna K.L., Bowles N.E., Schultz P.H., *Bennett K.A.* Investigating young (<100 million years) Irregular Mare Patches on the Moon using Moon Mineralogy Mapper observations // The 47th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2015. Abs. 2106.
- Hiesinger H., Head J. III, Wolf W.U., Jaumann R., Neukum G. Ages and stratigraphy of mare basalts in Oceanus Procellarum, Mare Nubium, Mare Cognitum, and Mare Insularum // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. № E7.5065.
- Housen K.R., Sweet W.J., Holsapple K.A. Impacts into porous asteroids // Icarus. 2018. V. 300. P. 72-96.
- Ivanov B.A., Head J.W. Impacts into magmatic foam and the age of irregular mare patches: Experimental data, interpretations, and outstanding questions // The 50th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2019. Abstract 1243.
- McKay D.S., Heiken G., Basu A., Blanford G., Simon S., Reedy R., French B.M., Papike J. 7. The lunar regolith. 7.3. Regolith evolution and maturity / Lunar Source Book. A User's Guide to the Moon. Cambridge Univ. Press, 1991. 307-321.
- Michael G., Basilevsky A., Neukum G. On the history of the early meteoritic bombardment of the Moon: Was there a terminal lunar cataclysm? // Icarus. 2018. V. 302. P. 80-103.
- Neukum G. Meteoriten bombardement und Datierung planetarer Oberflachen // Habilitation Thesis for Faculty Membership. Univ. of Munich, 1983. 186 p. (English translation, 1984: Meteorite bombardment and dating of planetary surfaces).
- *Neukum G.*, *Ivanov B.*, *Hartmann W.K.* Cratering records in the inner solar system in relation to the lunar reference system // Space Sci. Rev. 2001. V. 96. P. 55-86.
- Qiao L., Head J. W., Ling Z., Wilson L., Xiao L., Dufek J.D., Yan J. Geological characterization of the Ina shield volcano summit pit crater on the Moon: Evidence for extrusion of waning-stage lava lake magmatic foams and anomalously young crater retention ages // J. Geophys. Res.: Planets. 2019. V. 124. 1100-1140.
- Qiao L., Head J.W., Wilson L., Ling Z. The Cauchy 5 small, low-volume lunar shield volcano: Evidence for volatile exsolution-eruption patterns and Type 1/Type 2 hybrid

32

Irregular Mare Patch formation // J. Geophys. Res.: Planets. 2020. V. 125. № 2, e2019JE006171.

- Qiao Le, Head J., Wilson L., Xiao L., Kreslavsky M., Dufek J. Ina pit crater on the Moon: Extrusion of waning-stage lava lake magmatic foam results in extremely young crater retention ages // Geology. 2017. V. 45. № 5. P. 455– 458.
- Robinson M.S., Brylow S.M., Tschimmel M., and 20 coauthors. Lunar Reconnaissance Orbiter Camera (LROC) instrument overview // Space Sci. Rev. 2010a. V. 150. Iss. 1–4. P. 81–124.
- Robinson M.S., Thomas P.C., Braden S.E., Lawrence S.J., Garry W.B. High resolution imaging of Ina: Morphology, relative ages, formation // Lunar Planet. Sci. XLI. 2010b. Abstract 2592.
- Schultz P.H., Anderson J.L.B., Heineck J.T. Impact crater size and evolution: Expectations for Deep Impact // 33rd Lunar and Planet. Sci. Conf. 2002. abs. 1875.
- Schultz P.H., Staid M.I., Pieters C.M. Lunar activity from recent gas release // Nature. 2006. V. 444. P. 184–186.
- Shkuratov Yu.G., Bondarenko N.V. Regolith layer thickness mapping of the Moon by radar and optical data // Icarus. 2001. V. 149(2). P. 329–338.

- Swann G.A., Bailey N.G., Batson R.M., and 14 coauthors. 3. Preliminary geologic investigations of the Apollo 14 landing site // Apollo 14 Preliminary Science Report. NASA SP-272. 1971. P. 39–85.
- *Valantinas A., Kinch M., Bridžius A.* Low crater frequencies and low model ages in lunar maria: Recent endogenic activity or degradation effects? // Meteorit. and Planet. Sci. 2018. V. 53. 826–838.
- *Wasserburg G.J., Papanastassiou D.A.* Age of Apollo 15 mare basalt: Lunar crust and mantle evolution // Earth Planet. Sci. Letters. 1971. V. 1. P. 97–104.
- *Whitaker E.A.* An unusual mare feature. NASA Spec. Publ. V. 289. 1972. P. 25-84–25-85.
- Wilson L., Head J.W. Eruption of magmatic foams on the Moon: Formation in the waning stages of dike emplacement events as an explanation of "irregular mare patches" // J. Volcanology and Geotherm. Res. 2017. V. 335. P. 113–127.
- Wünnemann K., Collins G.S., Melosh H.J. A strain-based porosity model for use in hydrocode simulations of impacts and implications for transient crater growth in porous targets // Icarus. 2006. V. 180. P. 514–527.
- Wünnemann K., Collins G.S., Osinski G.R. Numerical modelling of impact melt production in porous rocks // Earth and Planet. Sci. Lett. 2008. V. 269. P. 530-539.

УДК 523

### ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ И ПЛАНЕТ

#### © 2021 г. Г. С. Голицын\*

Институт физики атмосферы РАН, Москва, Россия \*e-mail: gsg@ifaran.ru Поступила в редакцию 28.05.2020 г. После доработки 16.07.2020 г. Принята к публикации 09.09.2020 г.

Обсуждаются спектры рельефа Луны, Марса и Земли очень высокого разрешения (Rexer, Hirt, 2015).

Эти спектры убывают как  $k^{-2}$  согласно правилу Каулы (Kaula, 1966), что недавно было объяснено (Гледзер, Голицын, 2019; Gledzer, Golitsyn, 2019) на основе вероятностных законов А.Н. Колмогорова и его школы (Kolmogorov, 1934; Obukhov, 1959; Монин, Яглом, 1967; Golitsyn, 2018; Гледзер, Голицын, 2010; Яглом, 1955). Однако в (Гледзер, Голицын, 2019; Gledzer, Golitsyn, 2019) нет подробно-

го объяснения, почему для самых малых масштабов у Луны спектр рельефа укручается до  $k^{-4}$ . То же можно заметить и для Марса и Земли в еще более мелких пространственных масштабах (Rexer, Hirt, 2015). Объяснение дано заменой марковости распределений вероятности для ускорений на их внутреннюю экспоненциальную корреляцию. Соображения подобия и размерности с привлечением физических свойств коры позволяют оценить масштабы особенностей наблюдаемых спектров.

Ключевые слова: статистическая структура рельефа небесных тел, расширение гипотезы А.Н. Колмогорова о случайных движениях, масштаб укручения спектра DOI: 10.31857/S0320930X21010035

Приблизительная обратная квадратичность спектров рельефа планет десятки лет оставалась необъяснимой загадкой в планетной астрономии. Это свойство было отмечено в начале 1960-х гг. американским геодезистом Вольфгангом Каула, когда он заметил, что сферические гармоники флуктуаций силы тяжести, а затем и рельефа (Kaula, 1966; Turcotte, 1997; Гледзер, Голицын, 2019), убывают как квадрат номера гармоники, начиная с  $n \ge 4$ . Позднее такое свойство было отмечено для Венеры, Марса, Луны, для астероида Веста и для совсем мелкого астероида порядка километра (Гледзер, Голицын, 2019; Gledzer, Golitsyn, 2019). Несколько лет назад методы анализа сферических гармоник были существенно улучшены, и число гармоник достигло 46200 для Земли и Луны и 23100 для Марса. Для Земли спектральный анализ охватывает масштабы порядка 600 м, а для Луны — 120 м (Rexer, Hirt, 2015). Объяснение правила Каулы как следствие вероятностных законов А.Н. Колмогорова и его школы было опубликовано в 2019 г. Е.Б. Гледзером и Г.С. Голицыным (Гледзер, Голицын, 2019) и в более полной статье (Gledzer, Golitsyn, 2019).

Законы Колмогорова (Kolmogorov, 1934) и их первичный анализ в приложении к пространственной структуре турбулентности А.М. Обуховым (Obukhov, 1959) были использованы более 60 лет назал. и их подробный анализ описан в книге А.С. Монина и А.М. Яглома "Статистическая гидромеханика" (Монин, Яглом, 1967) вместе с техническим аппаратом для анализа экспериментальных данных. Однако кроме турбулентности эти вероятностные идеи нигде не использовались, и только к 2018 г. стало ясно широкое поле их использования для описания многих статистических законов природы, как то: законы Гутенберга-Рихтера для частоты землетрясений, распределения литосферных плит по размерам, частотного спектрального состава морских ветровых волн и законов их разгона, скоростей и размера ураганов и т.д. (Golitsyn, 2018). В настоящее время автор, пользуясь карантином, готовит книгу по всем этим вопросам.

Однако вернемся к рельефам. Рис. 1 из (Rexer, Hirt, 2015; Gledzer, Golitsyn, 2019) дает экспериментальные спектры рельефа для Луны, Марса и Земли, причем для последней – полный, только для твердой поверхности и для морского дна. Все они имеют четкий наклон спектров  $k^{-2}$ , начиная с размеров порядка четверти радиуса,  $k \sim 1/y$ . Спектр Луны в интервале масштабов 200–10 км идет выше спектра  $k^{-2}$ . Очевидно, это связано с



Рис. 1. Пространственные спектры рельефа небесных тел.

бомбардировкой ее поверхности астероидами километрового размера, образующими кратеры с диаметрами на порядок больше размера ударных тел.

Для Земли и Марса их атмосферы препятствуют проникновению к поверхности небольших тел, поэтому спектр рельефа у них не имеет такое четкой особенности. У Луны, начиная с  $y \le 3$  км спектр рельефа укручается, приближаясь в более мелких масштабах к  $k^{-4}$ . Для двух наших планет начало укручения спектров тоже намечается с масштабов  $y \le 1$  км. И это связано с физико-математической моделью образования рельефа, в основе которой лежат идеи (Kolmogorov, 1934; Obukhov, 1959; Монин, Яглом, 1967; Golitsyn, 2018).

Работу А.Н. Колмогорова (Kolmogorov, 1934) "Случайные движения" можно найти в издававшихся неоднократно собраниях его сочинений. Она содержит распределения вероятностей  $p(x_i, u_i, t)$  для шестимерного вектора координат  $x_i$  и скоростей  $u_i$  в их зависимости от времени t на основе обобщенного уравнения Фоккера–Планка–Колмогорова

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{D}{2} \frac{\partial^2 p}{\partial u_i^2}.$$
 (1)

В (Kolmogorov, 1934; Монин, Яглом, 1967) записано фундаментальное решение этого уравнения. А.М. Обухов показал, что в случае турбулентности коэффициент диффузии  $D = \varepsilon$ , скорости генерации/диссипации кинетической энергии, т.е.  $\varepsilon$  – коэффициент диффузии в пространстве скоростей. В (Монин, Яглом, 1967) показано, что частотный спектр  $\varepsilon$  постоянен, т.е. это белый шум (Яглом, 1949). В (Гледзер, Голицын, 2010) показано, что замена переменных  $u_i = \tilde{u}_i(\varepsilon t)^{1/2}$  и  $x_i = \tilde{x}_i(\varepsilon t^3)^{1/2}$  сводит (1) к безразмерному виду, т.е. в масштабах  $\tilde{u}_i$  и  $\tilde{x}_i$  уравнение (1) становится автомодельным. Это значит, что средние значения

$$\left\langle u_{i}^{2}\right\rangle = \varepsilon t, \ \left\langle x_{i}^{2}\right\rangle = \varepsilon t^{3}, \ \left\langle x_{i}u_{i}\right\rangle = \varepsilon t^{2}$$
 (2)

так зависят от времени. Численные расчеты (Гледзер, Голицын, 2010) были проведены в зависимости от числа частиц N, ускоряемых случайным образом и независимо друг от друга. Расчеты показали, что даже при N = 10 зависимости (2) выполняются вполне удовлетворительно, а при N = 100 рассчитанные значения практически не отличаются от их теоретических значений.

Наши расчеты (Гледзер, Голицын, 2010) и теория (Kolmogorov, 1934) отличаются тем, что Колмогоров принимал ускорения распределенными по Маркову, т.е. равномерно случайными. В (Гледзер, Голицын, 2010) эти распределения считались для различных распределений, и все равно зависимости (2) выполнялись также хорошо. По сути дела, в (Гледзер, Голицын, 2010) считались уравнения Ньютона для движений *N* частиц с единичной массой со случайными ускорениями по времени для каждой частицы, некоррелированной с соседними, и находились структурные функции для голицын

взаимных скоростей и положений, и все равно зависимости (2) выполнялись также хорошо.

В настоящее время большинство измерительных приборов дают результаты, удобные для представления в спектральном виде. Спектры связаны со структурными функциями преобразованиями типа Фурье (Obukhov, 1959; Монин, Яглом, 1967; Golitsyn, 2018; Гледзер, Голицын, 2010; Яглом,1955; Голицын, Фортус, 2020). При этом положительный показатель степени у степенной зависимости  $t^n$  связан с отрицательным показателем спектра  $\omega^{-m}$  соотношением m - 1 = n.

Рельеф h(y) измеряется часто альтиметрами, установленными на спутниках или других аппаратах, летающих с известной скоростью  $\underline{u}$ . Поэтому временной сигнал  $\underline{u}h(t) = h(y)$  таким преобразованием переводится в пространственный случайный сигнал. При этом первый масштаб Колмогорова в (2) может быть записан как

$$\frac{\partial p}{\partial y} = D \frac{\partial^2 p}{\partial h^2}, \quad \left\langle h^2(y) \right\rangle = Dy, \tag{3}$$

где коэффициент диффузии D должен определяться из результатов измерений. Однако следует считать, что измеренное тем или иным способом пространственное распределение рельефа устанавливается за многие миллионы лет, и к нему сразу можно применять уравнение Фоккера— Планка—Колмогорова с заменой времени на y и координаты x на высоту h, и тогда преобразование типа Фурье функции (3), как структурной, дает пространственный спектр рельефа

$$S_h(k) = \frac{D}{\pi} k^{-2}, \quad k = \frac{1}{y}.$$
 (4)

Такие спектры приведены в (Turcotte, 1997; Голицын, 2012). Для масштабов от 0.3 до 30 км для трех типов рельефа, равнинного, холмистого и горного. По 20 разрезам для каждого типа спектр весьма близок к (4) со средним показателем  $n = 2.03 \pm 0.04$  (Голицын, 2003; 2012). Крупные сферические гармоники с номерами  $n \le 4$  отклоняются вниз от зависимости  $n^{-2}$  для их амплитуд и, очевидно, связаны с глобальной тектоникой (Kaula, 1966; Turcotte, 1997).

Еще в (Голицын, 2003) было отмечено, что форма спектра  $k^{-2}$  (4) означает, что спектр уклонов  $\alpha$  рельефа, т.е. величины  $\alpha = dh(y)/dy$ , постоянен с частотой:

$$S_{\alpha}(k) = k^2 S_h(k) = D/2\pi = \text{const}, \qquad (5)$$

т.е. это белый шум. Это соответствует гипотезе А.Н. Колмогорова о марковости распределений вероятностей для ускорений (Kolmogorov, 1934; Гледзер, Голицын, 2010). Квадрат скорости – есть

энергия, работа, производимая полем силы тяжести над частицей при ее подъеме на высоту h(z). Производная рельефа по координате есть уклон, вдоль которого действует сила тяжести, и если спектр углов есть белый шум, то и ускорения в такой системе будут марковскими. По углам течет вода, сыплется порода, на такую поверхность действует ветер и т.п.

Однако и визуальная картина земного рельефа для малых масштабов показывает какую-то корреляцию между углами. Это четко видно на рис. 1 для Луны и намечается для Земли и Марса в укручении спектров от  $k^{-2}$  до  $k^{-4}$ . Для лунной поверхности на рис. 1 этот переход происходит в районе  $y_0 \sim 4$  км, а для марсианского и земного рельефов при полутора км и нескольких стах метров. Для описания этих изменений в спектрах примем, что между углами в этом интервале имеет место простейшая корреляция  $\alpha(y_1)\alpha(y_2) =$ =  $\exp(-(y_1 - y_2)/y_0)$ , спектр которой

$$S_{\alpha}(k) = \frac{D}{\pi} \Big[ 1 + (k/k_0)^2 \Big]^{-1}, \quad k_0 = 1/y_0.$$
 (6)

Тогда согласно (5) спектр рельефа поверхности будет

$$S_{h}(k) = k^{-2}S_{\alpha}(k) = \frac{D}{\pi \left[1 + (k/k_{0})^{2}\right]},$$
(7)

т.е. при  $(k/k_0)^2 \ll 1$  спектр рельефа будет  $S_h(k) \sim k^{-2}$ , а при  $k \gg k_0$  спектр  $\sim k^{-4}$ .

Остается понять физический смысл масштаба

 $y_0 = k_0^{-1}$ , что непросто, так как физические условия образования рельефов и их эволюции на Луне, где нет атмосферы и жидкой воды, отличны от Земли и Марса. На Луне действует только сила тяжести и ударная бомбардировка поверхности, т.е. надо знать и механические свойства поверхности. Отсутствие атмосферы, очевидно, объясняет, что из трех спектров рис. 1 лунный спектр максимален по амплитудам, т.е. выше других, а земной – минимален.

Переход от спектра  $k^{-2} \kappa k^{-4}$  занимает какойто интервал масштабов, и этот интервал строго определить по экспериментальным данным нелегко. Координату такого перехода определим по экспериментальным данным как его середину. Эти значения  $y_0$ , как размеры и ускорение силы тяжести представлены в таблице.

То, что укручение спектра начинается раньше всего у Луны, а позже — у Земли, говорит о том, что величина  $y_0$  обратно пропорциональна гравитационному ускорению. Попытаемся найти величину  $y_0$  из соображений подобия и размерности при ударном формировании рельефа как на
$10^{-3} y_0 g$ Объект Π *г*, км *g*, м/с<sup>2</sup>  $y_0$ , KM 3.55 Луна 1738 1.63 4 6.1 0.79 Mapc 3390 3.40 1.5 5.7 9.80 0.7 Земля 6371 6.8 0.16

Необходимые параметры небесных тел

Луне: происходит разрушение породы и ее разброс по сторонам. Здесь должны быть учтены плотность породы р и его модуль Юнга µ. Последняя величина тесно связана с внутренней энергией тела. Величина

$$\frac{\mu}{\rho} = c^2$$

определяет квадрат скорости упругих волн. Величина *с* — это скорость фононов, а ее квадрат можно связать с внутренней энергией породы на единицу

массы. Для простоты пренебрежем различиями  $c^2$  для наших объектов. Разлет породы обратно пропорционален *g*, поэтому примерное постоянство произведения  $gy_0$  представляется непротиворечивым нашим представлениям об ударных свойствах рельефа безатмосферных тел в малых масштабах.

Соображения подобия дают (Баренблатт, 2009)

$$y_0 = ac^2/g, \qquad (8)$$

где численный коэффициент  $a = 10^{-3}$ , оцениваемый по данным таблицы при  $c^2 \approx 10^7 \,\text{м}^2/\text{c}^2$ , иллюстрируют 4-й и 5-й ее столбцы.

Глобальный параметр подобия объединяет в себе все основные свойства твердых объектов

$$\Pi = \frac{c^2 r}{MG}, \quad g = \frac{MG}{r^2},\tag{9}$$

где  $G^{-1} = 1.5 \times 10^{10}$  кг с<sup>2</sup>/м<sup>3</sup> — обратная величина гравитационной постоянной. Этот параметр подобия приведен в последнем столбце и сопоставляет наши три тела в их начальный период жизни, подчеркивая влияние силы тяжести на величину и характер рельефа.

Для автора данный текст представляет попытку увидеть и в статистике рельефа небесных тел проявления законов теории вероятности Колмогорова и его школы и служит кратким дополнением к работам (Гледзер, Голицын, 2019; Gledzer, Golitsyn, 2019).

Автор благодарен рецензенту, замечания которого позволили существенно улучшить представление материала статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баренблатт Г.И. Автомодельные явления анализ размерностей и скейлинг. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 216 с.
- Гледзер Е.Б., Голицын Г.С. Скейлинг и конечные ансамбли частиц в движении с притоком энергии // ДАН. 2010. Т. 433. № 4. С. 466.
- Гледзер Е.Б., Голицын Г.С. Структуры рельефа и гравитационного поля планет: правило Каулы как следствие вероятностных законов А.Н. Колмогорова и его школы // ДАН. 2019. Т. 455. № 4. С. 391.
- Голицын Г.С. Статистическое описание рельефа поверхности планеты и его эволюции // Изв. РАН. Физика Земли. 2003. № 7. С. 3.
- *Голицын Г.С.* Статистика и динамика природных процессов и явлений. М.: Красанд, 2012. 400 с.
- Голицын Г.С., Фортус М.И. Композитные спектры и случайные процессы со стационарными приращениями // Изв. РАН. ФАО. 2020. Т. 56. № 3 (в печати).
- *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 2. М.: Наука, 1967. 720 с. (engl. transl.: Statistical Hydromechanics. Cambridge, Massachusetts. MIT Press. 1975. 874 p.)
- Яглом А.М. Корреляционная теория процессов со случайными стационарными *n*-и приращениями // Матем. сб. 1955. Т. 37. № 1. С. 141.
- Gledzer E.B., Golitsyn G.S. Kaula's rule as a consequence of probability laws by A.N. Kolmogorov and his school // Russ. J. Earth Sci. 2019. ES 6006, doi: 2205/2019ES000651.
- Golitsyn G.S. Random walk laws by A.N. Kolmogorov, 1934 // Meteorol. Hydrol. 2018. №3. P. 5.
- Kaula W.M. Theory of Satellite Geodesy. Waltham. Ma. Bleinsdell. 1966. 143 p.
- Kolmogorov A.N. Zufallige Bewegungen // Math. Ann. 1934. V. 35. № 2. P. 116.
- *Obukhov A.M.* Description of turbulence in terms of Lagrangian variables //Adv. in Geophys. 1959. V. 6. P. 113.
- Rexer M., Hirt C. Ultra-high-degree surface spherical harmonic analysis using the Gauss – Legendre and the Driscoll/Healy quadrature theorem and application to planetary topography models of Earth, Mars and Moon // Surv. Geophys. 2015. V. 36. № 6. P. 803.
- *Turcotte D.L.* Fractals and Chaos in Geology and Geophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997. 398 p.

УДК 523.45

## ЗОНАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ СЛАБЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ НА ЮПИТЕРЕ

# © 2021 г. В. Д. Вдовиченко<sup>*a*, \*</sup>, А. М. Каримов<sup>*a*</sup>, Г. А. Кириенко<sup>*a*</sup>, П. Г. Лысенко<sup>*a*</sup>, В. Г. Тейфель<sup>*a*</sup>, В. А. Филиппов<sup>*a*</sup>, Г. А. Харитонова<sup>*a*</sup>, А. П. Хоженец<sup>*a*</sup>

<sup>а</sup> Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Республика Казахстан

\*e-mail: teif@mail.ru Поступила в редакцию 28.05.2020 г. После доработки 14.09.2020 г. Принята к публикации 17.09.2020 г.

На материале спектральных наблюдений Юпитера, выполненных в последние годы, мы рассматриваем поведение слабых молекулярных полос поглощения метана и аммиака в диапазоне длин волн 600–800 нм. Прослеживаются достаточно заметно выраженные особенности в широтном ходе интенсивности этих полос, показывающие связь с зональной структурой облачных поясов планеты. Однако широтные положения экстремумов поглощения у разных полос показывают некоторые различия. Измерения зональных спектров демонстрируют ослабление наблюдаемого поглощения к краям диска, которое наиболее вероятно связано с геометрией переноса излучения в оптически активном слое атмосферы. Обращается внимание на важность изучения слабых полос поглощения, поскольку именно они дают возможность исследовать структурные особенности и их вариации в тропосфере Юпитера. При интерпретации наблюдательных данных необходимо рассматривать, как минимум, две альтернативных модели формирования полос поглощения. В одной модели должен рассматриваться оптически толстый слой аммиачных облаков, где основную роль при формировании молекулярных полос поглощения играет многократное рассеяние на частицах в этом слое. Другая модель должна исходить из предположения о малой оптической толщине аммиачного облачного слоя, когда основное поглощение формируется в подоблачной чисто газовой части с малым рассеянием.

Ключевые слова: Юпитер, атмосфера, облака, Большое Красное Пятно, спектрофотометрия, аммиак, молекулярное поглощение, яркостная радиотемпература DOI: 10.31857/S0320930X21010102

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Известно, что аммиак в атмосфере Юпитера играет важную роль как облакообразующая составляющая в верхней части тропосферы планеты. Но оба газа – и метан, и аммиак, несмотря на малое относительное содержание, оказывают весьма значительное влияние на перенос теплового излучения в отдельных участках инфракрасного и микроволнового диапазонов электромагнитного спектра. Действительно, например, в длинах волн около 5 мкм, где находится "окно прозрачности" между полосами поглощения метана, наблюдаемый выход теплового инфракрасного излучения зависит от оптической толщины аммиачного облачного слоя (Orton и др., 1982; 1994). Наиболее заметно это ослабление 5-микронного ИК-излучения в Большом Красном Пятне (Fletcher и др., 2016). В более далеком инфракрасном диапазоне и тем более диапазоне миллиметрового радиоизлучения облачный слой в силу малости размеров частиц кристаллического аммиака не влияет на прохождение теплового излучения. Но поглоще-

ние радиации молекулами газообразного аммиака и метана весьма заметно сказывается на наблюдаемой яркостной температуре отдельных широтных поясов и локальных участков на диске Юпитера. Так, одной из наиболее характерных особенностей в диапазоне миллиметровых радиоволн на частотах 8-12 ГГц представляется пояс широт 15-20 N, приходящийся на границу между Экваториальной зоной (EZ) и Северным Экваториальным поясом (NEB). Именно здесь карты распределения показывают наиболее "горячие" участки на Юпитере (dePater и др., 2019) Вариации яркостной температуры в этом случае связываются с возможными зональными и локальными вариациями содержания газообразного аммиака и метана в тропосфере.

К сожалению, прямые измерения интенсивности полос поглощения аммиака в спектре Юпитера или невозможны, или крайне затруднены из-за того, что все они перекрываются с более сильными и широкими полосами поглощения метана. Вероятно поэтому и слабые полосы по-



Рис. 1. Примеры контуров полос поглощения аммиака (вверху) и метана (внизу), полученных по измерениям в спектре Юпитера.

глощения аммиака, расположенные в видимой и самой ближней инфракрасной области длин волн. хотя и отмечались в спектре Юпитера, но систематическим исследованиям не подвергались. Можно отметить наблюдения, выполненные в работах (Lutz, Owen, 1980; Karkoschka, 1994; 1998; Cochran, 1980; 1983). Пожалуй, наиболее обстоятельные наблюдения были выполнены испанскими исследователями (Moreno и др., 1988; 1991). Ими же составлен достаточно полный обзор предыдущих исследований (Moreno и др., 1991\*) полосы поглощения NH<sub>3</sub> 645 нм. Дело в том, что до 1980-х спектры планет получались только фотографическим способом, и большая часть фотоматериалов по спектральной чувствительности достигала только длин волн до 680 нм. Исследования же полос поглощения метана в спектре Юпитера выполнялись многими и соответствующие обзоры публиковались неоднократно.

В процессе наших наблюдений в спектре Юпитера исследовались две полосы поглощения аммиака  $NH_3 645$  и 787 нм, а также три полосы поглощения метана CH4 619, 702 и 725 нм (рис. 1).

На этом рисунке в качестве примера показаны отдельные профили полос поглощения, выделяемые в спектре Юпитера после вычисления его отношения к опорному спектру. Одновременные исследования приведенных полос поглощения были начаты нами в 2004 г. и по ежегодным наблюдениям накоплен материал за более чем 12-ти летний период обращения Юпитера вокруг Солнца.

Хотя наклон экватора Юпитера к направлению на Солнце меняется всего в пределах от +3 до  $-3^{\circ}$ , минимальное и максимальное расстояния планеты от Солнца различаются на 0.5 астрономической единицы или примерно на 10%, т.е. приток солнечной энергии в ней меняется на 20%. Насколько сказывается это различие на климатической обстановке при том, что Юпитер имеет собственный внутренний источник тепловой энергии, пока не ясно. Наблюдаемые изменения в верхней тропосфере и видимом облачном слое Юпитера свидетельствуют о довольно высокой атмосферной активности, но не носят регулярного характера, коррелирующего с гелиоцентрическим расстоянием или с солнечной активностью. Тем не менее, не исключена возможность некоторых сезонных вариаций в тропосфере Юпитера, поэтому многолетние однородные наблюдения могут оказаться небесполезными в этом отношении.

#### МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКИ

В течение последних 16 лет, начиная с 2004 г., мы старались придерживаться более или менее

одинаковой методики спектральных наблюдений Юпитера, учитывая необходимость получения достаточно однородного материала за время полного обращения Юпитера вокруг Солнца. Методика наблюдений и выделения полос поглощения аммиака уже была описана в предыдущей статье (Tejfel и др., 2018, A). Основные данные об аппаратуре приведены в табл. 1. Подробнее остановимся здесь на некоторых дополнительных деталях.

Как и ранее, в 2017-2019 гг., наблюдения Юпитера выполнялись двумя способами. Записывались спектры при ориентации щели спектрографа вдоль центрального меридиана. Спектрограмма охватывала при этом весь полярный диаметр Юпитера, и ширина спектра составляла около 160 пикселей. Второй способ заключался в последовательном сканировании диска Юпитера от южного полюса до северного при ориентации щели параллельно экваториальному сечению диска. При продолжительности экспозиции одного спектра в 20 с полный скан состоял из примерно 60-70 зональных спектров. По времени это занимало около 20-25 мин, т.е. Юпитер успевал за это время повернуться приблизительно на 12°. Понятно, что при этом, в отличие от съемки спектров центрального меридиана, не ставилась задача исследования долготных вариаций, как это было сделано при исследованиях Большого Красного пятна (Tejfel и др., 2018, В). Однако при исследованиях широтных вариаций молекулярных полос поглощения зональные спектры обладают некоторым преимуществом. В них вполне допустимо усреднение даже до 20 пикселей вблизи центрального меридиана по долготе для получения более надежного профиля полосы поглощения и ее эквивалентной ширины при незначительных долготных вариациях. На меридиональных спектрах тоже приходится проводить сглаживание, но усреднение допустимо только в пределах 3-5 пикселей.

В последние годы при большом отрицательном склонении Юпитера на пространственном разрешении заметно сказывается турбуленция земной атмосферы.

Обработка спектрограмм состоит в оцифровке и выводе массива в виде электронной таблицы с последующим вычислением отношения к опорному спектру. В качестве опорного используется стандартный спектр кольца Сатурна или Ганимеда для выделения всех полос поглощения кроме полосы аммиака 787 нм, для которой вводится стандартный спектр центра диска Сатурна. Сохранение неизменными этих опорных спектров позволяет относить все наблюдаемые вариации в поглощении на Юпитере к самому исследуемому объекту. Кроме того, для контроля измерялась эквивалентная ширина теллурической полосы поглощения кислорода 760 нм. Отсутствие ее вариа-

Таблица	1.	Параметр	ы аппаратуры
---------	----	----------	--------------

Телескоп	Zeiss-600 0.6 м
Фокус	Cassegrain 7.5 м
Спектрограф	SGS SBIG
Дисперсия	4.3 A/pixel
Масштаб	4.08 arcsec/pixel
ССД-камера	ST-7XE SBIG
Матрица	$750 \times 550$ pixels
Размер пикселя	9 × 9 mkm

ший вдоль зоны или меридиана позволяет считать реальными получаемые оценки интенсивности юпитерианских полос поглощения, а не вызванными инструментальными погрешностями. По получаемым профилям полос поглошения вычислялись эквивалентные ширины, как оценка полного поглощения в данной полосе. Некоторые искажения контуров слабых полос поглошения могут вызываться также слабыми теллурическими полосами водяного пара. Но это не влияет на относительный ход интенсивности полосы в разных точках диска планеты. Пример сравнения хода интенсивности полосы поглощения метана 725 нм и теллурической полосы кислорода 760 нм, измеренных на спектрах центрального меридиана Юпитера, показан на рис. 2.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Как и в предыдущие годы, обработка наблюдений 2017—2019 гг. выполнялась по стандартной методике с вычислением эквивалентных ширин всех пяти полос поглощения метана и аммиака в разных точках центрального меридиана Юпитера или в зональных спектрах от одного края диска до другого. На рис. 3 показаны примеры полученных результатов по широтному ходу молекулярного поглощения. На графиках для удобства сравнения показаны вариации нормированных к центру диска в экваториальной зоне эквивалентных ширин в относительных единицах.

Можно видеть, что общий характер поглощения по широте примерно одинаков. Вблизи определенных широтных поясов наблюдаются экстремумы, соответствующие минимальным или максимальным эквивалентным ширинам полос. Общая тенденция заключается в том, что наименьшие значения больше относятся к северному полушарию. Особенно выделяется депрессия в аммиачном поглощении у полосы NH<sub>3</sub>787 нм, приходящаяся приблизительно на область, граничащую с экваториальной зоной и южной стороной Северного экваториального пояса (NEB). Наибольшие величины поглощения приблизительно соответствуют светлым зонам. Обращает



**Рис. 2.** Меридиональные профили эквивалентных ширин полосы поглощения метана CH<sub>4</sub> 725 нм и теллурической полосы кислорода O<sub>2</sub> 760 нм.



**Рис. 3.** Широтные вариации нормированных к экваториальной зоне эквивалентных ширин полос поглощения метана и аммиака из наблюдений 2017–2019 гг.

на себя внимание то, что положение экстремумов у разных полос не совпадают точно друг с другом, а обнаруживают хотя и небольшие, но явные смещения по широте. Такая особенность сохраняется от года к году, хотя точного повторения может и не быть, в частности потому, что наблюдались не одни и те же долготы на планете, вдоль которых также возможны вариации интенсивности полос поглощения. Однако определенная репрезентативность получаемых данных сохраняется в пределах одного сезона наблюдений.

В качестве примера приводим результаты измерений широтных вариаций эквивалентных ширин полос поглощения аммиака NH<sub>3</sub> за несколько дат в мае 2018 г.

Подобные особенности, т.е. смещения по широте экстремумов для разных полос поглощения, были отмечены нами ранее по наблюдениям в 1999 г., когда исследовались широтные вариации полос поглощения метана на всех долготах Юпитера (Tejfel и др., 2001). Эти, безусловно, интересные особенности требуют дальнейших систематических исследований. Исследования широтных вариаций полос поглощения проводились и ранее: измерялись интенсивности полосы NH<sub>3</sub> 645 нм в нескольких поясах Юпитера (табл. 2).

В первом столбце табл. 2 даны наименования широтных поясов, второй столбец показывает данные наших наблюдений, выполненных в 2018 г. — значения эквивалентных ширин полосы в ангстремах. Третий и четвертый столбцы содержат средние значения и стандартные отклонения эквивалентных ширин, вычисленные по наблюдениям за период с 2005 по 2015 гг. В пятом столбце приводятся данные по работам испанских исследователей. Lutz и Owen представили свои оценки эквивалентных ширин полосы 645 нм в единицах волновых чисел (шестой столбец), поэтому в седьмом столбце эти значения переведены в ангстремы.

Из таблицы видно, что у разных авторов получаются довольно разные абсолютные оценки эквивалентных ширин полосы, хотя широтные различия имеют сходный характер. Скорее всего, главной причиной этих различий является методика выделения профилей поглощения аммиака на фоне коротковолнового слабого крыла полосы

Область	2018	Tejfel и	др. (2018)	Moreno и др. (1988; 1991)	Lutz, Owen (1980)	
	W(A)	W(A)	sW	W(A)	W (cm -1)	W(A)
SPR	4.2			5.6		
STB	5.1			5.7		
STrZ	5.7	5.92	0.49	7.8	26.4	11.00
SEB	6.0	6.78	0.45	9.8	30.9	12.90
EZ	6.2	6.75	0.32	7.7	23.1-33.0	9.6-13.8
NEB	5.5	6.35	0.35	4.9	20.1	8.30
NTrZ	4.4	5.38	0.36			
NTB	4.7			5.7		
NPR	4.6			7.2		
GRS	4.7				22.2	9.3

Таблица 2. Эквивалентные ширины полосы поглощения NH<sub>3</sub> 645 нм по наблюдениям Юпитера в разные годы

поглощения метана и проведение уровня непрерывного спектра. Можно отметить, что наши оценки эквивалентных ширин этой полосы хорошо согласуются с измерениями (Cochran, 1980), по которым среднее значение эквивалентной ширины полосы  $NH_3$  645 нм равно 6 ± 1 ангстрем.

Особый интерес представляет сравнение диаметрального хода поглощения метана и аммиака вдоль центрального меридиана Юпитера от полюса к полюсу и вдоль экватора от одного края диска до другого. На примере 2018-2019 гг., как показывают рис. 5–9, наблюдается значительная разница между получающимися профилями хода поглощения. На каждом из этих рисунков слева показан нормированный ход поглощения вдоль экватора по наблюдениям в 2019 г. в момент оппозиции планеты. Вид кривых для всех основных облачных зон и полос Юпитера хорошо аппроксимируется соответствующей параболой  $Y = 1 - Kx^2$ , где *x* — относительное расстояние от центра диска в долях радиуса. Параметр К, как показывают графики, меняется от полосы к полосе. Такая аппроксимация носит иллюстративный характер для количественного сравнения хода поглощения у молекулярных полос разной интенсивности. В правой части каждого из рисунков показано сравнение меридионального и экваториального хода эквивалентных ширин каждой полосы поглощения по наблюдениям 2018 г.

Наибольшую крутизну и ослабление к краям диска показывают наиболее слабые полосы. Здесь основную роль играет, скорее всего, геометрический эффект, качественно предсказываемый теорией переноса излучения в оптически толстой среде при многократном рассеянии. Однако, как будет отмечено в следующем разделе, интерпретация не может быть однозначной. То, что меридиональные вариации поглощения оказываются существенно иными, заслуживает особого внимания и рассмотрения в дальнейшем.

Аналогичный параболический вид показывает и ход поглощения вдоль всех широтных зон Юпитера при том, что небольшие искажения профиля могут создаваться локальными вариациями поглощения в долготном направлении. Как видно из этих графиков, геометрический фактор в ши-



**Рис. 4.** Вариации эквивалентных ширин полос поглощения аммиака в 645 и 787 нм вдоль центрального меридиана Юпитера в мае 2018 г.



**Рис. 5.** Слева – нормированный к центру диска относительный ход эквивалентной ширины полосы NH<sub>3</sub> 645 нм вдоль экватора Юпитера в 2019 г. и его параболическая аппроксимация. Показан коэффициент параболы. Справа – ход эквивалентной ширины полосы поглощения NH<sub>3</sub> 645 нм вдоль центрального меридиана Юпитера и вдоль экватора в 2018 г.



Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для полосы поглощения NH<sub>3</sub> 787 нм.

ротном направлении выражен гораздо слабее, чем в направлениях к восточному и западному краям диска.

#### СРАВНЕНИЕ С ТЕПЛОВЫМ ДИАПАЗОНОМ

Как уже было отмечено выше, молекулярные полосы поглощения метана и аммиака играют весьма существенную роль не только в оптическом диапазоне, но и в диапазонах теплового инфракрасного и микроволнового излучения. Если в видимом диапазоне спектра молекулярное поглощение проявляет себя в формировании диффузно отраженного атмосферой Юпитера солнечного излучения, то уже начиная с длин волн около 4 мкм и далее, его влияние проявляется в модуляции теплового излучения, выходящего из глубинных слоев планеты. Это обнаруживается по вариациям яркостной температуры, характеризующей интенсивность наблюдаемых потоков выходящего теплового излучения в разных участках Юпитера.

Исследования в этих областях излучения весьма обширны и описаны в большом числе публикаций, основанных на наблюдениях с помощью крупнейших оптических и радиотелескопов. Не обращаясь к обзору всех этих публикаций, отметим самые недавние, в которых речь идет не только об анализе отдельных участков планеты, но и о построении полных карт распределения яркостной



**Рис. 7.** То же, что на рис. 5, но для полосы поглощения  $CH_4$  619 нм.



**Рис. 8.** То же, что и на рис. 5, но для полосы поглощении  $CH_4$  702 нм.



Рис. 9. То же, что и на рис. 5, но для полосы поглощения СН<sub>4</sub> 725 нм.

температуры по широтам и долготам Юпитера. В области инфракрасного теплового излучения в диапазонах 8–14 мкм такие карты опубликованы в работах (Orton и др., 2017; Fletcher и др., 2016). Карты демонстрируют хорошо выраженный зональный характер яркостных температур с заметными локальными более холодными или более горячими областями. Особо выделяется коротковолновая область теплового диапазона вблизи длины волны 5 микрон. В этой области, хотя и в меньшей степени, чем в видимой области спектра, заметную роль в переносе излучения еще играет облачный покров Юпитера. поскольку размеры частиц аммиачных облаков, достигающие одного и более микрона, могут влиять на прохождение этого излучения. Показательно в этом отношении Большое Красное Пятно (GRS). На картах и изображениях Юпитера в длине волны около 5 мкм оно кажется наиболее темным по сравнению с другими областями планеты, несмотря на то, что именно в этой длине волны практически отсутствует поглощение молекулами метана, создавая своеобразное окно прозрачности. Известно, что в сильной полосе поглощения метана СН<sub>4</sub> 887 нм Большое Красное Пятно выделяется как самый яркий объект на диске Юпитера. По нашим измерениям интенсивность аммиачного поглошения в полосах 645 и 787 нм в Большом Красном Пятне значительно понижена по сравнению с соседними областями планеты (Tejfel и др., 2018, В). В совокупности все эти результаты, скорее всего, свидетельствуют о существенно более высокой плотности облачной среды в Большом Красном Пятне.

На рис. 10 показан долготный ход поглощения в полосе 787 нм для двух поясов Юпитера: для Южного экваториального пояса на широте Большого Красного Пятна и в Северном экваториальном поясе (NEB).

Как можно видеть, на всех долготах в указанном диапазоне заметного различия аммиачного поглощения нет. В Южном экваториальном поясе выделяется ослабление поглощения в Красном Пятне, тогда как на всех долготах пояса NEB поглощение в этой полосе заметно ниже. Для сравнения в правой части рис. 10 показан фрагмент одной из карт распределения яркостных температур в длине волны 4.7 мкм, взятый из работы Fletcher и др. (2017) для той области долгот, где находится Большое Красное Пятно. На этом фрагменте и сопутствующей ему карте в видимых лучах долготы даны в третьей системе, тогда как слева: долготы даны во второй системе.

Начиная с работы de Pater и др. (2016) по наблюдениям с помощью системы радиотелескопов Very Large Array получаются результаты радиоизмерений Юпитера с высоким пространственным разрешением, на основе которых создаются карты распределения яркостной температуры в диапазонах микроволнового радиоизлучения 12–18 Ггц. Первое сравнение наших наблюдений широтного хода аммиачного поглощения на Юпитере с такими картами (Tejfel и др., 2016) показало, что отме-



**Рис. 10.** Слева: сравнение долготного хода аммиачного поглощения в поясах SEB и NEB для полосы NH<sub>3</sub> 787 нм. Справа: фрагмент карты распределения яркостных температур на Юпитере в длине волны 4.7 мкм (Fletcher и др., 2017). Пояснения в тексте.

чаемая нами депрессия интенсивности полосы аммиака 787 нм вблизи северного экваториального пояса практически совпала по положению с зоной максимальной яркостной радиотемпературы. Поскольку выход теплового радиоизлучения на этих частотах модулируется поглощением аммиака, а облачный слой не влияет на прохождение радиоволн, из этого следует, что вариация аммиачного поглощения на Юпитере связана не только с оптическими эффектами, но и с реальными вариациями содержания аммиака в разных областях Юпитера. В последующих публикациях (de Pater и др., Wong и др.) помещаются новые карты яркостной радиотемпературы на разных частотах. Вариации теплового радиоизлучения, демонстрируемые на этих картах, отражают вместе с тем вариации аммиачного и метанового поглощения, влияющего на положение эффективной глубины выходящего радиоизлучения. Мы попробовали сравнить наши данные о широтном ходе интенсивностей полос поглощения метана и аммиака с серией широтных профилей яркостной радиотемпературы, опубликованных в работе de Pater и др. (2019, В). На рис. 11 в верхней части показаны графики, взятые из этой работы, по наблюдениям в 2017 г. В нижней части графика представлен относительный ход эквивалентных ширин полос поглощения метана и аммиака по нашим наблюдения в начале 2017 г. Все кривые представляют нормированные к экваториальной зоне значения эквивалентных ширин в относительных единицах, но нанесены они со сдвигом по вертикали. Пространственное разрешение на этих кривых, конечно, значительно хуже. Однако хорошо заметно, что депрессия аммиачного поглощения в полосе 787 нм по положению совпадает с резким максимумом яркостной температуры, наблюдаемым на широте около 15°, т.е. вблизи северного экваториального пояса.

Разумеется, корректного сравнения двух систем графиков в отдельных деталях пока провести невозможно ввиду различий в пространственном разрешении, но можно отметить некоторую, хотя и не очень четко выделяющуюся, тенденцию повышения яркостных радиотемператур к высоким широтам. При этом у полос поглощения метана и аммиака прослеживается обратная тенденция – уменьшение к высоким широтам. Это можно рассматривать как согласие результатов радионаблюдений и оптических наблюдений, поскольку повышение яркостных радиотемператур как раз и должно быть связано с уменьшением содержания метана и аммиака и ослаблением их поглощения.

#### ОБСУЖДЕНИЕ

Слабые полосы поглощения метана и аммиака, наблюдаемые в видимой и самой ближней инфракрасной области спектра Юпитера, могут служить неплохим средством для дистанционного оптического зондирования юпитерианской тропосферы, включая аммиачный облачный слой и



**Рис. 11.** Сравнение широтных вариаций яркостных температур в ряде диапазонов микроволнового радиоизлучения (de Pater и др., 2019, B) и нормированных к экватору эквивалентных ширин полос поглощения метана и аммиака в видимой области спектра.  $1 - NH_3 645 \text{ nm}, 2 - CH_4 619 \text{ nm}, 3 - CH_4 702 \text{ nm}, 4 - CH_4 725 \text{ nm}, 5 - NH_3 787 \text{ nm}.$ 

более глубокие ее участки. К сожалению, пока трудно говорить о корректной интерпретации всех наблюдаемых вариаций интенсивностей этих полос в разных областях Юпитера, поскольку, несмотря на многочисленные наблюдения и теоретические расчеты, в представлениях о реальной структуре облачного покрова и нижележащей тропосферы пока нет определенной картины.

Как уже было отмечено выше, наблюдаемые вариации молекулярных полос поглощения должны рассматриваться как свидетельства наличия зональных и локальных неоднородностей в структуре той части тропосферы Юпитера, которая участвует в формировании этих полос. Как крайние случаи можно назвать две альтернативные модели. Первая предполагает существование геометрически и оптически толстого аммиачного облачного слоя. Сквозь этот слой вглубь атмосферы может проникать только часть рассеянного излучения, тогда как прямой солнечный свет сквозь этот слой не проходит. В таком случае теория переноса излучения может рассматривать этот слой как полубесконечный (в принятой терминологии). Практически все наблюдаемое поглощение

в слабых и умеренных молекулярных полосах формируется в процессе многократного рассеяния внутри этой облачной среды. Небольшая доля поглощения у полос метана может создаваться в надоблачной атмосфере, тогда как концентрация аммиака над облачным слоем резко уменьшается на несколько порядков. В этой модели наблюдаемые вариации поглощения могут быть связаны с вариациями концентрации и объемного коэффициента рассеяния облачных частиц и некоторых других факторов, влияющих на эффективный путь поглощения. Величина этого пути оценивается по интенсивности абсорбционных полос и не может считаться оценкой относительного содержания поглощающего газа в тропосфере.

В альтернативной модели предполагается, что аммиачный облачный слой имеет относительно небольшую геометрическую толщину и пропускает значительную часть прямой солнечной радиации вглубь атмосферы. В таком случае прямой солнечный свет, по меньшей мере, доходит до более глубокого облачного слоя. Таким слоем, согласно большинству моделей атмосферы Юпитера, является слой гидросульфида аммония NH<sub>4</sub>SH. Это вешество облалает значительной окраской. но его альбедо пока не известно. Если оно не слишком близко к нулю, то некоторая часть диффузно отраженного этим слоем солнечного света может выходить наружу. При этом интенсивность наблюдаемых полос поглощения будет определяться двойным прохождением через толшу газа. находящуюся между двумя облачными слоями. При очень темной подложке из гидросульфида аммония мы не могли бы наблюдать поглощения в чистом газе. В таком случае требуется наличие рассеивающих частиц внутри газового слоя.

Даже эти две идеализированные модели указывают на сложность процесса формирования полос молекулярного поглощения, наблюдаемых в видимой и ближней инфракрасной области спектра Юпитера. В более далекой области теплового инфракрасного и микроволнового радиоизлучения картина носит совершенно иной характер, так как аэрозольная составляющая для этих излучений прозрачна. Зональные и локальные яркостные температуры выходящего теплового излучения определяются другими факторами, как это обсуждается в целом ряде работ исследователей Юпитера в этих диапазонах электромагнитных волн.

Трехоблачная модель тропосферы Юпитера рассматривается многими авторами, начиная с публикации Lewis (1969), Weidenschilling and Lewis (1973). Мы рассмотрели ряд публиковавшихся моделей такого рода авторов, приведенных в табл. 3, различающихся в основном принимаемыми исходными значениями содержания кон-

денсирующихся газов. Оценки максимальных значений концентрации частиц в аммиачном облачном слое в этих моделях, как правило, относятся к основанию облачного слоя и колеблются от  $1 \times 10^{-6}$  до  $7 \times 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>. Во всех моделях плотность облаков убывает с высотой. но полная толшина аэрозольного слоя может составлять 10 и более км. Однако следует отметить несоизмеримость горизонтального и вертикального масштаба деталей облачного покрова Юпитера, поскольку даже самые мелкие детали, различимые на лучших наземных снимках планеты, имеют горизонтальную протяженность в 1000 и более километров. Поэтому вполне возможны значительные локальные вариации толщины и плотности у аммиачного облачного слоя.

Что касается вопроса о наличии рассеивающей среды в пространстве между аммиачным и гидросульфидным облачными слоями, то пока можно сослаться лишь на уникальный эксперимент по прямому зондированию атмосферы Юпитера спускаемым аппаратом в проекте Galilео Jupiter Mission (1998). Хотя считается, что зонд попал в не совсем типичную область планеты. Судя по данным нефелометра зонда, существует малоплотная аэрозольная дымка, поднимающаяся над облачным слоем из гидросульфида аммония.

Для интерпретации результатов исследований поведения молекулярных полос на диске Юпитера кроме теории необходимы и лабораторные данные об этих полосах. Аммиачные полосы в видимой области спектра исследовались в работах (Giver и др., 1975; Lutz, Owen, 1980). А также обсуждались в недавних работах (Bowles и др., 2008; Bowles, 2009, Irwin и др., 2018; 2019). Что касается полос поглощения метана упомянем Fink и др. (1977), а также работу Karkoschka (1994), в которой по спектру Юпитера выведены коэффициенты поглощения для полос метана. Для нас представляют интерес кривые роста, показывающие зависимость между эквивалентной шириной полосы поглощения от эквивалентного пути поглощения в единицах - м-амаго, которые можно получить в лаборатории. Такие кривые роста были получены Lutz and Owen (1980) для полос поглошения аммиака 645 нм и метана 619 нм. Слабые и умеренные полосы приходятся на линейную часть кривой роста, так что для полосы 645 нм один ангстрем эквивалентной ширины соответствует эквивалентному пути 4 м-амаго, а для полосы 619 нм – эквивалентная ширина в один ангстрем требует эквивалентного пути в 22 м-амаго. Используя средние данные по перечисленным выше моделям атмосферы, можно показать, что при формировании этих полос внутри межоблачного газового слоя их эквивалентные ширины могут быть близкими или даже совпадать с наблюдаемыми. Это означает, что разделить две обсуждаемые выше модели формирования полос

Авторы	Аммиак, облака, <i>Р</i> <sub>1</sub> — <i>Р</i> <sub>2</sub> , границы	Гидросульфид, $P_3 - P_4$ , границы	Температура $T_2 - T_3$
Weidenschilling–Lewis 1973	0.60-0.80	1.10-2.40	157-170
Moreno-Molina 1991	0.30-0.60	1.00-2.10	140-160
Sanchez-Lavega 2003	0.50-0.80	1.58-2.50	150—
Atreya и др. 2005	0.40-0.85	1.32-2.20	155-190
Wong и др 2015	0.50-0.82	1.31-2.30	150-190
Fletcher и др. 2017	0.60-0.80	1.50-2.50	150—
Cosentino R.G. 2017	0.55-0.70	1.62-2.00	148—
Bjoraker G.L. 2018	0.30-0.70	1.10-2.00	147-165
Grassi D. 2018	0.50-0.75	1.31-2.25	148-190
de Pater и др. 2019	0.20-0.80	1.18-2.50	150-170
Ragen и др. 1998	0.50-0.53	1.00-2.30	140-160

Таблица 3. Граничные характеристики межоблачного пространства на Юпитере по моделям разных авторов

молекулярного поглощения может быть довольно сложно без дополнительного анализа большого комплекса наблюдательных данных. В этот комплекс должны входить как измерения в видимой области спектра, так и успешно ведущиеся сейчас исследования в области теплового инфракрасного и микроволнового излучения.

Вопрос о некоторых свойствах верхнего облачного слоя на Юпитере, состоящего из кристаллов замерзшего аммиака, до сих пор остается предметом дискуссии. Довольно разнообразные световые оттенки облачных деталей говорят о присутствии в этих кристаллах или отдельно некоторого вещества - хромофора или нескольких веществ. влияющих на окраску самих по себе бесцветных аммиачных кристаллов. Обсуждаются даже модели с находящимся внутри облачного слоя отдельного слоя хромофоров (Braude и др., 2020), а красный цвет центральной части Большого Красного Пятна предлагается объяснить наличием некой окрашенной пленки над основным облаком в Пятне (Baines и др., 2019). В свете этих предположений хотелось бы обратить внимание на появление очень редких и небольших по размерам темнокоричневых облачных образований, появляющихся в основном в Северной Тропической зоне и именуемых "баржами", за их специфическую конфигурацию.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы не ставили целью данной статьи подробный отчет о проведенных в последние годы спектральных наблюдениях Юпитера, материал которых измеряется тысячами полученных спектрограмм. Мы хотели обратить особое внимание на необходимость и важность дальнейшего изучения поведения слабых и умеренных полос поглощения метана и аммиака в видимой области спектра Юпитера, как составляющей комплекса исследований планеты в широком диапазоне длин волн. Такие дистанционные исследования, по-видимому, еще многие годы будут оставаться основным источником информации о свойствах юпитерианской атмосферы и происходящих на планете процессах.

Работа выполнена в рамках грантового финансирования МОН РК 0073/ГФ4 и АР05131266.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Atreya S.K., Wong A.S., Baines K.H., Wong M.H., Owen T.C.* Jupiter's ammonia clouds–localized or ubiquitous? // Planet. and Space Sci. 2005. V. 53. № 5. P. 498–507.
- Baines K.H., Sromovsky L.A., Carlson R.W., Momary T.W., Fry P.M. The visual spectrum of Jupiter's Great Red Spot accurately modeled with aerosols produced by photolyzed ammonia reacting with acetylene // Icarus. 2019. V. 330. P. 217–229.
- Bjoraker G.L., Wong M.H., de Pater I., Hewagama T., Ádámkovics M., Orton G.S. The gas composition and deep cloud structure of Jupiter's Great Red Spot // Astron. J. 2018. V. 156. № 3. P. 101–124.
- Bowles N. 2009. Private communication.
- *Bowles N., Calcutt S., Irwin P., Temple J.* Band parameters for self-broadened ammonia gas in the range 0.74 to 5.24 μm to support measurements of the atmosphere of the planet Jupiter // Icarus. 2008. V. 196. P. 612–624.
- Braude A.S., Irwin P.G.J., Orton G.S., Fletcher L.N. Colour and tropospheric cloud structure of Jupiter from MUSE/VLT: Retrieving a universal chromophore // Icarus. 2020. V. 338 P. 113589–113607.
- Cochran W.D., Cochran A.L. Longitudinal variability of methane and ammonia bands on Jupiter // Icarus. 1980. V. 42. P. 102–110.
- *Cochran W.D., Cochran A.L.* Longitudinal variability of methane and ammonia bands on Jupiter. II. Temporal variations // Icarus. 1983. V. 56. P. 116–121.

- Cosentino R.G., Butler B., Sault B., Morales-Juberías R., Simon A., De Pater I. Atmospheric waves and dynamics beneath Jupiter's clouds from radio wavelength observations // Icarus. 2017. V. 292. P. 168–181.
- *Giver L.P., Miller J.H., Boese R.W.* A laboratory atlas of the 5v1 NH<sub>3</sub> absorption band at 6475 A with applications to Jupiter and Saturn // Icarus. 1975. V. 25. P. 34–48.
- *Grassi D.* Atmospheric physics and atmospheres of Solar System bodies // Astrophys. of Exoplanetary Atmospheres. Springer, 2018. P. 135–199.
- *Irwin P.G.J., Bowles N., Braude A.S., Garland R., Calcutt S.* Analysis of gaseous ammonia (NH<sub>3</sub>) absorption in the visible spectrum of Jupiter // Icarus. 2018. V. 302. P. 426–436.
- Irwin P.G., Bowles N., Braude A.S., Garland R., Calcutt S., Coles P.A., Tennyson J. Analysis of gaseous ammonia (NH<sub>3</sub>) absorption in the visible spectrum of Jupiter-Update // Icarus. 2019. V. 321. P. 572–582.
- Fink U., Benner D.Ch., Dick K.A. Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500 A // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1977. V. 18. P. 447–457.
- Fletcher L.N., Greathouse T.K., Orton G.S., Sinclair J.A., Giles R.S., Irwin P.G.J., Encrenaz T. Mid-infrared mapping of Jupiter's temperatures, aerosol opacity and chemical distributions with IRTF/TEXES // Icarus. 2016. V. 278. P. 128–161.
- Fletcher L.N., Orton G.S., Rogers J.H., Giles R.S., Payne A.V., Irwin P.G.J., Vedovato M. Moist convection and the 2010–2011 revival of Jupiter' South equatorial belt // Icarus. 2017. V. 286. P. 94–117.
- *Karkoschka E.* Spectrophotometry of Jovian Planets and Titan at 300- to 1000-nm Wavelength: The Methane spectrum // Icarus. 1994. V. 111. P. 174–192.
- Karkoschka E. Methane, ammonia, and temperature measurements of the Jovian Planets and Titan from CCD– spectrophotometry // Icarus. 1998. V. 133. № 1. P. 134–146.
- *Lewis J.S.* The clouds of Jupiter and the NH<sub>3</sub>-H<sub>2</sub>O and NH<sub>3</sub>-H<sub>2</sub>S systems // Icarus. 1969. V. 10. № 3. P. 365–378.
- *Lutz B.L., Owen T.* The visible bands of ammonia: band strengths, curves of growth, and the spatial distribution of ammonia on Jupiter // Astron. J. 1980. V. 235. P. 285–293.
- Moreno F., Rorigdo R., Sanchez-Lavega A., Molina A. Spectroscopic observations of the CH<sub>4</sub> 6190 A and NH<sub>3</sub> 6450 A absorption bands at different regions of the jovian disk // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1988. V. 74. P. 233–238.
- Moreno F., Molina A. Jupiter's atmospheric parameters derived from spectroscopic observations in the red region during the 1988 opposition // Astron. and Astrophys. 1991. V. 241. P. 243–250.
- Orton G.S., Appleby J.F., Martonchik J.V. The effect of ammonia ice on the outgoing thermal radiance from the atmosphere of Jupiter // Icarus. 1982. V. 52. P. 94–116.
- Orton G.S., Friedson A.J., Yanamandra-Fisher P.A., Caldwell J., Hammel H., Baines K.H., Bergstralh J.T., Martin T.Z., West R.A., Veeder G.J., Lynch D.K., Russell R., Malcom M.E., Golisch W.F., Griep D.M., Kaminski C.D., Tokunaga A.T., Baron R., Herbst T., Shure M. Thermal maps of Jupiter:

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

Spatial organization and time dependence of tropospheric temperatures 1980–1993 // Science. 1994. V. 265. P. 625–631.

- Orton G.S., Hansen C., Janssen M.A., Bolton S., Brown S., Eichstaedt G., Rogers J., Ingersoll A.P., Li Ch., Momary T.W., Tabataba-Vakili F., Fletcher L., Fujiyoshi T., Greathouse T.K., Kasaba Y., Simon A.A., Sinclair J.A., Stephens A.W., Wong M.H., Donnelley P., Sanchez-Lavega A.M., Hueso R. Juno-Support Observing Team. Characterization of the Great Red Spot from observations by Juno and the Earth-based supporting campaign // Amer. Astron. Soc. 2017. 49-th DPS AASMeeting. Abstract 205.2.
- *de Pater R.J., Sault B., Butler D., DeBoer M.H. Wong.* Peering through Jupiter's clouds with radio spectral imaging // Science. 2016. V. 352. ISSUE 6290. P. 1290–1294.
- de Pater I., Sault R.J., Wong M.H., Fletcher L.N., DeBoer D., Butler B. Jupiter's ammonia distribution derived from VLA maps at 3–37 GHz // Icarus. 2019a. V. 322. P. 168–191.
- de Pater I., Sault R.J., Moeckel C., Moullet A., Wong M.H., Goullaud C., Cosentino R. First ALMA Millimeterwavelength Maps of Jupiter, with a Multiwavelength Study of Convection // Astron. J. 2019b. V. 158. № 4. P. 139–145.
- Ragen B., Colburn D.S., Rages K.A., Knight T.C.D., Avrin P., Orton G.S., Yanamandra-Fisher P.A., Grams G.W. The clouds of Jupiter: Results of the Galileo Jupiter mission probe nephelometer experiment // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 22891–22910.
- Sanchez-Lavega A. Observations and models of the general circulation of Jupiter and Saturn // Lectures given at. 2003. P. 41–63.
- Tejfel' V.G., Vdovichenko V.D., Karimov A.M., Lysenko P.G., Kirienko G.A., Bondarenko N.N., Kharitonova G.A., Filippov V.A. On the NH<sub>3</sub> absorption depression observable at Northern low latitudes of Jupiter // Amer. Astron. Soc. 2016. 48-th DPS /EPSC 11 Meeting.
- Tejfel' V.G., Vdovichenko V.D., Lysenko P.G., Karimov A.M., Kirienko G.A., Bondarenko N.N., Filippov V.A., Kharitonova G.A., Khozhenets A.P. Ammonia in Jupiter's atmosphere: spatial and temporal variations of the NH<sub>3</sub> absorption bands at 645 and 787 nm // Sol. Syst. Res. 2018a. V. 52. P. 480–494.
- Tejfel' V.G., Vdovichenko V.D., Lysenko P.G., Karimov A.M., Kirienko G.A., Filippov V.A., Kharitonova G.A., Khozhenets A.P. The Great Red Spot on Jupiter: some features of the ammonia absorption // Izvestija NAN RK, ser. fiz.-mat. 2018b. № 3. P. 23–31.
- *Tejfel' V.G., Kharitonova G.A., Glushkova E.A., Sinyaeva N.V.* Variations of the methane absorptions on Jupiter's disk from zonal CCD spectrofotometry data // Sol. Sys. Res. 2001. V. 35. № 4. P. 261–277.
- Weidenschilling S.J., Lewis J.S. Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets // Icarus. 1973. V. 20. P. 465–476.
- Wong M.H., Atreya S.K., Kuhn W.R., Romani P.N., Mihalka K.M. Fresh clouds: A parameterized updraft method for calculating cloud densities in one-dimensional models // Icarus. 2015. V. 245. P. 273–281.

УДК 521.1,521.19,523.4

## ДИНАМИКА ВРАЩЕНИЯ ВНУТРЕННИХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА

© 2021 г. В. В. Пашкевич<sup>а,</sup> \*, А. Н. Вершков<sup>а</sup>, А. В. Мельников<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: apeks@gaoran.ru Поступила в редакцию 03.03.2020 г. После доработки 04.09.2020 г. Принята к публикации 08.09.2020 г.

В данной работе рассмотрены устойчивость синхронного вращения и наиболее существенные релятивистские эффекты во вращательной динамике внутренних спутников Юпитера – Метиды (J16), Адрастеи (J15), Амальтеи (J5) и Фивы (J14). Установлено, что плоское синхронное вращение всех внутренних спутников Юпитера для наиболее вероятных значений параметров их фигур является устойчивым относительно наклона оси вращения. Впервые определены наиболее существенные вековые, периодические и смешанные члены геодезического вращения внутренних спутников Юпитера в углах Эйлера относительно их собственных систем координат и в углах их вращения относительно неподвижного экватора Земли и точки весеннего равноденствия (на эпоху J2000.0). Показано, что в Солнечной системе есть объекты с существенным геодезическим вращением, обусловленным в первую очередь их близостью к возмущающему центральному телу, а не его массой. В частности, величина геодезической прецессии внутренних спутников Юпитера (для которых Юпитер является менее массивным возмущающим центральным телом, чем Солнце) в 10<sup>5</sup> раз больше, чем у Юпитера вращающегося вокруг своего более массивного центрального тела (Солнца), и сопоставима с их прецессией в ньютоновом приближении.

Ключевые слова: спутники Юпитера, Амальтея, Фива, Адрастея, Метида, вращательная динамика, релятивистское вращение, геодезическая прецессия, геодезическая нутация **DOI:** 10.31857/S0320930X20330038

#### введение

К внутренним спутника Юпитера (группа Амальтеи) относят Амальтею (Amalthea) (J5), Фиву (Thebe) (J14), Адрастею (Adrastea) (J15) и Метиду (Metis) (J16). Первый из этой группы спутников – Амальтея был открыт в 1892 г. Эдвардом Барнардом (Barnard, 1892) посредством визуальных наблюдений. В 1979 г. межпланетным космическим аппаратом (KA) Voyager-1 были получены первые детальные изображения Амальтеи, позволившие установить (Smith и др., 1979а), что она обладает весьма вытянутой (иррегулярной) формой и находится в режиме синхронного вращения. Три других малых внутренних спутника Юпитера были открыты в том же году из анализа изображений, полученных KA Voyager-2 (Smith и др., 1979b). Позднее Thomas и др. (1998) на основе изображений Метиды, Амальтеи и Фивы, полученных в 1997 г. КА Galileo, определили форму, цвет и отражающие свойства поверхностей указанных спутников и установили, что все спутники находятся в синхронном режиме вращения. В случае Адрастеи были получены только оценки ее размеров (средний радиус фигуры  $R \approx 8.2$  км). Наблюдения Метиды и Адрастеи, выполненные

КА Cassini в 2000–2001 гг., позволили уточнить параметры их орбит (Рогсо и др., 2003).

Теоретические исследования показывают (см., например, Goldreich, Peale, 1966; Peale, 1977; 1999), что наиболее вероятным финальным режимом долговременной приливной эволюции вращательного движения спутника является его синхронное с движением по орбите вращение. В этом финальном режиме ось вращения спутника совпадает с наименьшей осью фигуры спутника (осью наибольшего момента инерции) и ортогональна плоскости орбиты, имеет место так называемое плоское вращение спутника. В случае плоского вращения спутника в точном синхронном спин-орбитальном резонансе наибольшая ось фигуры спутника в перицентре его орбиты параллельна радиус-вектору "центр масс спутника планета", а при движении по орбите ориентирована по направлению на планету, испытывая либрации (в частности, из-за эксцентричности орбиты, см., например, Белецкий, 1965).

В синхронном вращении находится подавляющее большинство спутников планет Солнечной системы, для которых режим вращения установлен из анализа наблюдений. Синхронный режим

вращения Амальтеи был установлен Smith и др. (1979а) из анализа данных с KA Voyager-1, так же было отмечено, что наибольшая ось фигуры Амальтеи при ее движении по орбите ориентирована по направлению на Юпитер. Посредством анализа изображений, полученных с KA Galileo, Thomas и др. (1998) установили, что Метида, Амальтея и Фива находятся в режиме плоского синхронного вращения. Наибольшая ось фигуры каждого из перечисленных спутников (фигуры спутников аппроксимировались трехосными эллипсоидами с однородной плотностью) направлена на Юпитер, и ее ориентация испытывает либрации с амплитудой, не превышающей пяти градусов дуги. Низкое разрешение изображений, полученных KA Galileo, не позволило сделать вывод о режиме вращения Адрастеи. Однако Thomas и др. (1998) полагают, что Адрастея захвачена в синхронный спин-орбитальный резонанс. На это указывает теоретическая оценка величины времени приливного замедления первоначально быстрого вращения спутника до синхронного (см. подробнее Peale, 1977; 1999). Согласно Peale (1999), времена приливного замедления для внутренних спутников Юпитера составляют несколько тыс. лет, т.е. все спутники завершили свою приливную вращательную эволюцию и должны быть захвачены в синхронный резонанс, если вращение в нем является устойчивым. Исследование устойчивости плоского синхронного вращения внутренних спутников Юпитера является важным по причине того, что во вращательной динамике этих спутников присутствуют различные возмущающие факторы. Например, наличие на поверхностях Амальтеи и Фивы кратеров значительных размеров (Thomas и др., 1998) указывает на имевшие место столкновения спутников с массивными объектами. Столкновение помимо воздействия на форму спутника может привести к изменениям его ориентации в пространстве и скорости вращения; находящийся в неустойчивом плоском синхронном вращении спутник может быть захвачен в другой спин-орбитальный резонанс, либо перейти в режим хаотического вращения (Wisdom, 1987).

Поскольку Юпитер является вторым наибольшим по массе объектом в Солнечной системе, следует ожидать, что он будет вызывать релятивистские возмущения в динамике близких к нему тел. Наиболее существенными релятивистскими эффектами во вращении небесных тел являются эффекты геодезической прецессии и нутации, вместе составляющие геодезическое вращение. Эффект геодезической прецессии, впервые рассмотренный в 1916 г. Виллемом де Ситтером (De Sitter W., 1916), представляет собой систематическое изменение направления оси вращения небесного тела в результате параллельного переноса вектора углового момента тела вдоль его орбиты в искривленном пространстве-времени. Эффект геодезической нутации, введенный в 1991 г. Тошио Фукушимой (Fukushima, 1991), заключается в периодическом изменении направления оси вращения небесного тела, которое возникает по той же причине, что и геодезическая прецессия.

Систематическое или вековое изменение может быть представлено в виде полинома по степеням времени:

$$\Delta x_{\rm I} = \sum_{n=0}^{N} \Delta x_n t^n,$$

где t – время;  $\Delta x_n$  – коэффициенты вековых членов; N – степень аппроксимирующего полинома.

В небесной механике традиционно нутационное движение оси вращения тела называют периодическим, хотя оно может описываться как периодическими рядами Фурье, так и дополнительно к ним смешанными по времени рядами Пуассона (см., например, Вулард, 1963; Абалакин, 1979; Brumberg, Bretagnon, 2000). Данная статья не является исключением. В ней эффект геодезической нутации будет представлен в виде суммы периодических членов Фурье и смешанных по времени Пуассоновских членов (которые далее в статье будут называться "периодическими" и "смешанными" членами):

$$\Delta x_{\rm II} = \sum_{j} \sum_{k=0}^{M} (\Delta x_{Cjk} \cos(v_{j0} + v_{j1}t) + \Delta x_{Sjk} \sin(v_{j0} + v_{j1}t))t^{k},$$

где t — время; индекс суммирования j определяет количество суммируемых членов;  $\Delta x_{Sjk}$ ,  $\Delta x_{Cjk}$  коэффициенты периодических членов и смешанных по времени Пуассоновских членов;  $v_{j0}$ ,  $v_{j1}$  фазы и частоты исследуемого тела; M — параметр аппроксимации.

Отметим, что в данной статье под термином "величина геодезической прецессии" понимается, где это не отмечено особо, значение ее скорости.

Теоретические оценки величины геодезической прецессии двух спутников Юпитера – Ио (Io) (J1) и Метиды (Metis) (J16) были получены в работе Biscani и Carloni (2015). Рассматривалась упрощенная модель вращения спутников, а именно предполагалось, что спутники являются однородными сферами, а плоскости отсчета были выбраны перпендикулярно оси вращения планеты. В работе Melnikov и др. (2019) рассматривалась динамика вращения ряда малых спутников планет Солнечной системы, с установленными параметрами вращения. В частности, было установлено, что величина геодезической прецессии одного из ближайших спутников Юпитера – Амальтеи в 50 раз превосходит величину геодезической прецессии Меркурия. Согласно (Пашкевич, 2016) у Меркурия самая большая величина геодезической прецессии среди планет Солнечной системы, как ближайшей к Солнцу (самому массивному телу Солнечной системы) планеты. Таким образом, необходимо более подробное исследование релятивистских эффектов во вращении ближайших спутников Юпитера группы Амальтеи.

Целями данного исследования являлись изучение характера устойчивости синхронного вращения и определение наиболее существенных вековых и периодических членов геодезического вращения внутренних спутников Юпитера: Метиды, Адрастеи, Амальтеи и Фивы (спутники перечислены в порядке возрастания расстояния от Юпитера). Для исследования устойчивости вращения спутников использовались методы, разработанные Мельниковым и Шевченко (2000; 2007). Вычисления вековых и периодических членов геодезического вращения спутников производились с помощью метода для изучения геодезического вращения любых тел Солнечной системы (Пашкевич, 2016), имеющих долгосрочные эфемериды.

#### УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОГО СИНХРОННОГО ВРАЩЕНИЯ

Динамика плоского (в плоскости орбиты) вращательного движения спутника в гравитационном поле планеты может быть описана в рамках модели возмущенного математического маятника. Далее предполагаем, что ось вращения спутника и ортогональна плоскости орбиты. Определим угол  $\varphi$ , как угол между линией апсид и наибольшей осью фигуры спутника, тогда угол  $\varphi - f$ , где f – истинная аномалия, будет представлять собой угол между наибольшей осью фигуры спутника и направлением на планету. Уравнение плоского поступательно-вращательного движения спутника имеет вид (Goldreich, Peale, 1966; Wisdom, 1987):

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{\omega_0^2}{2r^3}\sin 2(\varphi - f) = 0,$$
 (1)

где параметр  $\omega_0 = \sqrt{3(a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)}$ , характеризует асимметрию фигуры спутника, a > b > c – главные оси инерции трехосного эллипсоида с однородной плотностью, аппроксимирующего фигуру спутника;  $r = a_s(1 - e^2)/(1 + e \cos f)$  – расстояние "спутник–планета", e – эксцентриситет орбиты спутника,  $a_s$  – большая полуось орбиты спутника. Согласно (1), динамика плоского вращательного движения спутника определяется величиной эксцентриситета орбиты e и значением параметра  $\omega_0$ . Далее полагаем  $a_s = 1$  и GM = 1, где G – универсальная гравитационная постоянная; M – масса планеты. Таким образом, один орби-

тальный период спутника соответствует 2π единицам времени.

При определенных значениях e и  $\omega_0$  уравнение плоского вращательного движения спутника имеет два устойчивых нечетных  $2\pi$ -периодических решения (Торжевский и др., 1964) — в фазовом пространстве плоского вращательного движения спутника существует две моды синхронного резонанса. Одно из решений соответствует синхронному  $\alpha$ -резонансу, другое — синхронному  $\beta$ -резонансу. Указанная терминология принята в (Мельников, Шевченко, 2000; 2007).

Проведенное Мельниковым и Шевченко (2000; 2007) исследование вращательной динамики малых спутников планет Солнечной системы показало, что несколько мод синхронного резонанса одновременно существуют в фазовом пространстве плоского вращательного движения ряда спутников, в частности, в случае Амальтеи. В ходе приливной эволюции вращательного движения Амальтея может быть захвачена в одну из мод синхронного резонанса, если плоское вращение в ней является устойчивым по Ляпунову относительно наклона оси вращения спутника к плоскости орбиты. В случае если плоское синхронное вращение спутника является неустойчивым, при наличии возмущений (например, столкновения/тесные сближения с другими телами), приводящих к смещению оси вращения от нормали, спутник может перейти в режим хаотического "кувыркания" (Wisdom, 1987). Исследование устойчивости вращательной динамики Амальтеи показало (Мельников, Шевченко, 2000), что синхронный α-резонанс является неустойчивым, а синхронный β-резонанс – устойчивым, т.е. в настоящее время Амальтея захвачена в синхронный β-резонанс. Это подтверждает малая (<5°) амплитуда наблюдаемых либраций (Thomas и др., 1998) ориентации наибольшей оси фигуры Амальтеи относительно направления на Юпитер при ее движении по орбите. В случае нахождения Амальтеи в синхронном  $\alpha$ -резонансе амплитуда либраций могла бы достигать 30°.

В случаях Метиды и Фивы амплитуды наблюдаемых либраций (Thomas и др., 1998) также малы, а их периоды совпадают с периодами орбитального движения спутников. Выявить наличие либраций ориентации фигуры в случае Адрастеи не позволило низкое разрешение изображений, полученных КА Galileo. Отметим, что определение амплитуды либраций посредством анализа наблюдательных данных, получаемых с межпланетных космических аппаратов, позволяет уточнить динамические параметры спутников, в частности, значения моментов инерции (см., например, Tiscareno и др., 2009).

Далее рассмотрим устойчивость плоского синхронного вращения в случаях Метиды, Адрастеи

	Метида (J16)	Адрастея (J15)	Амальтея (J5)	Фива (J14)
<i>а</i> <sub>s</sub> , км	128000	129 000	181400	221900
е	0.0002	0.0015	0.0031	0.0177
$a \times b \times c$ , км	$30 \times 20 \times 17$	$10 \times 8 \times 7$	$125 \times 73 \times 64$	$58 \times 49 \times 42$
$\omega_0$	1.0742	0.8115	1.2141	0.7079

**Таблица 1.** Орбитальные и физические параметры внутренних спутников Юпитера. Данные взяты из Burns и др. (2003), Thomas и др. (1998) и Рогсо и др. (2003)

и Фивы. Для исследования устойчивости вращательного движения спутников используем методы и алгоритмы, разработанные Мельниковым и Шевченко (2000; 2007).

В табл. 1 приведены значения орбитальных и физических параметров внутренних спутников Юпитера, использовавшиеся при анализе устойчивости. Согласно (Мельников, Шевченко, 2007), для значений параметров, представленных в табл. 1, в случаях Адрастеи и Фивы существует только синхронный α-резонанс, в случае Метиды и Амальтеи существуют синхронный α-резонанс и синхронный β-резонанс.

Посредством численного интегрирования дифференциальных уравнений, описывающих пространственное вращение спутника (см. подробнее Мельников, Шевченко, 2000; 2007), и вычисления характеристических показателей Ляпунова (ХПЛ) для множества всех возможных значений параметров фигур спутников (*c/b*, *b/a*) и фиксированной величины *e*, был проведен анализ устойчивости по Ляпунову плоского синхронного вращения для случаев Метиды, Адрастеи и Фивы.

ХПЛ представляют собой среднюю скорость экспоненциальной расходимости близких (по начальным условиям) траекторий фазового пространства динамической системы (подробнее о ХПЛ см., например, Лихтенберг, Либерман, 1984). Гамильтонова система с N степенями свободы имеет 2N показателей Ляпунова:  $L_i \ge L_{i+1}$ , i = 1, ..., 2N - 1, образующие симметричные пары:  $L_j = -L_{j+N}, j = 1, ..., N$ . Ненулевая величина максимального ХПЛ  $-L_1$  указывает на хаотический (неустойчивый), а нулевая — на регулярный (устойчивый) характер движения.

ХПЛ вычислялись для траекторий фазового пространства соответствующих вращению спутника в точном синхронном резонансе. Сначала для избранного значения *e*, на сечении фазового пространства ( $\phi$ ,  $d\phi/dt$ ), определенном в перицентре орбиты спутника (см. примеры сечений для различных спутников в работах Wisdom (1987), Shevchenko (1999), Мельников и Шевченко (2000; 2007), Melnikov и Shevchenko (2008)), определялись координаты центра синхронного резонанса (отдельно для  $\alpha$ -резонанса и  $\beta$ -резонанса) в плоской задаче на множестве значений параметра  $b/a \in (0, 1]$ . При плоском вращении спутника с однородной плотностью эти координаты определяются только  $\omega_0 = \sqrt{3(1 - (b/a)^2)/(1 + b/a)^2)}$ и *е*. Затем вычислялись ХПЛ для разных значений

опредавлются тоявлю  $\omega_0 = \sqrt{5}(1 + b/a)/(1 + b/a)/(1 + b/a)$ и е. Затем вычислялись ХПЛ для разных значений параметров  $c/b \in (0, 1]$  и  $b/a \in (0, 1]$  на сетке с высоким разрешением. Шаг сетки на плоскости (c/b, b/a), в узлах которой вычислялись ХПЛ, был положен равным 0.001 по обеим осям. Вычисление всего спектра ХПЛ (в нашем случае N = 3, т.е. имеется шесть ХПЛ) проводилось на промежутке времени интегрирования 10<sup>6</sup> орбитальных периодов посредством алгоритма, представленного в работе Коиргіапоv и Shevchenko (2003). На основе анализа вычисленных значений максимального ХПЛ ( $L_1$ ) на плоскостях (c/b, b/a) определялись границы устойчивой (максимальный ХПЛ равен нулю) и неустойчивой динамики (максимальный ХПЛ больше нуля) вращательного движения спутника в точном синхронном резонансе.

Построенные таким образом для всех спутников диаграммы устойчивости представлены на рис. 1 и 2. Анализ диаграмм устойчивости Адрастеи и Фивы, показал, что для наиболее вероятных параметров их фигур вращение обоих спутников в единственном возможном для них синхронном  $\alpha$ -резонансе является устойчивым. На диаграммах устойчивости (см. рис. 1) Адрастея и Фива расположены далеко от областей с неустойчивой динамикой. Согласно рис. 2, для наиболее вероятных параметров фигуры Метиды ее вращение в синхронном  $\alpha$ -резонансе является неустойчивым (на диаграмме устойчивости Метида расположена в области с неустойчивой динамикой), а синхронном  $\beta$ -резонансе – устойчивым.

Таким образом, мы установили, что плоское синхронное вращение всех внутренних спутников Юпитера является устойчивым относительно наклона оси вращения к плоскости орбиты. Возмущения во вращательной динамике рассмотренных спутников, такие как *столкновение/тесное сближение* с другими телами и последующее несущественное изменение формы спутника (величины  $\omega_0$ ), либо величины и направления его вектора угловой скорости вращения, не приведут к выходу спутника из режима плоского синхронного вращения. Далее рассмотрим релятивист-



**Рис. 1.** Области устойчивости (светлый тон) и неустойчивости (темный тон) относительно наклона оси вращения спутника в центре синхронного  $\alpha$ -резонанса: левая панель – e = 0.0015,  $\omega_0 = 0.8115$  ("Адрастея"); правая панель – e = 0.0177,  $\omega_0 = 0.71079$  ("Фива"). Положения спутников указаны точками с барами ошибок. Штриховые горизонтальные линии соответствуют приведенным справа значениям  $\omega_0$ .



**Рис. 2.** Области устойчивости (светлый тон) и неустойчивости (темный тон) относительно наклона оси вращения спутника в центре синхронного  $\alpha$ -резонанса (слева) и синхронного  $\beta$ -резонанса (справа), e = 0.0002,  $\omega_0 = 1.1717$  ("Метида"). В белой области синхронный  $\beta$ -резонанс не существует. Положение Метиды (J16) указано точкой с барами ошибок. Штриховые горизонтальные линии соответствуют приведенным справа значениям  $\omega_0$ .

ские эффекты во вращательной динамике внутренних спутников Юпитера.

#### РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВО ВРАЩЕНИИ СПУТНИКОВ

Изучение эффектов геодезического вращения внутренних спутников Юпитера производилось относительно кинематически невращающейся собственной координатной системы исследуемых тел (Kopeikin и др., 2011; Archinal и др., 2018). Положения, скорости и орбитальные элементы спутников брались из Horizons On-Line Ephemeris System (Giorgini и др., 2001) на всех интервалах времени существования эфемерид. В табл. 2 дана информация о шаге и интервале времени проводимых исследований. Для Солнца, больших планет, Луны и Плутона положения и скорости вычислялись с помощью фундаментальной эфемериды JPL DE431/LE431 (Folkner и др., 2014).

Спутник	Интервал времени производимых исследований	Шаг
Метида	400 лет (от AD1799 19 декабря до AD2200 13 января)	42 мин
Адрастея	400 лет (от AD1799 19 декабря до AD2200 13 января)	42 мин
Амальтея	1000 лет (от AD1600 07 февраля до AD2599 06 декабря)	60 мин
Фива	400 лет (от AD1799 19 декабря до AD2200 13 января)	90 мин

Таблица 2. Интервал времени и шаг проводимых исследований

Вычисление скоростей геодезического вращения внутренних спутников Юпитера проводилось:

а) в углах вращения спутников ( $\alpha_0, \delta_0, W$ ) относительно неподвижного экватора Земли эпохи J2000.0, определенного в международной системе координат (ICRF) (Ма и др., 1998), и точки весеннего равноденствия эпохи J2000.0;

б) в углах Эйлера ( $\psi$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$ ) относительно систем координат этих спутников (Archinal и др., 2018), начало которых совпадает с их центрами масс.

Вид вектора угловой скорости геодезического вращения для любых тел Солнечной системы определяется следующей формулой (Eroshkin, Pashkevich, 2007; Pashkevich, Eroshkin, 2018):

$$\overline{\sigma}_{i} = \frac{1}{c^{2}} \sum_{j \neq i} \frac{Gm_{j}}{\left|\overline{R}_{i} - \overline{R}_{j}\right|^{3}} \left(\overline{R}_{i} - \overline{R}_{j}\right) \times \left(\frac{3}{2} \frac{\overline{R}_{i}}{R_{i}} - 2\overline{R}_{j}\right).$$
(2)

Здесь *с* – скорость света в вакууме; *G* – гравитационная постоянная; индекс *i* соответствует исследуемым телам (внутренним спутникам Юпитера), а *j* – возмущающим телам;  $\overline{R}_i, \overline{R}_j, \overline{R}_j, \overline{R}_j$  – барицентрические векторы положений и скоростей *i*-го и *j*-го тела, соответственно; *m<sub>j</sub>* – масса *j*-го тела; символ × означает векторное произведение. Далее в формулах индекс *i* опущен. Как видно из формулы (2), величина вектора геодезического вращения спутника  $|\overline{o}| \sim \frac{M}{r^{2.5}}$ , где  $m_{j=M} = M$  – масса центрального тела (Юпитера), а  $|\overline{R}_i - \overline{R}_{j=M}| = r$  –

расстояние до него, т.е. существенным образом зависит от близости спутника к центральному телу. В частности, из формулы (2) следует, что геодезическое вращение тела зависит только от масс возмущающих тел и от расстояния до них, и не зависит от массы самого тела.

Скорости геодезического вращения внутренних спутников Юпитера определяются в углах Эйлера следующим образом (Пашкевич, Вершков, 2019):

$$\Delta \dot{\psi} = -\frac{\sigma_1 \sin \phi + \sigma_2 \cos \phi}{\sin \theta} \\ \Delta \dot{\theta} = -\sigma_1 \cos \phi + \sigma_2 \sin \phi \\ \Delta \dot{\phi} = \sigma_3 - \Delta \dot{\psi} \cos \theta \end{cases}$$
(3)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

Здесь  $\psi$  — угол долготы нисходящего узла экватора тела на эклиптике эпохи J2000.0; θ – угол наклона экватора тела к неподвижной эклиптике эпохи J2000.0; ф – угол собственного вращения тела между нисходящим узлом эпохи J2000.0 и главной осью минимального момента инерции тела, проходящей через точку В, на экваторе вращения тела (рис. 3);  $\Delta \dot{\psi} = \dot{\psi}_r - \dot{\psi}, \ \Delta \dot{\theta} = \dot{\theta}_r - \dot{\theta}$  и  $\Delta \dot{\phi} = \dot{\phi}_r - \dot{\phi} - paзности релятивистских и ньюто$ новых углов Эйлера исследуемого тела, соответственно; точка означает дифференцирование по времени;  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  – редуцированные (Пашкевич, 2016) компоненты вектора угловой скорости (2) геодезического вращения внутренних спутников Юпитера от геоцентрической системы координат (координатная система эфемериды DE431/LE431) к планетоцентрической координатной системе (Archinal и др., 2018).

Представленная на рис. 4 конфигурация расположения углов вращения тел Солнечной системы ( $\alpha_0$ ,  $\delta_0$ , W) аналогична конфигурации для углов Эйлера (см. рис. 3). Здесь  $\alpha_0$  – прямое восхождение северного полюса вращения тела;  $\delta_0$  – склонение северного полюса вращения тела; W = QB – угловое расстояние нулевого меридиана тела, отсчитываемое по экватору тела от неподвижного экватора Земли эпохи J2000.0. Посредством замены углов Эйлера на соответствующие углы вращения спутников ( $\psi \rightarrow 270^\circ + \alpha_0$ ,  $\theta \rightarrow 90^\circ - \delta_0$ ,  $\phi \rightarrow 180^\circ + W$ ) из выражений (3) получаются выражения для скоростей геодезического вращения внутренних спутников Юпитера в углах их вращения:

$$\Delta \dot{\alpha}_{0} = \frac{\sigma_{1} \sin W + \sigma_{2} \cos W}{\cos \delta_{0}} \left\{ \Delta \dot{\delta}_{0} = -\sigma_{1} \cos W + \sigma_{2} \sin W \right\}, \quad (4)$$
$$\Delta \dot{W} = \sigma_{3} - \Delta \dot{\alpha} \sin \delta_{0} \left\{ \right\}$$

где  $\Delta \dot{\alpha}_0 = \dot{\alpha}_{0r} - \dot{\alpha}_0$ ,  $\Delta \dot{\delta}_0 = \dot{\delta}_{0r} - \dot{\delta}_0$ , и  $\Delta \dot{W} = \dot{W}_r - \dot{W}$ – разности релятивистских и ньютоновых скоростей вращения исследуемого тела, соответственно; точка означает дифференцирование по времени.

Наиболее существенные составляющие скорости геодезического вращения исследуемого тела находились методами наименьших квадратов и спектрального анализа (Пашкевич, 2016). В ре-



Рис. 3. Углы Эйлера (ψ, θ, φ), определяющие вращение тел Солнечной системы.



**Рис. 4.** Углы вращения тел Солнечной системы ( $\alpha_0, \delta_0, W$ ).

зультате вычисляются значения коэффициентов основных вековых, периодических и смешанных членов скорости геодезического вращения тела. Выражения, описывающие скорость геодезического вращения тела, представляются в следующем виде:

$$\Delta \dot{x} = \Delta \dot{x}_{I} + \Delta \dot{x}_{II} = \sum_{n=1}^{N} \Delta \dot{x}_{n} t^{n-1} + \sum_{j} \sum_{k=0}^{M} (\Delta \dot{x}_{Cjk} \cos(\nu_{j0} + \nu_{j1} t) + (5) + \Delta \dot{x}_{Sik} \sin(\nu_{j0} + \nu_{j1} t)) t^{k},$$

где  $\Delta \dot{x}_n - \kappa o \Rightarrow \phi \phi$ ициенты вековых членов;  $\Delta \dot{x}_{Sjk}$ ,  $\Delta \dot{x}_{Cjk} - \kappa o \Rightarrow \phi \phi$ ициенты периодических членов и смешанных членов;  $\dot{x} = \dot{\psi}, \dot{\theta}, \dot{\phi}, \dot{\alpha}_0, \dot{\delta}_0, \dot{W}; v_{j0}, v_{j1} - \phi$ азы и частоты исследуемого тела, являющиеся комбинациями соответствующих аргументов Делоне и средних долгот возмущающих тел; индекс суммирования *j* определяет количество суммируемых периодических членов и его значение изменяется для каждого исследуемого тела; *t* – время в юлианских днях; *N* и *M* – параметры аппроксимации.

На рис. 5 представлена вычисленная скорость геодезического вращения внутренних спутников

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

	Метида (J16)	Адрастея (J15)	Амальтея (J5)	Фива (J14)	Юпитер (J)
	Δψ <sub>I</sub> (")	Δψ <sub>I</sub> (")	Δψ <sub>I</sub> (")	Δψ <sub>I</sub> (")	Δψ <sub>Ι</sub> (")
t	- 52957.2516	-51932.8456	-22118.2274	-13372.5500	-0.2130
$t^2$	-20.0929	- 19.7509	-0.7460	-2.8287	0.0035
	Δθ <sub>I</sub> ('')				
t	-0.4232	-0.4151	-0.0923	-2.4703	-0.0060
$t^2$	- 3.9838	- 3.9067	4.7351	37.7619	0.0001
	Δφ <sub>Ι</sub> (")	Δφ <sub>I</sub> (")	Δφ <sub>I</sub> (")	Δφ <sub>I</sub> (")	Δφ <sub>I</sub> (")
t	26460.9380	25949.0709	11055.1784	6693.8317	-0.0987
$t^2$	19.8858	19.5347	0.5755	2.8902	-0.0036

Таблица 3. Вековые члены геодезического вращения Юпитера (Pashkevich, Vershkov, 2019) и его внутренних спутников, вычисленные для углов Эйлера

Юпитера в углах Эйлера. Белая линия на графиках показывает вековой ход.

После аналитического интегрирования выражения (5) вычисляются вековые члены, периодические и смешанные члены геодезического вращения тела:

$$\Delta x = \Delta x_{\rm I} + \Delta x_{\rm II} = \sum_{n=1}^{N} \Delta x_n t^n + \sum_{j} \sum_{k=0}^{M} (\Delta x_{Cjk} \cos(v_{j0} + v_{j1}t) + (6) + \Delta x_{Sik} \sin(v_{j0} + v_{j1}t))t^k,$$

где  $\Delta x_n = \frac{\Delta \dot{x}_n}{n}$ ,  $x = \psi, \theta, \phi, \alpha_0, \delta_0$ , W, а коэффициенты при синусах и косинусах вычисляются следующим образом:

$$\Delta x_{SjM} = \frac{\Delta \dot{x}_{CjM}}{v_{j1}}, \quad \Delta x_{CjM} = \frac{-\Delta \dot{x}_{SjM}}{v_{j1}}, \Delta x_{SjM-1} = \frac{\Delta \dot{x}_{CjM-1} - m\Delta x_{CjM}}{v_{j1}}, \Delta x_{CjM-1} = \frac{m\Delta x_{SjM} - \Delta \dot{x}_{SjM-1}}{v_{j1}},$$
(7)

$$\Delta x_{Sj1} = \frac{\Delta \dot{x}_{Cj1} - 2\Delta x_{Cj2}}{v_{j1}}, \quad \Delta x_{Cj1} = \frac{2\Delta x_{Sj2} - \Delta \dot{x}_{Sj1}}{v_{j1}},$$
$$\Delta x_{Sj0} = \frac{\Delta \dot{x}_{Cj0} - \Delta x_{Cj1}}{v_{j1}}, \quad \Delta x_{Cj0} = \frac{\Delta x_{Sj1} - \Delta \dot{x}_{Sj0}}{v_{j1}}.$$

...

В результате исследований методом наименьших квадратов были определены значения величин N = 2 и M = 1, обеспечивающие наилучшую аппроксимацию параметров геодезического вращения.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

В табл. 3–5 представлены вычисленные значения вековых (табл. 3 и 5), периодических и смешанных (табл. 4, 5) членов геодезического вращения внутренних спутников Юпитера. В табл. 3 и 4: t - Динамическое Барицентрическое Время (Dynamical Barycentric Time) (TDB) измеряется в юлианских тысячелетиях (tjy) (365250 суток) от эпохи J2000.

Как видно из табл. 3, вычисленная величина линейного члена геодезической прецессии Метиды  $\Delta \psi_1 = -1^{\circ}.4710348$  в столетие, что хорошо согласуется с теоретическим значением этой величины  $-1^{\circ}.473$  в столетие, полученной в работе (Biscani, Carloni, 2015) для упрощенной модели вращения спутника без квадратичного члена. Следует отметить, что присутствие квадратичного члена в табл. 3 указывает на изменение величины скорости геодезического вращения.

Следует отметить, что у Юпитера, вращающегося вокруг своего более массивного центрального тела (Солнца), величина геодезического вращения (Pashkevich, Vershkov, 2019) в 10<sup>5</sup> раз меньше, чем у его ближайших спутников (см. табл. 3), для которых Юпитер является менее массивным центральным телом. Из данного обстоятельства следует, что в Солнечной системе есть объекты, у которых большая величина геодезического вращения обусловлена их близостью к возмущающему центральному телу, а не его массой.

В табл. 4  $\Omega_{L55}$ ,  $\Omega_{L514}$  – долготы восходящих узлов (орбиты спутников Юпитера) на плоскости Лапласа для Амальтеи и Фивы, соответственно;  $\lambda_5$  – средняя долгота Юпитера;  $\lambda_{55}$ ,  $\lambda_{514}$ ,  $\lambda_{515}$ ,  $\lambda_{516}$  – средние юпитероцентрические долготы Амальтеи, Фивы, Адрастеи и Метиды, соответственно. Средняя долгота Юпитера взята из работы (Brumberg, Bretagnon, 2000). Средние долготы и долготы восходящих узлов спутников Юпитера взяты из работы (Archinal и др., 2018).



Рис. 5. Скорость геодезического вращения внутренних спутников Юпитера в углах Эйлера (*T* время в юлианских годах). Белая линия показывает вековой ход.

Название тела	Угол	Период	Аргумент	Коэффициент при sin(Аргумент) (" × 10 <sup>-6</sup> )	Коэффициент при cos(Аргумент) (" × 10 <sup>-6</sup> )
	Asic	7.0752 ч	$\lambda_{516}-\lambda_5$	-491.02 + 66.84t	406.71 + 77.88 <i>t</i>
	$\Delta \Psi_{II}$	7.0742 ч	$\lambda_{516}+\lambda_5$	36.97 + 70.96t	326.50 - 3.60t
Метида (J16)	10	7.0752 ч	$\lambda_{516}-\lambda_5$	-12.11 - 0.68t	-4.19 + 1.84t
	Δθ <sub>II</sub>	7.0742 ч	$\lambda_{516}+\lambda_5$	12.68 - 0.25t	-1.43 - 2.68t
	<b>A</b>	7.0752 ч	$\lambda_{516}-\lambda_5$	191.16 – 11.21 <i>t</i>	-46.80 - 30.55t
	$\Delta \phi_{II}$	7.0742 ч	$\lambda_{516}+\lambda_5$	-36.99 - 70.18t	-326.96 + 3.90t
	<b>A</b>	7.1587 ч	$\lambda_{515}-\lambda_5$	-619.25 + 144.03t	-96.70 - 880.88t
	$\Delta \Psi_{II}$	7.1578 ч	$\lambda_{515} + \lambda_5$	-216.77 - 332.46 <i>t</i>	240.02 - 294.02t
Адрастея (J15)	10	7.1587ч	$\lambda_{515} - \lambda_5$	-4.80 + 16.84t	-11.64 - 7.06t
	$\Delta \Theta_{II}$	7.1578 ч	$\lambda_{515}+\lambda_5$	9.32 – 11.54 <i>t</i>	8.41 + 12.88t
		7.1587ч	$\lambda_{515} - \lambda_5$	159.02 – 163.79 <i>t</i>	110.20 + 221.18t
	$\Delta \phi_{II}$	7.1578 ч	$\lambda_{515}+\lambda_5$	217.02 + 333.29t	-240.32 + 295.24t
		143.7475 сут	$\Omega_{L55}$	14788.07 – 20766.41 <i>t</i>	-8065.69 - 240278.07t
	<b>A</b>	71.8737 сут	$2\Omega_{L55}$	-705.83 + 8528.53t	1110.30 + 17772.11t
	$\Delta \Psi_{II}$	11.9577 ч	$\lambda_{55} - \lambda_5$	428.18 - 518.50 <i>t</i>	221.47 + 672.87t
		11.9549 ч	$\lambda_{55}+\lambda_5$	215.16 +138.37 <i>t</i>	-118.79 + 403.48t
Амальтея (J5)		143.7475 сут	$\Omega_{L55}$	290.56 + 9211.87 <i>t</i>	585.78 - 792.88 <i>t</i>
	10	71.8737 сут	$2\Omega_{L55}$	-16.61 - 340.18t	-27.57 + 162.20t
Амальтея (J5)	Δθ <sub>II</sub>	11.9577 ч	$\lambda_{55}-\lambda_5$	0.57 - 17.16t	9.58 - 2.20t
		11.9549 ч	$\lambda_{55}+\lambda_5$	-4.61 + 15.81t	-8.33 - 5.39t
		143.7475 сут	$\Omega_{L55}$	-14505.42 + 20809.18t	7964.79 + 240812.87 <i>t</i>
	A.0	71.8737 сут	$2\Omega_{L55}$	705.95 – 8528.58 <i>t</i>	-1110.22 - 17772.10t
	$\Delta \phi_{II}$	11.9577 ч	$\lambda_{55} - \lambda_5$	-90.20 + 232.96t	-118.14 - 114.91t
		11.9549 ч	$\lambda_{55}+\lambda_5$	-215.48 - 138.61t	118.75 - 404.03t
		291.3118 сут	$\Omega_{L514}$	-20924.96 - 523207.02t	41738.74 - 1108462.06 <i>t</i>
	Aur	145.6559 сут	$2\Omega_{L514}$	871.19 + 180592.02 <i>t</i>	-9582.70 + 175870.07t
Адрастея (J15) Амальтея (J5) Фива (J14)	$\Delta \Psi_{\Pi}$	16.1914 ч	$\lambda_{514}-\lambda_5$	-463.338 + 113.40t	137.40 + 384.96t
		16.1863 ч	$\lambda_{514}+\lambda_5$	-76.85 + 288.85t	205.30 + 55.46t
Фива (J14)		291.3118 сут	$\Omega_{L514}$	-1560.60 + 39956.22t	-871.89 - 19067.79t
	40	145.6559 сут	$2\Omega_{L514}$	170.03 - 3080.78 <i>t</i>	11.00 + 3191.90t
	$\Delta 0_{II}$	16.1914 ч	$\lambda_{514} - \lambda_5$	-7.24 - 3.94t	-6.81 + 4.93t
		16.1863 ч	$\lambda_{514}+\lambda_5$	8.24 + 2.12t	2.76 - 9.20t
		291.3118 сут	$\Omega_{L514}$	21951.15 + 524366.28 <i>t</i>	-42198.58 + 1110937.40t
	10	145.6559 сут	$2\Omega_{L514}$	-871.47 - 180591.77 <i>t</i>	9582.78 – 175869.98 <i>t</i>
	$\Delta \Psi_{II}$	16.1914 ч	$\lambda_{514}-\lambda_5$	147.35 + 19.52t	24.12 - 124.60t
		16.1863 ч	$\lambda_{514}+\lambda_5$	77.02 – 288.66 <i>t</i>	-205.62 - 55.10t

Таблица 4. Периодические и смешанные члены геодезического вращения внутренних спутников Юпитера, вычисленные для углов Эйлера

## ПАШКЕВИЧ и др.

**Таблица 5.** Углы вращения внутренних спутников Юпитера (α<sub>0</sub>, δ<sub>0</sub>, W) и их вековые, периодические и смешанные члены геодезического вращения

Метида (J16):	$\begin{aligned} \alpha_0 &= 268.05 - 0.009T \\ \Delta \alpha_0 &= 0.1241T - 0.0007T^2 \\ &- 8.590 \times 10^{-10}\cos(J15) + 1.424 \times 10^{-9}\sin(J15) \\ &- 2.068 \times 10^{-11}T\cos(J15) - 1.413 \times 10^{-11}T\sin(J15) \\ &- 7.330 \times 10^{-10}\cos(J16) - 3.720 \times 10^{-10}\sin(J16) \\ &+ 8.023 \times 10^{-12}T\cos(J16) - 1.750 \times 10^{-11}T\sin(J16) \end{aligned}$
	$\begin{split} \delta_0 &= 64.49 + 0.003 T \\ \Delta \delta_0 &= -0.0199 T - 0.00004 T^2 \\ &+ 2.620 \times 10^{-10} \cos(J15) + 1.306 \times 10^{-10} \sin(J15) \\ &- 1.233 \times 10^{-12} T \cos(J15) + 3.193 \times 10^{-12} T \sin(J15) \\ &+ 1.600 \times 10^{-10} \cos(J16) - 3.161 \times 10^{-10} \sin(J16) \\ &+ 7.374 \times 10^{-12} T \cos(J16) + 3.613 \times 10^{-12} T \sin(J16) \end{split}$
	W = 33.29 + 1206.9986602 d $\Delta W = -0.0000232 d + 4 \times 10^{-14} d^{2}$ $+ 1.076 \times 10^{-8} \cos(J15) - 9.604 \times 10^{-9} \sin(J15)$ $+ 1.500 \times 10^{-10} T \cos(J15) + 1.671 \times 10^{-10} T \sin(J15)$ $+ 6.420 \times 10^{-10} \cos(J16) + 3.344 \times 10^{-10} \sin(J16)$ $- 6.380 \times 10^{-12} T \cos(J16) + 1.782 \times 10^{-11} T \sin(J16)$
Адрастея (J15):	$\begin{aligned} \alpha_0 &= 268.05 - 0.009T \\ \Delta \alpha_0 &= 0.1217T - 0.00006T^2 \\ &+ 4.885 \times 10^{-10} \cos(J13) + 1.559 \times 10^{-9} \sin(J13) \\ &+ 2.235 \times 10^{-10}T \cos(J13) - 7.292 \times 10^{-11}T \sin(J13) \\ &- 7.523 \times 10^{-10} \cos(J14) + 2.984 \times 10^{-10} \sin(J14) \\ &+ 3.962 \times 10^{-11}T \cos(J14) + 1.021 \times 10^{-10}T \sin(J14) \end{aligned}$
	$\begin{split} \delta_0 &= 64.49 + 0.003 \ T \\ \Delta \delta_0 &= -0.0195 \ T - 0.00004 \ T^2 \\ &+ 2.665 \times 10^{-10} \cos(J13) - 1.079 \times 10^{-10} \sin(J13) \\ &- 1.513 \times 10^{-11} \ T \cos(J13) - 3.958 \times 10^{-11} \ T \sin(J13) \\ &- 1.288 \times 10^{-10} \cos(J14) - 3.242 \times 10^{-10} \sin(J14) \\ &- 4.402 \times 10^{-11} \ T \cos(J14) + 1.734 \times 10^{-11} \ T \sin(J14) \end{split}$
	W = 33.29 + 1206.9986602 d $\Delta W = -0.0000227 d + 4 \times 10^{-14} d^2$ $- 6.374 \times 10^{-11} \cos(J13) - 1.418 \times 10^{-8} \sin(J13)$ $- 2.032 \times 10^{-9} T \cos(J13) + 1.056 \times 10^{-11} T \sin(J13)$ $+ 6.654 \times 10^{-10} \cos(J14) - 2.579 \times 10^{-10} \sin(J14)$ $- 3.175 \times 10^{-11} T \cos(J14) - 8.922 \times 10^{-11} T \sin(J14)$

### Таблица 5. Продолжение

Амальтея (J5):	$\begin{aligned} \alpha_0 &= 268.05 - 0.009T - 0.84 \sin(J1) + 0.01 \sin(2 J1) \\ \Delta \alpha_0 &= 0.0518T - 0.00003T^2 \\ &- 1.091 \times 10^{-8} \cos(J1) + 4.759 \times 10^{-7} \sin(J1) \\ &+ 5.759 \times 10^{-8} T \cos(J1) - 1.618 \times 10^{-8} T \sin(J1) \\ &+ 1.424 \times 10^{-10} \cos(2J1) - 2.774 \times 10^{-9} \sin(2J1) \\ &- 3.866 \times 10^{-10} T \cos(2J1) + 1.040 \times 10^{-10} T \sin(2J1) \\ &- 7.333 \times 10^{-10} \cos(J9) - 1.016 \times 10^{-9} \sin(J9) \\ &- 1.531 \times 10^{-10} T \cos(J9) + 1.611 \times 10^{-10} T \sin(J9) \\ &+ 4.740 \times 10^{-10} \cos(J10) - 4.033 \times 10^{-10} \sin(J10) \\ &- 8.403 \times 10^{-11} T \cos(J10) - 6.913 \times 10^{-11} T \sin(J10) \end{aligned}$
	$\begin{split} \delta_0 &= 64.49 + 0.003 T - 0.36 \cos(J1) \\ \Delta \delta_0 &= -0.0083 T - 0.00002 T^2 \\ &+ 2.057 \times 10^{-7} \cos(J1) - 1.972 \times 10^{-9} \sin(J1) \\ &- 6.964 \times 10^{-9} T \cos(J1) - 2.489 \times 10^{-8} T \sin(J1) \\ &- 9.629 \times 10^{-10} \cos(2J1) - 1.405 \times 10^{-11} \sin(2J1) \\ &+ 2.196 \times 10^{-11} T \cos(2J1) + 8.530 \times 10^{-11} T \sin(2J1) \\ &- 1.656 \times 10^{-10} \cos(J9) + 1.449 \times 10^{-10} \sin(J9) \\ &+ 3.135 \times 10^{-11} T \cos(J9) + 2.542 \times 10^{-11} T \sin(J9) \\ &+ 1.739 \times 10^{-10} \cos(J10) + 2.039 \times 10^{-10} \sin(J10) \\ &+ 2.980 \times 10^{-11} T \cos(J10) - 3.628 \times 10^{-11} T \sin(J10) \end{split}$
	$\begin{split} W &= 231.67 + 722.6314560d + 0.76\sin(J1) - 0.01\sin(2J1) \\ \Delta W &= -0.0000097d + 2 \times 10^{-14} d^2 \\ &+ 3.907 \times 10^{-9}\cos(J1) - 4.044 \times 10^{-7}\sin(J1) \\ &- 5.001 \times 10^{-8} T\cos(J1) + 1.474 \times 10^{-8} T\sin(J1) \\ &- 1.267 \times 10^{-10}\cos(2J1) + 2.853 \times 10^{-9}\sin(2J1) \\ &+ 3.878 \times 10^{-10} T\cos(2J1) - 1.050 \times 10^{-10} T\sin(2J1) \\ &+ 3.527 \times 10^{-9}\cos(J9) + 1.030 \times 10^{-8}\sin(J9) \\ &+ 1.687 \times 10^{-9} T\cos(J9) - 9.374 \times 10^{-10} T\sin(J9) \\ &- 4.263 \times 10^{-10}\cos(J10) + 3.506 \times 10^{-10}\sin(J10) \\ &+ 7.343 \times 10^{-11} T\cos(J10) + 6.139 \times 10^{-11} T\sin(J10) \end{split}$
Фива (J14):	$\begin{aligned} \alpha_0 &= 268.05 - 0.009 \ T - 2.11 \sin(J2) + 0.04 \sin(2J2) \\ \Delta\alpha_0 &= 0.0312 \ T - 0.00002 \ T^2 \\ &- 1.284 \times 10^{-7} \cos(J2) + 1.691 \times 10^{-6} \sin(J2) \\ &+ 3.038 \times 10^{-7} \ T \cos(J2) + 2.561 \times 10^{-8} \ T \sin(J2) \\ &+ 2.417 \times 10^{-9} \cos(2J2) - 2.937 \times 10^{-8} \sin(2J2) \\ &- 5.145 \times 10^{-9} \ T \cos(2J2) - 4.619 \times 10^{-10} \ T \sin(2J2) \\ &- 1.736 \times 10^{-10} \cos(J11) + 1.244 \times 10^{-9} \sin(J11) \\ &- 1.025 \times 10^{-10} \ T \cos(J12) - 3.647 \times 10^{-11} \ T \sin(J12) \\ &+ 4.938 \times 10^{-12} \ T \cos(J12) - 5.795 \times 10^{-11} \ T \sin(J12) \end{aligned}$

#### Таблица 5. Окончание

$\delta_0 = 64.49 + 0.003T - 0.91\cos(J2) + 0.01\cos(2J2)$
$\Delta \delta_0 = -0.0050 T - 0.00002 T^2$
+ 7.282 × $10^{-7}$ cos(J2) + 3.502 × $10^{-8}$ sin(J2)
+ $1.115 \times 10^{-8} T \cos(J2) - 1.311 \times 10^{-7} T \sin(J2)$
$-6.510 \times 10^{-9} \cos(2J2) - 4.351 \times 10^{-10} \sin(2J2)$
$-1.171 \times 10^{-10} T \cos(2J2) + 1.131 \times 10^{-9} T \sin(2J2)$
$+2.223 \times 10^{-10} \cos(J11) + 1.410 \times 10^{-11} \sin(J11)$
$-7.947 \times 10^{-13} T \cos(J11) + 1.754 \times 10^{-11} T \sin(J11)$
+ $1.612 \times 10^{-11} \cos(J12) - 2.664 \times 10^{-10} \sin(J12)$
$+2.429 \times 10^{-11} T \cos(J12) + 1.468 \times 10^{-12} T \sin(J12)$
$W = 8.56 + 533.7004100d + 1.91\sin(J2) - 0.04\sin(2J2)$
$\Delta \mathbf{W} = -0.0000058d + 1 \times 10^{-14} d^2$
$+9.219 \times 10^{-8} \cos(J_2) - 1.443 \times 10^{-6} \sin(J_2)$
$-2.651 \times 10^{-7} T \cos(J2) - 1.892 \times 10^{-8} T \sin(J2)$
$-2.387 \times 10^{-9} \cos(2J2) + 2.933 \times 10^{-8} \sin(2J2)$
$+5.164 \times 10^{-9} T \cos(2J2) + 4.613 \times 10^{-10} T \sin(2J2)$
$+4.639 \times 10^{-9} \cos(J11) - 9.887 \times 10^{-9} \sin(J11)$
+ 8.151 × 10 <sup>-10</sup> T cos(J11) + 3.821 × 10 <sup>-10</sup> T sin(J11)
$+5.425 \times 10^{-10} \cos(J12) + 3.867 \times 10^{-11} \sin(J12)$
$-3.672 \times 10^{-12} T \cos(J12) + 5.247 \times 10^{-11} T \sin(J12)$

*T* – Динамическое Барицентрическое Время (Dynamical Barycentric Time) (TDB) измеряется в юлианских столетиях (сју) (36525 дней) от эпохи J2000;

d – Динамическое Барицентрическое Время (Dynamical Barycentric Time) (TDB) измеряется в юлианских днях (jd) от эпохи J2000; все величины углов ( $\alpha_0$ ,  $\Delta \alpha_0$ ,  $\delta_0$ ,  $\Delta \delta_0$ , W,  $\Delta W$ ) приведены в градусах;

$J1 = \Omega_{L55} = 73^{\circ}.32 + 91472^{\circ}.9T,$			
$J2 = \Omega_{L514} = 24^{\circ}.62 + 45137^{\circ}.2T,$	$J9 = \lambda_{55} - \lambda_5,$	$J10 = \lambda_{55} + \lambda_5,$	$J11 = \lambda_{514} - \lambda_5,$
$J12 = \lambda_{514} + \lambda_5,  J13 = \lambda_{515} - \lambda_5,$	$J14 = \lambda_{515} + \lambda_5,$	$J15 = \lambda_{516} - \lambda_5,$	$J16 = \lambda_{516} + \lambda_{5}$
$\lambda_5 = 34^{\circ}.35 + 3034^{\circ}.9T = 0.5995463$	2934 + 52.969096509462	Τ,	$\lambda_{55} = 722^{\circ}.6314560d,$
$\lambda_{514} = 533^{\circ}.7004100d,$	$\lambda_{515} = 1206^{\circ}.99866$	502 <i>d</i> ,	$\lambda_{516} = 1221^{\circ}.2547301d.$

В табл. 5 представлены углы вращения ( $\alpha_0$ ,  $\delta_0$ , W) внутренних спутников Юпитера (Archinal и др., 2018) и вычисленные в настоящем исследовании наиболее существенные вековые, периодические и смешанные члены их геодезического вращения ( $\Delta \alpha_0$ ,  $\Delta \delta_0$ ,  $\Delta W$ ). Следует отметить, что используемые в модели для описания геодезического вращения смешанные по времени Пуассоновские члены в формуле (6) с коэффициентами из табл. 4 и 5 могут использоваться только на интервалах времени проводимых исследований (см. табл. 2). Эти члены очень хорошо описывают долгопериодические колебания с неполным периодом, представленные на рис. 5 в виде расходящихся амплитуд.

Как видно из табл. 3 и 5 значения величин геодезической прецессии спутников увеличиваются по мере уменьшения их расстояния до центрального тела — Юпитера, внося существенный вклад в величины прямых восхождений и склонений рассматриваемых спутников (см. табл. 5). Так, например, для Метиды (самого близкого на данный момент спутника Юпитера) величина геодезической прецессии в прямом восхождении Δα<sub>0</sub> в 13 раз по абсолютной величине превосходит результирующую величину его прямого восхождения α<sub>0</sub>, а величина геодезической прецессии в склонении  $\Delta \delta_0$  в семь раз по абсолютной величине превосходит результирующую величину его склонения δ<sub>0</sub>. Для Фивы (самого дальнего спутника из рассматриваемых спутников Юпитера) эти величины ( $\Delta \alpha_0, \Delta \delta_0$ ) в три и в два раза по абсолютной величине превосходят его  $\alpha_0$  и  $\delta_0$ , соответственно. Из данного обстоятельства следует, что в Солнечной системе есть объекты с существенным геодезическим вращением, так величина геодезической прецессии внутренних спутников Юпитера сопоставима с их прецессией в ньютоновом приближении (см. табл. 5).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была рассмотрена вращательная динамика внутренних спутников Юпитера – Метиды, Адрастеи, Амальтеи и Фивы. Исследование устойчивости плоского синхронного вращения показало, что теоретически ожидаемое (Goldreich, Peale, 1966; Peale, 1977; 1999) и наблюдаемое (Smith и др., 1979а; Thomas и др., 1998) плоское синхронное врашение всех внутренних спутников Юпитера для наиболее вероятных значений параметров их фигур является устойчивым относительно наклона оси вращения. На диаграммах устойчивости, построенных для всех теоретически возможных значений параметров фигур спутников, рассмотренные нами спутники расположены далеко от областей с неустойчивой динамикой. Возмущения во вращательной динамике спутников, вызванные, например, столкновениями (не приводящими к существенному изменению фигуры спутника) или тесными сближениями с другими телами, не приведут к выходу спутников из синхронного спин-орбитального резонанса. Возможная эволюция фигуры Амальтеи, обусловленная ее весьма вытянутой формой, также не приведет к ее выходу из наблюдаемого режима плоского синхронного вращения.

Исследование релятивистского врашения внутренних спутников Юпитера позволило определить, впервые в углах Эйлера и в углах их вращения относительно неподвижного экватора Земли эпохи J2000.0, наиболее существенные вековые, периодические и смешанные члены их геодезического вращения. Настоящее исследование показало, что величина геодезического вращения может быть существенной не только у объектов, которые вращаются вокруг сверхмассивных центральных тел (нейтронных звезд), но и у тел с малым расстоянием до менее массивного центрального тела, например, у близких спутников планет гигантов. Полученные аналитические значения для геодезического вращения внутренних спутников Юпитера могут быть использованы для численного исследования их вращения в релятивистском приближении.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00811.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абалакин В.К. Основы эфемеридной астрономии. М.: Наука, 1979. 448 с.
- *Белецкий В.В.* Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 416 с.
- Вулард Э. Теория вращения Земли вокруг центра масс. М.: Физматгиз, 1963.
- *Лихтенберг А., Либерман М.* Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984. 528 с.

- Мельников А.В., Шевченко И.И. Об устойчивости вращения несферических естественных спутников в синхронном резонансе // Астрон. вестн. 2000. Т. 34. № 5. С. 478–486. (Melnikov A.V., Shevchenko I.I. On the Stability of the Rotational Motion of Nonspherical Natural Satellites in a Synchronous Resonance // Sol. Syst. Res. 2000. V. 34. № 5. P. 434–442.)
- Мельников А.В., Шевченко И.И. Необычные режимы вращения малых спутников планет // Астрон. вестн. 2007. Т. 41. № 6. С. 521–530. (*Melnikov A.V., Shevchenko I.I.* Unusual rotation modes of minor planetary satellites // Sol. Syst. Res. 2007. V. 41. № 6. P. 483–491.) https://doi.org/10.1134/S0038094607060032
- Пашкевич В.В. Геодезическое (релятивистское) вращение тел Солнечной системы // Вестн. СПбГУ. 2016. Сер. 1. Т. 3(61). Вып. 3. С. 506–516.
- Пашкевич В.В., Вершков А.Н. Учет релятивистских эффектов во вращении Марса и его спутников // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 6. С. 423–427. (*Pashkevich V.V., Vershkov A.N.* Consideration of Relativistic Effects in the Rotation of Mars and its Satellites // Sol. Syst. Res. 2019. VI. 53. № 6. Р. 431–435. https://doi.org/10.1134/S0038094619060066) https://doi.org/10.1134/S0320930X19060069
- Торжевский А.П. Периодические решения уравнения плоских колебаний спутника на эллиптической орбите // Космич. исслед. 1964. Т. 2. Вып. 5. С. 667–678.
- Archinal B.A., Acton C.H., A'Hearn M.F. et al. Report of the IAU Working Group on Cartographic Coordinates and Rotational Elements: 2015 // Celest. Mech. Dyn. Astr. 2018. V. 130. № 22. P. 1–46.
- Barnard E.E. Discovery and observations of a fifth satellite to Jupiter // Astron. J. 1892. V. 12. № 275. P. 81–85.
- *Biscani F., Carloni S.* A first-order secular theory for the post-Newtonian two-body problem with spin II. A complete solution for the angular coordinates in the restricted case // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2015. V. 446. P. 3062–3077.
- Brumberg V.A., Bretagnon P. Kinematical Relativistic Corrections for Earth's Rotation Parameters // Proc. of IAU Colloquium 180 /Eds. Johnston K., McCarthy D., Luzum B., Kaplan G. U.S. Naval Observatory. 2000. P. 293–302.
- *De Sitter W.* On Einstein's Theory of Gravitation and its Astronomical Consequences // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1916. № 77. P. 155–184.
- *Eroshkin G.I., Pashkevich V.V.* Geodetic rotation of the Solar system bodies // Artificial Satellites. 2007. V. 42. Nº 1. P. 59–70.
- Folkner W.M, Williams J.G., Boggs D.H., Park R.S., Kuchynka P. The Planetary and Lunar Ephemerides DE430 and DE431 // IPN Progress Report 42-196. 2014. P. 1–81.
- *Fukushima T.* Geodesic Nutation // Astron. and Astrophys. 1991. V. 244. № 1. P. L11–L12.
- Giorgini J.D., Chodas P.W., Yeomans D.K. Orbit Uncertainty and Close-Approach Analysis Capabilities of the Horizons On-Line Ephemeris System // 33rd AAS/DPS meeting in New Orleans. LA. Nov 26. 2001–Dec 01. 2001.

- Goldreich P., Peale S. Spin-orbit coupling in the Solar system // Astron. J. 1966. V. 71. № 6. P. 425–438.
- *Kopeikin S., Efroimsky M., Kaplan G.* Relativistic Celestial Mechanics in the Solar System. Hoboken, NY: John Wiley and Sons, 2011. 894 p.
- *Kouprianov V.V., Shevchenko I.I.* On the chaotic rotation of planetary satellites: The Lyapunov exponents and the energy // Astron. and Astrophys. 2003. V. 410. P. 749–757.
- Ma C., Arias E.F., Eubanks T.M. et al. The international celestial reference frame as realized by very long baseline interferometry // Astron. J. 1998. V. 116. P. 516–546.
- Melnikov A., Pashkevich V., Vershkov A., Karelin G. Chaos and relativistic effects in the rotational dynamics of minor planetary satellites // Proc. Journées 2019 "Astrometry, Earth Rotation and Reference systems in the Gaia era". Observatoire de Paris, Paris, France, 07–09 October 2019, Ed. C. Bizouard). P. 339–344. (Pub Date September 2020, Bibcode: 2020jsrs.conf.339M.)
- *Melnikov A.V., Shevchenko I.I.* On the rotational dynamics of Prometheus and Pandora // Celest. Mech. Dynam. Astron. 2008. V. 101. № 1–2. P. 31–47.
- Pashkevich V.V., Eroshkin G.I. Relativistic rotation of the rigid body in the Rodrigues–Hamilton parameters: Lagrange function and equations of motion // Artificial Satellites. 2018. V. 53, № 3. P. 89–115. https://doi.org/10.2478/arsa-2018-0008
- Pashkevich V.V., Vershkov A.N. New High-Precision Values of the Geodetic Rotation of the Mars Satellites System, Major Planets, Pluto, the Moon and the Sun // Artifi-

cial Satellites. 2019. V. 54. № 2. P. 31–42. https://doi.org/10.2478/arsa-2019-0004

- *Peale S.J.* Rotation histories of the natural satellites // Planetary satellites / Ed. Burns J.A. Tucson: Univ. Arizona Press, 1977. P. 87–112.
- Peale S.J. Origin and evolution of the natural satellites // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1999. V. 37. P. 533– 602.
- Porco C.C. and the Cassini imaging team. Cassini imaging of Jupiter's atmosphere, satellites and rings // Science. 2003. V. 299. P. 1541–1547.
- *Shevchenko I.I.* The separatrix algorithmic map: application to the spin-orbit motion // Celest. Mech. and Dynam. Astron. 1999. V. 73. P. 259–268.
- Smith B.A. and the Voyager imaging team. Jupiter system through the eyes of Voyager-1 // Science. 1979a. V. 204. P. 951–972.
- Smith B.A. and the Voyager imaging team. The Galilean satellites and Jupiter: Voyager-2 imaging results // Science. 1979b. V. 206. P. 927–950.
- Thomas P.C., Burns J.A., Rossier L., Simonelli D. et al. The small inner satellites of Jupiter // Icarus 1998. V. 135. P. 360–371.
- *Tiscareno M.S., Thomas P.C., Burns J.A.* The rotation of Janus and Epimetheus // Icarus. 2009. V. 204. P. 254– 261.
- Wisdom J. Rotation dynamics of irregularly shaped natural satellites // Astron. J. 1987. V. 94. № 5. P. 1350–1360.

УДК 521.1

# ВОЗМОЖНЫЕ СОУДАРЕНИЯ И СБЛИЖЕНИЯ С ЗЕМЛЕЙ НЕКОТОРЫХ ОПАСНЫХ АСТЕРОИДОВ

© 2021 г. Л. Л. Соколов<sup>а, \*</sup>, И. А. Баляев<sup>а</sup>, Г. А. Кутеева<sup>а</sup>, Н. А. Петров<sup>а</sup>, Б. Б. Эскин<sup>а</sup>

<sup>a</sup>C.-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия \*e-mail: lsok@astro.spbu.ru Поступила в редакцию 16.07.2019 г.

После доработки 16.03.2020 г. Принята к публикации 13.07.2020 г.

В настоящей работе получены характеристики возможных соударений с Землей ряда опасных астероидов: 443104 (2013 XK22), 2015 RN35, 2008 EX5. Большинство этих соударений было ранее неизвестно. Обсуждаются также возможные сближения астероидов с Землей, и полученные ранее возможные соударения с Землей астероида Апофис. Полученные результаты свидетельствуют, что число возможных соударений с Землей опасных астероидов существенно больше, чем было известно ранее. Тщательное исследование этих соударений, а также предшествующих им сближений с Землей является актуальной задачей.

**Ключевые слова:** астероиды, соударения, Земля **DOI:** 10.31857/S0320930X21010084

#### введение

Актуальность проблемы обеспечения астероидно-кометной безопасности не вызывает сегодня сомнений. Одной из важнейших задач является заблаговременное обнаружение опасных астероидов, определение и уточнение их орбит. предсказание возможных сближений и соударений их с Землей. Результаты этой работы представлены, например, на регулярно обновляемом сайте HACA: cneos.jpl.nasa.gov/sentry/ и сайте NEODyS Пизанской обсерватории в Италии: newton.spacedys.com/neodys/. В настоящее время известно более 20 тыс. "астероидов, сближающихся с Землей", или АСЗ. Они характеризуются перигелийным расстоянием менее 1.3 а. е. Из них порядка тысячи астероидов имеют отличную от нуля (более 10<sup>-10</sup>) вероятность столкновения с Землей в ближайшие сто лет.

Один из самых известных опасных астероидов, которому посвящено огромное число работ – Апофис – был открыт в 2004 г. Сегодня достоверно установлено, что 13 апреля 2029 г. Апофис сближается с Землей на расстояние 38 тыс. км. Рассеяние его возможных траекторий после этого сближения ведет, в том числе, к последующим возможным сближениям и соударениям с Землей ("резонансные возвраты"), которые в настоящее время подробно исследованы. В работе (Chesley, 2006) был приведен список возможных соударений Апофиса с Землей, соответствующий точности орбиты астероида того времени. Довольно скоро из этого списка осталось только соударение в 2036 г. Оно, а также резонансные возвраты после соответствующего возможного сближения стало предметом многочисленных исследований в 2008-2012 гг. (Артемьева и др., 2013; Ивашкин, Стихно, 2008; 2009; Соколов и др., 2008; 2012; Binzel и др., 2009; Giorgini и др., 2008; Yeomans и др., 2009). В работе (Chesley, 2011) было показано, что наряду с резонансными возвратами после сближения в 2036 г. опасные сценарии возникнут после сближения Апофиса с Землей в 2051 г., включая основное возможное на сегодня соударение Апофиса с Землей в 2068 г. В 2012-2013 гг. орбита этого астероида была уточнена из наблюдений, возможное соударение с Землей в 2036 г. стало невозможным вместе с большим числом соударений, связанных с резонансными возвратами после сближения в 2036 г. Несмотря на высокую точность орбиты Апофиса, осталось много ведущих к соударениям возможностей, которые исследовались в работах (Соколов, Кутеева, 2015; Соколов и др., 2018; Bancelin и др., 2012; Петров и др., 2018; Farnocchia и др., 2013; Petrov и др., 2018; Sokolov и др., 2018; 2019). Высокая точность орбиты астероида и необходимость высокоточного прогнозирования его движения привлекли внимание к сложным негравитационным эффектам, таким как эффект Ярковского (Chesley, 2011; Шор и др., 2012; Farnocchia и др., 2013). На примере Апофиса неоднократно рассматривались возможности увода астероида от соударений с Землей (Ивашкин, Стихно, 2008; 2009; Соколов и др., 2018). Астероид Апофис служит хорошим примером, иллюстрирующим большое число связанных с резонансными возвратами возможных соударений и сближений астероида с Землей. Для реального астероида, конечно, на самом деле в итоге возможно только одно соударение с Землей из множества опасных альтернатив, которое мы называем множеством возможных соударений. Наличие этого множества является следствием ограниченной точности известной нам орбиты, а также практически недетерминированного движения астероида в случае резонансных возвратов.

Выделение траекторий возможных соударений численными методами является непростой задачей. Однако некоторые результаты могут быть получены сравнительно просто, если использовать приближенный "метод точечных гравитационных сфер" (ТГС). Иногда используется термин "точечные сферы действия". Как известно, есть еще "сферы влияния", "сферы тяготения", "сферы Хилла". Размеры всех этих "сфер" малы вместе с отношением массы планеты к массе Солнца. В пределе все "сферы" сжимаются в точку. ТГС – аппроксимация предполагает описание траектории астероида со сближениями с Землей в виде последовательности кеплеровых эллиптических гелиоцентрических орбит соударения. При каждом "соударении" происходит мгновенное преобразование орбиты, сводящееся к переходу с одной асимптоты планетоцентрической гиперболы на другую. Подробнее метод ТГС применительно к астероиду Апофис описан, например, в (Соколов и др., 2008). Аппроксимация ТГС – недетерминированная, мы "не видим", что происходит в точке "соударения". Она позволяет свести сложную задачу трех тел к последовательности простых задач двух тел с понятными условиями "сшивки". Особенно эффективно использование ТГС-аппроксимации в качестве первого приближения при проектировании траекторий космического аппарата со многими гравитационными маневрами. Можно применить это приближение и при поиске траекторий астероидов с резонансными возвратами, что продемонстрировано в работе (Соколов и др., 2008). Точность ТГС-аппроксимации исследована не в полной мере; на практике траектории, найденные с ее помощью, целесообразно воспроизвести с использованием численного интегрирования неупрощенных уравнений движения, как это сделано, например, в той же работе (Соколов и др., 2008). Ниже мы опробуем метод ТГС на примере астероида 2013 ХК22, найдя резонансные возвраты после сближений с Землей в 2101 г. Метод тот же, что в работе (Соколов и др., 2008).

Метод, который мы используем для нахождения возможных соударений и сближений астероидов с Землей (а также Луной и другими планета-

ми) описан в наших работах (Соколов и др., 2012; Petrov и др., 2018). В основе – численное интегрирование уравнений движения астероида и перебор начальных данных на одномерном многообразии. Используются интегратор Эверхарта (Everhart, 1974) и различные модели Солнечной системы: DE405 (Standish, 1998), DE430 (Folkner и др., 2014) и другие (Соколов и др., 2012). В работе (Petrov и др., 2018) описан алгоритм, по которому работает программный комплекс v19, созданный на кафедре небесной механики Санкт-Петербургского государственного университета, используемый для поиска соударений и сближений астероидов с Землей. В основе — перебор на одномерном многообразии начальных данных, который показал свою эффективность для астероида Апофис. Одномерное многообразие — одна из декартовых координат (обычно называемая х) или одна из компонент скорости в барицентрической экваториальной системе координат, в которой производится численное интегрирование. На первом этапе вычисляется ряд траекторий и для каждой находятся минимумы геоцентрического расстояния по времени (сближения). Затем в окрестностях найденных значений времени, дающих минимумы, используя вычисленные траектории, производится минимизация по координате. На втором этапе производится уточнение найденных минимумов перебором по координате с существенно меньшим шагом. Если астероид имеет очень тесное сближение с Землей (как Апофис в 2029 г.), для того чтобы компенсировать потерю точности имеет смысл перенести начальные данные вдоль траекторий вперед по времени за тесное сближение (Соколов и др., 2008). Это третий этап поиска соударений, без него большинство щелей Апофиса "не разглядеть" из настоящего времени. Мы активно используем компьютерный кластер университетского Вычислительного центра, поскольку алгоритм программного комплекса v19 легко допускает распараллеливание. В среднем для поиска одного возможного соударения приходится затратить несколько часов вычислений на современном персональном компьютере.

Программный комплекс v19 позволяет эффективно находить возможные соударения астероидов с Землей. Основные соударения, приведенные на сайте НАСА, как правило, совпадают с найденными нами. Для астероида Апофис мы варьировали различные координаты или компоненты скорости, при этом расположение найденных щелей по большой полуоси сохранялось независимо от направления варьирования. Мы используем этот искусственный прием, поскольку он демонстрирует эффективность по крайней мере во многих случаях.

Каждое возможное соударение характеризуется его датой и моментом, а также положением и размерами области, ведущей к соударению. По-



**Рис. 1.** Возможные соударения с Землей астероида 443104 (2013 XK22). Положения и размеры ведущих к соударениям щелей.

ложение мы характеризуем обычно отклонением большой полуоси данного соударения от ее номинального (или другого фиксированного) значения в некоторый (обычно начальный) момент, размеры щели — диапазоном значений большой полуоси в некоторый момент, ведущих к данному соударению. Альтернатива, которую удобно использовать, если имеется тесное сближение с Землей перед множеством возможных соударений: положение щели характеризуется минимальным геоцентрическим расстоянием в момент сближения, а ее размеры - диапазоном минимальных геоцентрических расстояний траекторий в тот же момент, ведущих к данному соударению.

#### АСТЕРОИД 443104 (2013 ХК22)

Астероид 443104 был открыт в конце 2013 г. обзором Catalina, получив временное обозначение 2013 XK22. Абсолютная звездная величина составляет 24.3, период обращения близок к периоду обращения Земли, что позволило наблюдать его до середины 2016 г. Всего получено 99 наблюдений на дуге в 959 дней. Точность орбиты сравнительно высока. Ошибка большой полуоси (sigma) *а* на сайте NASA 5.8125 × 10<sup>-8</sup> а. е., NEODyS дает 7.435 × 10<sup>-8</sup> а. е. Мы использовали значение с сайта NASA. Оба этих сайта дают возможное соударение с Землей в 2101 г. с вероятностями 1.4 × 10<sup>-6</sup> и 2.24 × 10<sup>-5</sup> соответственно. Следующая серия сближений с Землей состоится в 2028–2032 гг. Диаметр астероида оценивается в 50 м, энергия потенциального столкновения оценивается в 3.4 мегатонны.

Особенностью астероида оказалось наличие двух точек пересечения орбит: в окрестности 20 июня и 20 декабря. Всего нами найдено 80 возможных соударений в 2101—2154 гг. и 51 тесное сближение с минимальным расстоянием от одного до двух радиусов Земли. Примечательны два возможных соударения в 2144 и одно в 2130: размер области начальных данных (диапазон больших полуосей), ведущих к этим соударениям, близок к размеру области начальных данных, ведущих к соударению 2101 г., причем одно из соударений 2144 г. заметно ближе к номиналу. Из 80 найденных соударений 6 приходятся на окрестность 20 декабря.

На рис. 1, 2 приведены найденные нами положения и размеры щелей, ведущих к возможным соударениям с Землей астероида 2013 XK22, и годы соударений. Треугольниками отмечены соударения 2101 и 2102 гг., присутствовавшие на сайте NASA.

Основные найденные нами соударения приведены в табл. 1. Положения щелей, ведущих к соударениям, характеризуются отклонениями Da большой полуоси от номинального значения, измеряемого в величинах (sigma) большой полуоси. Они же приведены на осях абсцисс на рис. 1, 2 (Das). Ширина щелей в табл. 1 характеризуется



**Рис. 2.** Возможные соударения с Землей астероида 443104 (2013 XK22). Положения ведущих к соударениям щелей и даты соударений.

диапазоном dx варьируемого параметра x (первой декартовой координаты), соответствующим данному соударению. На рис. 1, 2 размеры щелей da (отложены по оси ординат) определяются по диапазонам оскулирующих больших полуосей в начальный момент, ведущих к данному соударению. Они пропорциональны диапазонам варьируемого параметра dx в табл. 1. Было вычислено 50000 траекторий с начальными данными, равномерно распределенными на интервале [+4 (sigma), -4 (sigma)]. Имеется в виду (sigma ) большой полуоси.

Соударение 2101 г. соответствует единственному приведенному на сайте NASA. Оно (также единственное) присутствует и на сайте NEODyS. Отметим, что найденное нами соударение 2102 г. с маленькой шириной щели присутствовало на сайте NASA до 2017 г., потом исчезло.

С использованием метода ТГС вычислены возможные резонансные возвраты после 2101 г. и произведено сравнение с результатом работы нашего программного комплекса v19. Для простоты будем считать орбиту Земли круговой. В табл. 2 приведены резонансные возвраты вблизи соударения 2101 г., Dx - относительное значение варьируемого параметра *x*, которое ведет к данному соударению. Величина Rmin показывает минимальное расстояние в соответствующем году. Если Rmin меньше радиуса Земли, то это – соударение; в противном случае – тесное сближение. Величи-

Дата	Положение Da, sigma a	Ширина dx, м
20.06.2101	-2.193807	3.6
20.06.2102	-2.201904	0.021
20.06.2130	3.614532	2.8
20.06.2131	3.417835	0.20
20.06.2142	3.222149	0.20
19.06.2144	-1.751546	3.6
19.06.2144	3.730861	1.6
20.12.2145	3.404795	0.14
20.06.2146	3.582860	0.089

Таблица 1. Основные соударения астероида 2013 ХК22 с Землей

Ν	Dx , м	Год	Период, г	Rmin, тыс. км	R2101(v19), тыс. км	R2101(TFC)
1	-149.8	2102	1/1	0.5	152.7	156.1
2	-51.1	2109	8/9	39.3	49.7	51.2
3	-45.1	2108	7/8	10.9	44.7	46.2
4	-24.1	2108	7/9	17.3	22.7	24.2
5	-21.1	2104	3/4	23.8	18.6	20.2
6	-15.2	2106	5/7	8.6	13.9	15.9
7	0	2101	1.075	2.2		
8	56.6	2105	4/3	5.8	50.9	52.0
9	74.6	2106	5/4	1.9	75.1	76.4
10	101.5	2107	6/5	5.1	104.9	106.6
11	137.4	2108	7/6	5.1	142.6	144.9
12	182.3	2109	8/7	0.9	191.9	195.2
13	245.1	2110	9/8	10.3	259.2	264.3

Таблица 2. Резонансные возвраты 2013 ХК22

на R2101 обозначает минимальное расстояние до центра Земли в 2101 г. Первое значение найдено программным комплексом v19, второе значение оценено методом TГС, используя начальное значение периода астероида 1.075 г.

Можно видеть, что приближение ТГС дает сравнительно хороший результат, хотя и с небольшой систематической ошибкой. Разница может быть связана, например, с эллиптичностью орбиты Земли: эффект гравитационного маневра в разных точках орбиты будет немного отличаться.

Таким образом, простая модель (точечные гравитационные сферы, круговая орбита Земли) позволяет без численного интегрирования получить некоторые результаты о резонансных возвратах и траекториях возможных соударений астероидов с Землей, соответствующие точной модели движения. Этот факт свидетельствует об устойчивости структуры множества возможных соударений относительно малых изменений модели движения. В частности, это свидетельствует и о надежности получаемых нами результатов.

#### АСТЕРОИД 2015 RN35

Астероид 2015 RN35 был открыт 09.09.2015. Его диаметр 85 м, геоцентрическая скорость "на бесконечности" — 5.72 км/с. Первый этап его наблюдений продолжался до 03.11.2015, второй — от 19.01.2016 до 07.03.2016. На втором этапе точность большой полуоси возросла примерно в 8 раз по сравнению с первым этапом. Результаты исследования возможных соударений и сближений 2015 RN35 с Землей по данным первого и второго этапов наблюдений приведены в (Петров и др., 2018); они сравниваются с результатами, приводимыми на сайте NASA. После первого этапа наблюдений мы нашли по номинальной орбите NASA 154 возможных соударения в текущем столетии, после второго этапа – 21.

16—17 марта 2018 г. на обсерватории Сегго Рагапаl были получены новые наблюдения астероида 2015 RN35, после чего общий интервал наблюдений составил 2.5 г. Точность большой полуоси увеличилась примерно в 60 раз по сравнению с полученной после второго этапа наблюдений; ее ошибка составила  $7 \times 10^{-8}$  а. е. Все найденные возможные соударения с Землей стали невозможными. Резко уменьшилось также и число возможных сближений с Землей (ближе 0.25 а. е.), в текущем столетии их осталось всего 5, включая сближение 15 декабря 2022 г. на расстоянии 0.0046 а. е.

Мы предприняли поиски возможных сближений и соударений с Землей астероида 2015 RN35 в XXII веке с учетом его новой точной орбиты. Число возможных сближений резко возросло. Удалось обнаружить 11 возможных соударений. Они показаны на рис. 3, 4 (положения и размеры ведущих к соударениям щелей; положения щелей и даты соударений). На первом рисунке видны только 6 соударений, остальные 5 имеют слишком малые размеры щелей. Положения и размеры щелей определяются так же, как на рис. 1, 2 для астероида 443104 (2013 XK22).

#### АСТЕРОИД 2008 ЕХ5

Астероид 2008 EX5 был открыт 4 марта 2008 г. на расстоянии 0.11 а. е. от Земли. Минимальное геоцентрическое расстояние 0.06 а. е. было достигнуто 13 февраля 2008 г. Диаметр астероида на сайте NASA оценивается в 59 м. Следующее сбли-



Рис. 3. Возможные соударения с Землей астероида 2015 RN35. Положения и размеры ведущих к соударениям щелей.



**Рис. 4.** Возможные соударения с Землей астероида 2015 RN35. Положения ведущих к соударениям щелей и даты соударений.

жение с Землей должно было произойти 1 ноября 2015 г. на расстоянии 0.1 а. е., однако астероид наблюдать не удалось. Точность большой полуоси 2008 EX5 сайте NASA составляет 0.23957  $\times$  10<sup>-3</sup> а. е. На сайте NASA приведено 11 возможных соударений этого астероида с Землей в текущем столетии.

Нами найдено более ста возможных соударений с Землей и 12 соударений с Луной астероида 2008 EX5 в XXI веке. Положения и размеры соответствующих щелей показаны на рис. 5, положения щелей и годы соударений — на рис. 6. Положения и размеры щелей определяются так же, как на



**Рис. 5.** Возможные соударения с Землей и Луной астероида 2008 EX5. Положения и размеры ведущих к соударениям щелей.



Рис. 6. Возможные соударения с Землей астероида 2008 ЕХ5. Положения ведущих к соударениям щелей и даты соударений.

рис. 1, 2 для астероида 443104 (2013 XK22) и на рис. 3, 4 для 2015 RN35. Треугольниками обозначены соударения, приведенные на сайте NASA, крестами — найденные нами 12 возможных соударений астероида с Луной. На рис. 7 приведены положения (Das по оси абсцисс) и минимальные

геоцентрические расстояния в радиусах Земли для найденных сближений и соударений с Землей астероида 2008 EX5.

Для астероида 2008 EX5 были найдены сближения с Землей на траекториях, ведущих к соуда-



Рис. 7. Возможные соударения и сближения с Землей астероида 2008 ЕХ5. Положения щелей и минимальные геоцентрические расстояния.

рению с ней (Sokolov и др., 2018). Оказалось, что на траекториях соударения сближения обычно существенно более тесные, чем, скажем, на номинальных траекториях. Эту тенденцию можно увидеть и на рис. 7. Это обстоятельство естественно учитывать при уводе астероида от соударений, используя эффект гравитационного маневра при сближениях. Кроме того, последовательность сближений на траектории соударения может служить "маркером" этого соударения.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют, что число возможных соударений опасных астероидов с Землей существенно больше, чем было известно ранее, и это касается не только хорошо исследованного астероида Апофис, но и других объектов.

Для астероида 2013 XK22 было найдено 78 ранее неизвестных возможных соударений с Землей в следующем столетии, а также 51 тесное сближение с ней на расстояние менее двух радиусов Земли. Шесть возможных соударений происходят 20 декабря, остальные — 20 июня. Продемонстрирована возможность использования метода точечных гравитационных сфер для нахождения резонансных возвратов этого астероида, используя минимум вычислений.

Для астероида 2008 RN35 после проведенного NASA уточнения его орбиты нами было найдено

11 возможных соударений с Землей в следующем столетии и много сближений с ней. Очередное сближение, которое ожидается 15 декабря 2022 г., должно позволить еще уточнить орбиту этого астероида.

Для астероида 2008 EX5 было найдено более сотни возможных соударений с Землей, а также 12 возможных соударений с Луной в текущем столетии. Найдено также много сближений с Землей. Интересно, что сближения на траекториях, ведущих к соударениям, для этого астероида оказываются заметно более тесными. Тщательное исследование возможных соударений, а также предшествующих им сближений с Землей опасных астероидов является актуальной задачей. В частности, сближения в принципе позволяют использовать эффект гравитационного маневра для увода астероида от соударения с Землей, делая увод практически реализуемым. Кроме того, сближения позволяют обнаруживать новые и потерянные опасные объекты и уточнять их орбиты из наблюдений.

При выполнении настоящей работы использовался компьютерный кластер Вычислительного центра Ресурсного центра научного парка Санкт-Петербургского государственного университета.

Авторы благодарны Е.А. Гильдебрант за помощь в проведении вычислений.
том 55

2021

**№** 1

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 18-12-00050).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Артемьева Н.А., Баканас Е.С., Барабанов С.И., Витязев А.В., Волков В.А., Глазачев В.О., Дегтярь В.Г., Емельяненко В.В., Иванов Б.А., Кочетова О.М., Куликова Н.В., Медведев Ю.Д., Нароенков С.А., Немчинов И.В., Печерникова Г.В., Поль В.Г., Попова О.П., Рыхлова Л.В., Светцов В.В., Симонов А.В., Соколов Л.Л., Тимербаев Р.М., Чернетенко Ю.А., Шор В.А., Шувалов В.В., Шустов Б.М. Астероидная опасность: вчера, сегодня, завтра. М.: Физматлит, 2013. 384 с.
- Ивашкин В.В., Стихно К.А. О проблеме коррекции орбиты сближающегося с Землей астероида (99942) Apophis // Докл. АН. Механика. 2008. Т. 419. № 5. С. 624–647.
- Ивашкин В.В., Стихно К.А. О предотвращении возможного столкновения астероида Апофис с Землей // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 6. С. 502–516 (Sol. Syst. Res. 2009. V. 43. № 6. Р. 483–496).
- Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Соколов Л.Л. О траекториях соударения астероидов 2015 RN35 и Апофис с Землей // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 4. С. 330–342 (Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 4. Р. 326– 337).
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Питьев Н.П. Особенности движения астероида 99942 Apophis // Астрон. вестн. 2008. Т. 42. № 1. С. 20–29 (Sol. Syst. Res. 2008. V. 42. № 1. Р. 18–27).
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Борисова Т.П., Петров Н.А., Питьев Н.П., Шайдулин В.Ш. Траектории соударения астероида Апофис с Землей в XXI веке // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 4. С. 311–320 (Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 4. Р. 291–300).
- Соколов Л.Л., Кутеева Г.А. Возможные соударения астероида Апофис после уточнения его орбиты // Вестн. Санкт-Петербургского ун-та. 2015. Сер. 1. Т. 2(60). Вып. 1. С. 148–156.
- Соколов Л.Л., Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Шмыров А.С., Эскин Б.Б. О возможности увода астероида от соударений с Землей с использованием кинетического метода // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 4. С. 343–350 (Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 4. Р. 338–346).
- Шор В.А., Чернетенко Ю.А., Кочетова О.М., Железнов Н.Б. О влиянии эффекта Ярковского на орбиту Апофиса // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 2. С. 131–142 (Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 2. Р. 119–129).

- Bancelin D., Colas F., Thuilot W., Hestroffer D., Assafin M. Asteroid (99942) Apophis: new predictions of Earth encounters for this potentially hazardous asteroid // Astron. and Astrophys. 2012. V. 554. P. A15.
- Binzel R.P., Rivkin A.S., Thomas C.A., Vernazza P., Burbine T.H., DeMeo F.E., Bus S.J., Tokunaga A.T., Birlan M. Spectral properties and composition of potentially hazardous asteroid (99942) Apophis // Icarus. 2009. P. 481– 485.
- Chesley S.R. Potential Impact Detection of Near-Earth Asteroids: The Case of 99942 (2004 MN4). // Eds. Lazzaro D., Ferraz-Mello S., Fernandes J.A. Asteroids, Comets, Meteors: Proceedings IAU Cymposium 229th, 2005. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. P. 215–228.
- Chesley S.R. Asteroid Impact Hazard Assessment With Yarkovsky Effect // IAA Planetary Defense Conf. 9–12 May 2011, Bucharest, Romania.
- Everhart E. // Celestial Mechanics. 1974. V. 10. P. 35-55.
- Farnocchia D., Chesley S.R., Chodas P.W., Micheli M., Tholen D.J., Milani A., Elliott G.T., Bernardi F. Yarkovskydriven impact risk analysis for asteroid (99942) Apophis // Icarus. 2013. V. 224. № 1. P. 192–200.
- *Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H., Park R.S., Kuchynka P.* The Planetary and Lunar Ephemerides DE430 and DE431, JPL Interplanet. Network Progress Report. 2014. V. 42–196. P. 1–81.
- Giorgini J.D., Benner L.A.M., Ostro S.J., Nolan M.C., Busch M.W. Predicting the Earth encounters of (99942) Apophis // Icarus. 2008. V. 193. P. 1–19.
- Petrov N., Sokolov L., Polyakhova E., Oskina K. // AIP Conf. Proc. 1959. 040012 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5034615
- Sokolov L., Petrov N., Kuteeva G., Vasilyev A. // AIP Conf. Proc. 2018. V. 1959. 040019. https://doi.org/10.1063/1.5034622
- Sokolov L., Kuteeva G., Petrov N., Eskin B. Hazardous near-Earth asteroids approach // AIP Conference Proceedings 1271, 130019 (2019). https://doi.org/10.1063/1.5133286. Published online: 15 November 2019.
- Standish E.M. JPL Planetary and Lunar ephemerides, DE405/LE405 // Interoffice Memorandum. 1998. 312. F-98-048. 18 p.
- Yeomans D.K., Bhaskaran S., Broschart S.B., Chesley S.R., Chodas P.W., Sweetser T.H., Schweickart R. Deflecting a Hazardous Near-Earth Object. 1 IAA Planet. Defense Conf.: Protecting Earth from Asteroids, 27–30 April 2009, Granada, Spain.

УДК 523.53

# ПОДТВЕРЖДЕНИЕ КОМЕТНОЙ ПРИРОДЫ АСТЕРОИДА ДОН КИХОТ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ОБСЕРВАТОРИИ САНГЛОХ

© 2021 г. Г. И. Кохирова<sup>*a*, \*</sup>, А. В. Иванова<sup>*b*, *c*, *d*</sup>, Ф. Дж. Рахматуллаева<sup>*a*</sup>

<sup>а</sup>Институт астрофизики АН Республики Таджикистан, Душанбе, Таджикистан <sup>b</sup>Астрономический институт Словацкой академии наук, Братислава, Словакия <sup>c</sup>Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев, Украина

<sup>d</sup>Астрономическая обсерватория им. Т. Шевченко Киевского национального университета, Киев, Украина \*e-mail: kokhirova2004@mail.ru

Поступила в редакцию 28.01.2020 г. После доработки 12.08.2020 г. Принята к публикации 05.09.2020 г.

В работе представлены результаты многоцветных оптических наблюдений астероида (3552) Дон Кихот, проведенных на телескопе Цейсс-1000 Международной астрономической обсерватории Санглох Института астрофизики АН РТ в июле 2018 г. Определен видимый и абсолютный блеск астероида в полосах *VRI*. Анализ кривых блеска астероида показал значительное изменение блеска в период наблюдений – от 11.50  $\pm$  0.10 до 13.10  $\pm$  0.18 абсолютных звездных величин. Столь существенное изменение блеска свидетельствует о вспышке астероида, следовательно, нами зафиксирована его активность, характерная для комет. Показатель цвета (*V*–*R*) по нашим наблюдениям соответствует величинам для ядер угасших короткопериодических комет и астероидов D типа. Кометоподобная орбита, низкое значение альбедо, показатель цвета и зарегистрированная активность указывают на то, что астероид с очень высокой вероятностью является ядром угасшей кометы. Среднее значение эффективного диаметра астероида по наблюдениям через 10 сут после вспышки составило 18.5  $\pm$  2.5 км и эта оценка хорошо согласуется с имеющимися данными, что подразумевает завершение вспышки. Сделано предположение, что выброс пыли и, как следствие, вспышка яркости, явились результатом столкновения астероида 3552 с другим небольшим объектом или бомбардировки его поверхности мелкими метеороидами.

Ключевые слова: астероид, угасшая комета, наблюдения, фотометрия, абсолютная яркость, кривая блеска, показатель цвета, вспышка, активность, диаметр

DOI: 10.31857/S0320930X20330026

#### введение

Кометы, астероиды и метеороиды составляют популяцию малых тел Солнечной системы. Кометы и астероиды принято считать остатками вещества первоначальной и последующей стадий эпохи формирования Солнечной системы и изучая их, мы познаем обстоятельства ранней истории Солнечной системы. Для классификации малых тел во внутренней Солнечной системе существуют разные методы, подходы и критерии. Классическое понятие "астероиды" подразумевает, что это неактивные объекты, состояшие в основном из нелетучего материала. В основном астероиды располагаются внутри орбиты Юпитера, где и сформировались. Принято считать, что кометы это богатые льдом тела, сформированные на периферии Солнечной системы – в поясе Койпера или в облаке Орта (см., например, Jewitt, 2015). Вследствие многочисленных гравитационных возмущений кометы из этих внешних регионов перебрасывались на орбиты, проходящие через внутреннюю Солнечную систему. Когда кометы приближаются к Солнцу, увеличивается нагрев поверхности их ядер, достаточный для того, чтобы произошел сублимационный процесс, который, в свою очередь, приводит к выделению газов и пыли, формирующих кому вокруг ядра, хвосты и джеты позади или впереди движения кометы, соответственно (Бредихин, 1954; Whipple, 1950; 1951; 1955). Это явление называется нормальной кометной активностью. Еще одним отличительным признаком комет и астероидов являются их динамические особенности. Для классификации типа орбит малых тел используются несколько критериев, среди которых наиболее широко применяется постоянная Тиссерана  $T_i$  (Kresak, 1969). Она позволяет провести динамическое разделение между кометами и астероидами и определяет-

жением (Kresak, 1982; Kosai, 1992) ты по вычис  

$$T_{j} = \frac{a_{j}}{a} + 2 \left[ \frac{a}{a_{j}} (1 - e^{2}) \right]^{0.5} \cos i, \qquad (1)$$

$$T_{j} = \frac{a_{j}}{a} + 2 \left[ \frac{a}{a_{j}} (1 - e^{2}) \right]^{0.5} \cos i, \qquad (1)$$

где a, e, i – большая полуось, эксцентриситет и наклонение орбиты объекта,  $a_i$  – большая полуось орбиты Юпитера. Для комет значение Т, лежит в интервале от 2.08 до 3.12, и для астероидов имеет значения свыше 3.12 (Kresak, 1982). Таким образом, в настоящее время условной границей, разделяющей типично кометные и астероидальные орбиты, все еще принято считать значение постоянной Тиссерана  $T_i = 3.12$  (Jewitt, 2012).

ся по отношению к Юпитеру следующим выра-

Однако за последние десятилетия выяснилось, что такое разделение комет и астероидов не столь однозначно, как подразумевалось ранее. В общепринятую классическую дефиницию не укладываются несколько групп объектов. Среди них т.н. "уснувшие" и "угасшие" кометы, имеющиеся среди астероидов, сближающихся с Землей (Opik, 1963; Weissman и др., 1989; 2002; Бабаджанов, Кохирова, 2009). Это ядра короткопериодических комет, которые в ходе эволюции потеряли все свои летучести или покрылись толстой тугоплавкой корой, полностью или временно предотвращающей сублимацию газов, и в период прохождения перигелия такие ядра уже не проявляют кометной активности. Угасшие кометы могут вновь проявить активность, если в покрывающей их мантии образуются трещины или отверстия вследствие столкновения с другими телом или ударов метеоритов, приводящих к взрыхлению поверхности и повреждению мантии. В пользу реальности существования угасших ядер комет говорит тот факт, что продолжительность активной фазы короткопериодических комет составляет около 12 тыс. лет (Levison, Duncan, 1997) и это время значительно короче их динамического времени жизни в околоземном пространстве - приблизительно 10<sup>7</sup> лет (Morbidelli, Gladman, 1998). Следовательно, можно ожидать, после завершения активной фазы кометы переходят в фазу астероидоподобных угасших (спящих) кометных ядер (Weissman и др., 2002). Внешне для наземного наблюдателя угасшие кометные ядра выглядят также как астероиды, из-за чего различить их практически не возможно. Доказательством реальности таких объектов служит объект 107Р/Вилсон-Харрингтон, открытый в 1949 г. как активная комета, затем утерянный и вновь открытый в 1979 г. как астероид, сближающийся с Землей (АСЗ), (4015) 1979 VA. Позже в 1992 г. было подтверждено, что этот АСЗ в действительности является кометой 107Р/Вилсон-Харрингтон, утерявшей какие-либо признаки кометной активности (Bowell и др., 1992; Fernandez и др., 1997). Примером обратного хода событий служит комета 96Р/Мачхолца 1, открытая в 1986 г. Специальные поиски этой кометы по вычисленным эфемеридам на пластинках, на телескопах с большим полем зрельной звёздной величиной до +19<sup>m</sup> до момента открытия кометы, не дали результата (Green и др., 1990). Хотя, по крайне мере три из четырех ее прохождений перигелия были очень благоприятны для наблюдений (Sekanina, 1990). Наиболее логичное объяснение этого факта заключается в предположении, что вплоть до 1986 г. комета находилась в неактивном или "спящем" состоянии (Green и др., 1990; Sekanina, 1990).

Другая группа малых тел, выходящих за рамки классического определения, это объекты переходного класса, расположенные в Главном поясе (ГП) астероидов и названные "кометами Главного пояса" (КГП) (Hsieh, Jewitt, 2006) или "активными астероидами" (АА) (Jewitt, 2012). Активность КГП связана с освобождением летучих соединений, находящихся в слое или под слоем реголита, а также со столкновениями с другими астероидами (Jewitt, 2012; Neslusan и др., 2016; Kokhirova и др., 2018). Характерная особенность объектов этой группы заключается в том, что они обладают динамическими характеристиками астероидов (их орбиты являются типично астероидальными) и в то же время проявляют активность комет, которая выражается в появлении у них кометной комы с пылевыми или газовыми хвостами. Проявляемая ими кометная активность носит как периодический, так и единовременный характер. Несколько механизмов потери массы для 11 таких объектов были рассмотрены Jewitt (2012), где они обозначены термином "активные астероиды", поскольку некоторые из этих тел не принадлежат Главному поясу астероидов (Jewitt и др., 2009; Hsieh и др., 2009а; 2009b). Были предложены следующие механизмы ответственные за активность: метеоритная бомбардировка поверхности астероидов, нестабильность вращения, тепловые эффекты, вынос вещества за счет электростатических сил, сублимация летучих веществ (Jewitt, 2012; Hsieh, 2016; Neslusan и др., 2016). Кроме того, для некоторых примитивных астероидов ГП на типично астероидных орбитах также подтверждена сублимационная активность во время прохождения перигелия (Busarev, 2018; Бусарев и др., 2019).

К настоящему моменту почти у 20 малых тел Солнечной системы известных как астероиды наблюдалась кометная активность (Jewitt, 2012; Jewitt и др., 2015). Астероид, сближаюшийся с Землей (АСЗ), (3552) Дон Кихот также относится к группе активных астероидов благодаря кометной активности, время от времени проявляемой астероидом в течение последних нескольких лет. Определение физических характеристик активных астероидов и КГП, установление достоверных механизмов внезапного появления кометной ак-

Объект	<i>a</i> , a. e.	е	<i>q</i> , a. e.	<i>Q</i> , a. e.	і, град	ω, град	Ω, град	$T_{j}$	<i>Р</i> , годы
3552	4.259	0.709	1.240	7.278	31.081	316.448	350.003	2.31	8.79

Таблица 1. Основные параметры орбиты астероида (3552) Дон Кихот

тивности у астероидов, проявляющейся в виде выброса пыли и образования типичных кометных хвостов и выявление их связи с другими телами Солнечной системы являются важнейшими задачами в настоящее время. Такие исследования относятся к фундаментальной проблеме происхождения и взаимосвязи малых тел Солнечной системы.

## АКТИВНЫЙ АСТЕРОИД (3552) Дон кихот

Астероид (3552) Дон Кихот, далее 3552, был открыт в 1983 г. швейцарским астрономом П. Вильдом в обсерватории Циммервальд 3552 Don Quixote (1983 SA). (http://www.ssd.jpl.nasa.gov, 2019). Период обращения составляет 8.8 лет, и объект наблюдался в трех появлениях во время прохождения перигелия. Астероид имеет сильно вытянутую орбиту со значительным эксцентриситетом, пересекающую орбиты Марса и Юпитера, и не пересекающую орбиту Земли, вследствие чего объект классифицируется как астероид группы Амура. Однако, хотя орбита 3552 расположена за орбитой Земли, астероид в перигелии достаточно близко подходит к орбите Земли – до расстояния 0.2 а. е., что позволяет отнести его к астероидам, сближающимся с Землей. Основные орбитальные характеристики астероида согласно базе данных NASA (http://www.ssd.jpl.nasa.gov, 2019) приведены в табл. 1, где а – большая полуось, q, Q — перигелийное и афелийное расстояния, e – эксцентриситет, i – наклонение,  $\omega$  – аргумент перигелия, Ω – долгота восходящего узла,  $T_i$  – критерий Тиссерана, P – период обращения.

Параметр Тиссерана для астероида 3552 имеет значение 2.31 (табл. 1), следовательно, его орбита классифицируется как типичная орбита короткопериодических комет и уже на этой основе можно предположить кометное происхождение объекта. Veeder и др. (1989) используя результаты радиометрических и инфракрасных наблюдений и тепловую модель, определили, что диаметр астероида составляет 18.7 км и его геометрическое альбедо в полосе V равно 0.02. Такое низкое значение альбедо является типичным для кометных ядер (Lamy и др., 2004; Jewitt, 1992) и согласуется с таксономической классификацией 3552 как астероид D типа (Hartmann и др., 1987; Binzel и др., 2004). Астероидам примитивного Р или D типа свойственна довольно низкая объемная плотность, в среднем  $\rho = 2 \, \Gamma/cM^3$  (Dahlgren, Lagerkvist,

1995), типичная для углистых хондритов (Consolmagno, Britt, 1998; Consolmagno и др., 2008). Кометное происхождение астероида было предсказано со 100% вероятностью и на основе динамического моделирования и это самая высокая вероятность кометного происхождения среди всех известных АСЗ (Bottke и др., 2002). Иными словами, исходя из приведенных аргументов, 3552 является одним из первых кандидатов в астероиды, имеющих кометную природу, среди известных околоземных объектов. Однако на тот момент никаких признаков активности у астероида не было зарегистрировано, поэтому было сделано предположение, что объект является ядром угасшей кометы (Weissman и др., 1989; 2002).

Особый интерес к астероиду вновь возник после того, как 22 августа 2009 г. с помощью космического телескопа Спитцер у объекта в инфракрасном диапазоне спектра излучения на длине волны 4.5 мкм была зафиксирована кометная активность в виде небольшой комы и хвоста (Мотmert и др., 2014). Данный волновой интервал соответствует эмиссии молекулярной полосы СО<sub>2</sub>. Мониторинг длился 18 дней до прохождения астероидом перигелия, в это время 3552 находился на гелиоцентрическом расстоянии 1.23 а. е. и фазовом угле 55°, расстояние от телескопа Спитцер составляло 0.55 а. е., и объект имел аномальную яркость на полученных снимках (Mommert и др., 2014). Опубликованные результаты предыдущих наблюдений 3552 в различных диапазонах длин волн, показали, что надежных данных, подтверждающих активность астероида, не было получено до 2009 г. ни из оптической фотометрии, ни из радиометрических и инфракрасных измерений (Mommert и др., 2014). Следовательно, впервые кометная активность у астероида 3552 достоверно была зарегистрирована по инфракрасным измерениям в августе 2009 г. В октябре 2017 г. с помощью космического телескопа Спитцер вновь наблюдалась активность астероида 3552, подтвердившая ранее полученные результаты (Mommert и др., 2018а). Только в марте 2018 г. с помощью 4.1 м телескопа (Southern Astrophysical Research Telescope) впервые выявили эпизодическую пылевую активность этого объекта и в оптическом диапазоне (Mommert и др., 2018b).

Анализируя результаты наблюдений Mommert и др. (2014) пришли к заключению, что астероид 3552, действительно, является ядром угасшей кометы, которое вновь проявило активность. Реги-

Июль, 2018 UT	<i>r</i> , a. e.	Δ, a. e.	<i>ph</i> , град	V, зв. вел.	Полоса	<i>t</i> , <i>c</i>
14.92	1.506	1.478	39.8	16.2	V, R	60
23.86	1.569	1.465	38.9	16.3	V, R , I	60
24.86	1.577	1.463	38.8	16.3	V, R, I	60

Таблица 2. Сводка наблюдений астероида 3552 Дон Кихот в обсерватории Санглох

страция излучения в молекулярной полосе СО<sub>2</sub> свидетельствует о существовании ледяного СО2 на астероиде 3552 и, следовательно, СО<sub>2</sub> может находиться в околоземном космическом пространстве в течение продолжительного времени. Ранее для объяснения существования замороженного CO<sub>2</sub> в околоземном пространстве Rickman и др. (1990) предположили, что лед может содержаться под толстым слоем поверхностного изолирующего материала. В частности, спектроскопические наблюдения в инфракрасном диапазоне телескопа Спитцер показали наличие на поверхности астероида 3552 мелкозернистых силикатов, возможно, обогащенных пироксеном (Mommert и др., 2014). Для объяснения наблюдаемой активности 3552 предложены два сценария: (1) подповерхностный замороженный газ СО<sub>2</sub> сублимирует вследствие сезонного нагрева, вызывая постоянную активность, или (2) наблюдаемая активность является временной, например, вызванной недавним столкновением с другим объектом, в результате которого обнажается замороженное подповерхностное вещество и происходит мощная единовременная сублимация его летучих компонентов (СО или СО<sub>2</sub>), что приводит к кратковременной вспышечной активности астероида. Однако для реализации обоих сценариев необходимо, чтобы объект находился вблизи Солнца, по крайне мере, на расстоянии r = 1.23 а. е. (Mommert и др., 2014). Кроме того, наличие  $CO_2$ может объяснить почему кометная природа 3552 оставалась скрытой почти три десятилетия. На основе теплового моделирования фотометрических данных из наблюдений Спитцера было подтверждено, что диаметр астероида составляет 18.4 км и геометрическое альбедо равно 0.03 (Mommert и др., 2014).

Из вышеприведенных фактов следует, что объект 3552 представляет несомненный научный интерес, существует необходимость его дальнейшего изучения для получения новых доказательств его происхождения. В этой связи целью новых наблюдений астероида 3552 является продолжение анализа его фотометрических характеристик — блеска, оценки диаметра, показателей цвета.

## НАБЛЮДЕНИЯ, ОБРАБОТКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Как было отмечено, в марте 2018 г. у астероида 3552 по оптическим наблюдениям зарегистрирована кометная активность в виде слабой комы. 7 мая 2018 г. астероид прошел перигелий своей орбиты. Для поиска признаков активности 14, 23 и 24 июля 2018 г. были проведены наблюдения объекта на телескопе Zeiss-1000. снабженного ПЗС-камерой FLI Proline PL16803, в Международной астрономической обсерватории Санглох (МАОС) Института астрофизики АН РТ. Фокусное расстояние телескопа (фокус Кассегрена) F = 13.3 м. при этом масштаб получаемого изображения равен 63 мкм/угловых с. Размер и поле зрения матрицы камеры составляют 4096 × 4096 пикселей и 11 × 11 угловых мин соответственно, масштаб матрицы (pixel scale) равен 0.16 угловых с на пиксель, с учетом значения биннинга 2 × 2 для фотометрии, масштаб составил 0.36 угловых с на пиксель. Использовались стандартные широкополосные фильтры системы Джонсона-Козинса VRI, позволяющие выделить для наблюдений соответствующий диапазон спектра. Для уменьшения уровня шумов ПЗС-камеры аппаратура была охлаждена до температуры -20°С. Для учета темнового сигнала использованы кадры "Dark", для выравнивания полей изображений использованы кадры "Flat", для учета ошибок матрицы ПЗС-камеры снимались кадры "Bias", которые также использовались в обработке кадров. За весь период наблюдений получено 340 кадров с экспозицией 60 с. Снимки астероида 3552 приведены на рис. 1. Дата и время наблюдений астероида в долях суток мирового времени, используемая полоса, время экспозиции t, а также гео- и гелиоцентрические расстояния  $r, \Delta$ , фазовый угол *ph* астероида и его эфемеридная яркость И приведены в табл. 2. Отметим, во всех полосах получено по 30 изображений.

Фотометрическая обработка наблюдательных данных проводилась с помощью набора программ написанных под IDL (https://www.harrisgeospatial.com/Software-Technology/IDL). Стандартная обработка изображений включает создание мастер-кадров нулевой экспозиции, темнового и плоского полей, с помощью которых все кадры с изображением астероида были исправлены за



Рис. 1. Изображения астероида Дон Кихот, полученные в обсерватории Санглох 14.07.2018 г. (а) и 23.07.2018 г. (б).

нуль пункт и неравномерность чувствительности пикселей. Фон неба был определен с помошью стандартной процедуры Sky пакета IDL (Landsman, 1993). Для определения видимого блеска астероида были использованы звезды поля, которые предварительно исследовались на переменность. Звездные величины звезд сравнения в полосах VRI брались из каталога UCAC4 и NOMAD (http://tdc-www.harvard.edu/catalogs/index.html). Для измерений изображений астероида и звезд поля использовалась апертура фиксированного радиуса от 5" до 7" (соответственно от 1919 до 2686 км), которая позволила охватить объект полностью. Остаточный фон неба оценивался при помощи кольцевой апертуры. При вычислении ошибки звездной величины суммировались статистические ошибки, которые обусловлены отношением сигнала к шуму S/N для объекта, звезд сравнения, ошибки каталожных звездных величин звездстандартов. В процессе обработки с помощью программ IDL ошибка для звезд сравнения при использовании каталогов UCAC4 и NOMAD оказалась равной 0.02<sup>m</sup> и 0.04<sup>m</sup> соответственно. Таким методом были получены видимый блеск т и кривые видимого блеска астероида 3552 в VRI полосах за каждую ночь наблюдений, представленные на рис. 2, где по оси ординат отложены видимые звездные величины *т* и по оси абсцисс – время наблюдений в юлианских днях. Средние значения видимых звездных величин объекта, полученные в разных полосах, даны в табл. 3.

Известно, что блеск астероидов сильно зависит от фазового угла (см., например, Lumme и др., 1986; Belskaya, Shevchenko, 2000; Лупишко и др., 2007). Видимый блеск *m* астероида 3552 конвертировался в абсолютный H с использованием эмпирической модели (Penttila и др., 2016) и по следующему соотношению (Bowell и др., 1989), позволяющим более точно описать изменение блеска астероида в диапазоне фазовых углов от 0° до 120°:

$$H = m - 5 \lg(r\Delta) + 2.5 \lg[(1 - G)\Phi_1 + G\Phi_2],$$
  

$$\Phi_i = \exp\left[-A_i \{ \lg(\beta/2) \}^{B_i} \right], \quad i = 1, 2,$$
(2)

где *G* – параметр наклона, найденный лишь для небольшого числа астероидов, для остальных принято значение  $G = 0.15; \Phi_1, \Phi_2 - функции угла$ фазы,  $A_1 = 3.33$ ,  $A_2 = 1.87$ ,  $B_1 = 0.63$  и  $B_2 = 1.22$  – коэффициенты, значения которых приведены в Penttila и др., (2016). Найденный таким путем абсолютный блеск астероида в фильтре *R* (средние значения за ночь) приведен в табл. 4, и в графическом виде – на рис. 3. Для астероидов главного пояса фазовый угол, т.е. угол Солнце-астероиднаблюдатель, обычно не превышает 30° и типичная фазовая кривая имеет линейный участок при фазовых углах свыше 7° (Лупишко и др., 2007). Фазовая зависимость блеска астероида Дон Кихот, полученная по нашим наблюдениям, представлена на рис. 4, где уменьшение блеска с углом

Таблица 3. Видимый блеск (зв. вел.) астероида Дон Кихот по наблюдениям в обсерватории Санглох в июле 2018 г.

Полоса	14.92	23.86	24.86
V	$15.06\pm0.12$	$16.52\pm0.17$	$16.64\pm0.18$
R	$14.63\pm0.10$	$16.19\pm0.17$	$16.32\pm0.18$
Ι	—	$15.93\pm0.16$	$16.21\pm0.16$

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021



Рис. 2. Кривые видимого блеска астероида Дон Кихот в полосах *VRI* по наблюдениям в обсерватории Санглох 14, 23 и 24 июля 2018 г.

фазы V (1, *ph*) найдено из соотношения, приведенного в работе Лупишко (2000). Сплошной линией показан линейный участок этой зависимости, от которого значительно отклоняется блеск, найденный во время вспышки 14 июля, приходящийся на больший фазовый угол.

Июль, 2018 UT	<i>r</i> , a. e.	Δ, a. e.	<i>ph</i> , град	<i>m<sub>R</sub></i> , зв. вел.	<i>H<sub>R</sub></i> , зв. вел.	<i>D</i> , км	<i>D</i> , км
14.92	1.506	1.478	39.8	$14.63\pm0.10$	$11.50\pm0.10$	$38^{+2}_{-1}$	1
23.86	1.569	1.465	38.9	$16.19\pm0.17$	$13.02\pm0.18$	$19^{+2}_{-3}$	$19.0^{1}$ 18 4 <sup>2</sup>
24.86	1.577	1.463	38.8	$16.32\pm0.18$	$13.10\pm0.18$	$18^{+2}_{-3}$	10.1

Таблица 4. Абсолютный блеск и диаметр астероида 3552 Дон Кихот

<sup>1</sup> http://www.ssd.jpl.nasa.gov.

<sup>2</sup> Mommert и др., 2014.

Фотометрические данные (табл. 3–4, рис. 2–4) показывают, что 14 июля 2018 г. нами зарегистрирована вспышечная активность астероида, об этом свидетельствует блеск, измеренный 14 июля, значительно отличающийся и от эфемеридного значения и от яркости, измеренной 23 и 24 июля. Наиболее близкое к эфемеридной величине значение яркости получено по наблюдениям 24 июля, на основании этого можно сказать, что после вспышки 14 июля яркость астероида падала и в конце наблюдений уже соответствовала эфемеридному блеску. Иными словами, к этому моменту вспышка завершилась. Анализ суммарных изображений астероида 3552 также показал наличие слабой пылевой комы (рис. 5).

Величину блеска астероида, найденную их фотометрических наблюдений, можно использовать для определения диаметра объекта. Хотя размер 3552 известен, существует необходимость оценивать диаметр по новым наблюдениям, для уточнения размера и полноценного анализа состояния объекта на момент этих наблюдений. Для определения диаметра *D* астероида 3552 использованы измерения его блеска в полосе *R* и следующее со-



Рис. 3. Абсолютный блеск астероида Дон Кихот в полосе *R* по наблюдениям в обсерватории Санглох 14, 23 и 24 июля 2018 г.

отношение, принятое для оценки размеров астероидов (Harris, 2002):

$$D = \frac{1329}{\sqrt{p_v} \times 10^{0.2H}},$$
 (3)

где  $p_v = 0.03$  геометрическое альбедо астероида (Mommert и др., 2014). Найденные таким методом оценки диаметра астероида приведены в табл. 4, где наряду с нашими данными, приведены имеющиеся оценки размера. Как видно, эффективный диаметр, найденный по нашим измерениям 14 июля также указывает, на то, что в этот момент астероид находился в состоянии вспышки, и об этой величине можно говорить лишь как об оценке фотометрического диаметра. Яркость объекта значительно возросла за счет вклала излучения комы, образовавшейся в результате вспышки, и отделить этот вклад в процессе измерений не удалось. Оценки диаметра  $18-19 \pm 2.5$  км, полученные по фотометрическим данным 23 и 24 июля, оказались более близки к оценкам, имеющимся в базе опубликованных данных. С учетом кривых блеска, можно заключить, что к этому времени кома уже рассеялась, и измеренный блеск астероида приблизился к эфемеридной величине, в результате нами получены более достоверные оценки эффективного диаметра объекта.



**Рис. 4.** Фазовая зависимость блеска астероида Дон Кихот по наблюдениям в обсерватории Санглох 14, 23 и 24 июля 2018 г.



Рис. 5. Слабая кома астероида Дон Кихот по наблюдениям в обсерватории Санглох 14 июля 2018 г.

Показатель цвета (V-R), найденный из наших наблюдений приведен в табл. 5, где для сравнения приведены показатель цвета (V-R) следующих групп малых тел: DSPN — угасшие ядра короткопериодических комет (Licandro и др., 2008), JFCN ядра комет семейства Юпитера (Lamy, Toth, 2009), AJFC — активные кометы семейства Юпитера (Solontoi и др., 2012), D-type NEAs — AC3 D типа (Dandy и др., 2015) согласно таксономической классификации Толена (1989).

Из табл. 5 видно, что показатель цвета (V-R), найденный 14 июля, больше всего соответствует показателю цвета (V-R) активных комет семейства Юпитера и АСЗ D типа. Это вполне ожидаемый результат, поскольку 14 июля 3552 находился в состоянии кометной активности. В остальные ночи этот показатель более соответствует величине (V-R) угасших ядер короткопериодических комет. Существенное "покраснение" объекта в период наблюдений вполне ожидаемое явление, поскольку мелкие пылевые частицы являются более красными по отражательной способности, чем ледяные зерна, то можно предположить, что в эти ночи их вклад в излучение астероида в оптическом диапазоне стал превалирующим. Хотя вспышка к 24 июлю завершилась и основная пылевая кома уже рассеялась, объект все еще находился в облаке пылевых частиц, выброшенных с его поверхности во время вспышки. Напомним, что наличие на поверхности астероида 3552 мелкозернистых силикатов подтверждено наблюдениями телескопа Спитцер (Mommert и др., 2014) и классификация объекта как астероида D типа также подразумевает содержание значительного количества гидросиликатов и карбонатов (Cruiksnank и др., 2001).

В то время как наблюдения в инфракрасном диапазоне в 2009 г. подтвердили активность астероида 3552 вследствие сублимации сверхлетучего газа СО<sub>2</sub>, содержащегося в замороженном состоянии в подповерхностном слое объекта, оптические наблюдения в марте и июле 2018 г. подтвердили активность вследствие выброса пыли с поверхности астероида и образования слабой комы. Если допустить, что в период прохождения перигелия в 2018 г. процесс сублимации СО<sub>2</sub> происходил вследствие увеличения солнечного нагрева и высвоболившийся газ захватывал с собой мелкие частицы пыли с поверхности астероида, то такой "нормальной" кометной активности не достаточно для образования вспышки яркости, связанной с единовременным выбросом огромного количества пыли, особенно, если учесть, что перигелий был пройден в начале мая 2018 г. Более того, уже через 10 дней после регистрации вспышки, блеск астероида приблизился к эфемеридному значению, что указывает на завершение активной фазы. Зарегистрированная вспышка и, как следствие, выброс пыли, скорее всего, обусловлены тем, что на фоне нормальной кометной активности вблизи перигелия дополнительно имело место столкновение астероида 3552 с небольшим объектом крупным метеороидом или бомбардировка его поверхности мелкими метеороидами, в результате чего произошло взрыхление поверхности и наблюдаемый выброс пыли. Разумеется, в этом случае из-за большего повреждения поверхностного слоя усилился и выброс CO<sub>2</sub>, регистрация которого была бы возможна по инфракрасным наблюдениям. Отметим, по наблюдениям 24 июля блеск астероида в фильтре І стал ближе к блеску в фильтре *R*. Но для большей убедительности этого вывода необходимы новые наблюдения астероида.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По оптическим наблюдениям астероида (3552) Дон Кихот 14 июля 2018 г. зарегистрирована

Таблица 5. Показатель цвета (V-R) астероида Дон Кихот по наблюдениям в обсерватории Санглох

Дата	14.92	23.86	24.86	DSPN	JFCN	AJFC	D-type NEAs
V–R	$0.43\pm0.10$	$0.33\pm0.18$	$0.40\pm0.18$	0.39	$0.49\pm0.03$	$0.46\pm0.02$	$0.46\pm0.02$

вспышка яркости, повлекшая за собой образование пылевой комы у объекта. 24 июля 2018 г. блеск астероида приблизился к эфемеридной величине. Столь быстрое падение блеска предполагает, что выброс пыли и, как следствие, вспышка яркости, явились результатом столкновения 3552 с другим небольшим объектом или бомбардировки его поверхности мелкими метеороидами. Оценки эффективного диаметра, полученные по наблюдениям 23 и 24 июля 2018 г. соответствуют имеющимся данным, можно предположить, что столкновение не было катастрофичным для астероида. Однако для большей убедительности необходимы новые наблюдения.

Наличие замороженного нейтрального газа  $CO_2$  в подповерхностном слое астероида является доказанным фактом. Величина показателя цвета (V-R), полученная из наблюдений, соответствует значениям для ядер угасших короткопериодических комет и астероидов D типа. С учетом этого, кометоподобной орбиты, низкого значения альбедо и зарегистрированной реактивации объекта в июле 2018 г. можно сделать вывод, что с очень высокой вероятностью, объект 3552 действительно может быть ядром угасшей кометы.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

А.В. Иванова выражает благодарность Словацкой академии наук (грант VEGA 2/0023/18).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бабаджанов П.Б., Кохирова Г.И. Метеорные потоки астероидов, пересекающих орбиту Земли. Душанбе: Изд-во АН РТ "Дониш", 2009. 185 с.
- *Бредихин Ф.А.* Этюды о метеорах Серия "Классики науки". М.: Изд-во АН СССР, 1954. 607 с.
- Бусарев В.В., Щербина М.П., Барабанов С.И., Ирсмамбетова Т.Р., Кохирова Г.И., Хамроев У.Х., Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Гумеров Р.И., Иртуганов Э.Н., Мельников С.С. Подтверждение сублимационной активности примитивных астероидов главного пояса 779 Нины, 704 Интерамнии и 145 Адеоны и ее вероятные спектральные признаки у 51 Немуазы и 65 Цибелы // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 4. С. 273-290 (Busarev V.V., Shcherbina M.P., Barabanov S.I., Isrmambetova T.R., Kokhirova G.I., Khamroev U.Kh., Khamitov I.M., Bikmaev I.F., Gumerov R.I., Irtuganov E.N., Mel'nikov S.S. Confirmation of the sublimation activity of the primitive Mine Belt Asteroid 799 Nina, 704 Interamnia, and 145 Adeona, as well as its probable spectral signs on 51 Nemausa and 65 Cebele // Sol. Syst. Res. 2019. V. 2019. V. 53. P. 273-290).
- Кохирова Г.И., Иванова А.В., Рахматуллаева Ф.Дж., Хамроев У.Х., Буриев А.М., Абдуллоев С.Х. Результаты комплексных наблюдений астероида (596) Шейла в Международной астрономической обсерватории Санглох // Астрон. вестн. 2018 Т. 52. № 6. С. 511–520. (Kokhirova G.I., Ivanova A.V., Rakhmatullaeva F.Dzh., Khamroev U.Kh., Buriev A.M., Abdulloev S.Kh.

Results of complex observations of asteroid (596) Scheila at the Sanglokh International Astronomical observatory // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. P. 495–504).

- *Лупишко Д.Ф.* Физические свойства астероидов // Вестн. астрон. школы. 2000. Т. 1. С. 63–77.
- Лупишко Д.Ф., Круглый Ю.Н., Шевченко В.Г. Фотометрия астероидов // Кинемат. и Физ. небесн. тел. 2007. Т. 23. С. 235–244.
- Belskaya I.N., Shevchenko V.G. Opposition effect of asteroids // Icarus. 2000. V. 147. P. 94–105.
- Binzel R.P., Rivkin A.S., Stuart J.S., Harris A.W., Bus S.J., Burbine T.H. Observed spectral properties of near-Earth objects: results for population distribution, source regions, and space weathering processes // Icarus. 2004. V. 170. P. 259–294.
- Bottke W.F., Morbidelli A., Jedicke R., Petit J., Levison H.F., Michel P., Metcalfe T.S. Debiased orbital and absolute magnitude distribution of the Near-Earth objects // Icarus. 2002. V. 156 (2) P. 399–433.
- Bowell E., Hapke B., Dominigue D., Lumme K., Peltoniemi J., Harris A.W. Application of photometric models to asteroids // Asteroids II. Proceed. of the Conf., Tucson, AZ, Mar. 8–11, 1988 (A90-27001 10-91). Tucson: Univ. Arizona press, 1989. P. 524–556.
- *Bowell E., Buie M.W., Picken H.* (4015) 1979 VA = Comet Wilson-Harrington (1949) // IAUC. 1992. No 5586.
- *Busarev V.V.* Detection of the influence of solar activity on the sublimation activity of primitive asteroids // Phys. Curr. State Pros. Astronomy-2018 (XIII Cong. Int. Pub. Org. "Astronomy Society"). Con. Abs. Moscow: IZMIRAN, 2018. V. 2. P. 47–50.
- *Consolmagno G.J., Britt D.T.* The density and porosity of meteorites from the Vatican collection // Meteorit. and Planet. Sci. 1998. V. 33. P. 1231–1241.
- Consolmagno G.J., Britt D.T., Macke R.J. What density and porosity tell us about meteorites // LPI Contrib. 2008. № 1391. P. 1582.
- Cruikshank D.P., Dalle Ore C.M., Roush T. L., Geballe T.R., Owen T.C., de Bergh C., Cash M.D., Hartmann W.K. Constraints on the Composition of Trojan Asteroid 624 Hektor// Icarus. 2001. V. 153. P. 348–360.
- Dahlgren M., Lagerkvist C.I. A study of Hilda asteroids. I CCD spectroscopy of Hilda asteroids // Astron. and Astrophys. J. 1995. V. 302. P. 363–373.
- Dandy C.L., Fitzsimmons A., Collander-Brown S.J. Optical colors of 56 near Earth objects trends with size and orbit // Icarus. 2009. V. 163. P. 114–126.
- Fernandez Y.R., McFadden L.A., Lisse C.M., Helin E.F. Analysis of POSS images of comet-asteroid transition object 107P/1949 W1 (Wilson-Harrington) // Icarus. 1997. V. 128. P. 114–126.
- *Green D.W.E., Rickman H., Porter A.P., Porter A.C., Meech K.J.* The strange periodic comet Machholz // Icarus. 1990. V. 247. P. 1063–1067.
- Harris A.W. On the slow rotation of asteroids // Icarus. 2002. V. 156. P. 184–190.
- Hartman W.K., Tholen D.J., Cruikshank D.P. The relationship of active comets, extinct comets, and dark asteroids // Icarus. 1987. V. 69. P. 33–50.
- Hsieh H. Active asteroids: Main-belt comets and disrupted asteroids // Proc. IAU. 2016. V. 29A. P. 237–240.

- Hsieh H., Jewitt D. Main belt comets: Ice in the inner Solar system // Bull. Americ. Astron. Soc. 2006. V. 38. 492 p.
- Hsieh H., Jewitt D., Ishugro M. Physical properties of Main-Belt Comet P/2005 U1 (Read) // Astron. J. 2009a. V. 137. P. 157–168.
- Hsieh H., Jewitt D., Fernandez Y. Albedos of Main-Belt Comets 133P/Elst-Pizarro and 176P/LINEAR) // Astrophys. J. Lett. 2009b. V. 694. P. L111–L114.
- Jewitt D. Introductory report: Physical properties of cometary nuclei // Proc. Liege Inst. Astrophys. Colloq. 30. 1992. P. 85–111.
- *Jewitt D.* The active asteroids // Astron. J. 2012. V. 143. P. 66–80.
- Jewitt D. Color systematics of comets and related bodies //Astron. J. 2015. V. 150:201. (18 p.).
- Jewitt D., Yang B., Haghighipour N. Main Belt of asteroids comet P/2008 (Garradd) // Astron. J. 2009. V. 137. P. 4313–4321.
- Jewitt D., Hsieh H., Agarwal J. The active of asteroids // Asteroids IV / Eds Michel P., DeMeo F., Bottke W. Univ. Arizona Space Sci. Series. 2015. P. 221–241.
- *Kosai H.* Short-period comets and Apollo-Amur-Aten type asteroids in view in Tisserand invariant // Celest. Mech. Dyn. Astron. 1992. V. 54. P. 237–240.
- Kresak L. On the similarity of orbits of associated comets, asteroids and meteoroids // Bull. Astr. Inst. Czechosl. 1982. V. 33. P. 104.
- Kresak L. The discrimination between cometary and asteroidal meteors. I. The orbital criteria // Bull. Astr. Inst. Czechosl. 1969. V. 20. P. 177.
- *Lamy P., Toth I.* The color of cometary nuclei-Comparison with other primitive bodies of the Solar System and implications for their origin // Icarus. 2009. V. 201. P. 674–713.
- *Lamy P.L., Toth I., Fernandez Y.R., Weaver H.A.* The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei // Comets II / Eds. Festou M.C., Keller H.U., Weaver H.A. Tucson: Univ. Arizona Press, 2004. P. 223–264.
- Landsman W.B. The IDL astronomy user's library // Astron. Data Analysis Software and Systems II / Eds Hanisch R.J., Brissenden R.J.V., Barnes J. A.S.P. Conference Series. 1993. V. 52. P. 246–248.
- *Levison H., Duncan M.* From the Kuiper Belt to Jupiter-Family comets: The spatial distribution of ecliptic comets // Icarus. 1997. V. 127. P. 13–32.
- Licandro J., Alvarez-Candal A., de-Leon J., Pinnila-Alonso N., Lazzaro D., Campins H. Spectral prosperities of asteroids in cometary orbits // Astrophys. J. 2008. V. 481. P. 861–877.
- Lumme M., Nieminen M., Torsti J.J., Vainikka E., Peltonen J., Valtonen E., Arvela H. Interplanetary propagation of relativistic solar protons // Sol. Phys. 1986. V. 107. P. 183–194.
- Mommert M., Hora J.L., Harris A.W., Reach W.T., Emery J.P., Thomas C.A., Mueller M., Cruikshank D.P., Trilling D.E., Delbo M. Smith H.A. The discovery of cometary activity in Near-Earth asteroid (3552) Don Quixote // Astrophys. J. 2014. V. 781. Article id. 25. 10 p.
- Mommert M., Trilling D., Knight M.M., Hora J., Biver N., Womack M., Wierzchos K., Polishook D., Veres P., Gustafson A., McNeill A., Skiff B., Wainscoat R., Kelley M.S.,

*Moskowitz N., Harrington O.* Systematic characterization and monitoring of potentially active asteroid: The case of Don Quixote // Americ. Astron. Soc. 2018a. DPS. Meeting #50. id.505.05.

- Mommert M., Polishook D., Moskovitz N. (3552) Don Quixote // 2018b. CBET 4502: 20180329. [http://www.cbat.eps.harvard.edu/index.html].
- *Morbidelli A., Gladman B.* Orbital and temporal distributions of meteorites originating in the asteroid belt // Meteor. and Planet. Sci. 1998. V. 33. P. 999–1016.
- Neslushan L., Ivanova O., Husarik M., Svoren J., Krisandova Z.S. Dust productivity and impact collision of the asteroid 596 (Scheila) // Planet. and Space Sci. 2016. V. 125. P. 37–42.
- *Opik E.* The stray bodies in the Solar System. I. Survival time of cometary nuclei // Adv. Astron. and Astrophys. 1963. V. 2. P. 219–262.
- Penttila A., Shevchenko V.G., Wilkman O., Muinonen K.H. H,G1,G2 photometric phase function extended to lowaccuracy data // Planet. and Space Sci. 2016. V. 123. P. 117–125.
- Rickman H., Gustafson B.A.S., Fernandez J.A. Model Calculations of Mantle Formation on Comet Nuclei // Asteroids, Comets, Meteors III (ACM) 1989 / Eds Lagerkvist C.I., Rickman H., Lindblad B.A. Uppsala: Univ., 1990. P. 423–426.
- Sekanina Z. Periodic comet Machholz its idiosyncrasies // Astron. J. 1990. V. 99. P. 1269-1277.
- Solontoi M., Ivezic Z., Juric M., Becker A.C., Jones L., West A.A., Kent S., Lupton R.H., Claire M., Knapp G.R., Quinn T., Gunn J.E., Schneider D.P. Ensemble properties of comets in the Sloan digital sky survey // Icarus. 2012. V. 128. P. 571–584.
- Tholen D.J. Asteroid taxonomic classification // Asteroids / Eds Binzel R.P., Gehrels T., Mattews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press. 1989. P. 1139–1150.
- Veeder G.J., Hanner M.S., Matson D.L., Tedesco E.F., Lebofsky L.A., Tokunaga A.T. Radiometry of Near-Earth Asteroids // Astron. J. 1989. V. 97. P. 1211–1219.
- Weissman P.R., A. Hearn M.F., McFadden L.A., Rickman H. Evolution of comets into asteroids // Asteroids II/ Eds Binzel R.P., Gehrels T., Mattews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 880–920.
- Weissman P., Bottke W., Levison H. Evolution of Comet into Asteroid // Asteroids III/ Eds Bottke W., Cellino A., Paolicchi P., Binzel R. Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 669–686.
- *Whipple F.L.* A comet model I. The acceleration of comet Encke // Astrophys. J. 1950.V. 111. P. 375–394.
- Whipple F.L. A comet model II. Physical relation foe comets and meteors // Astrophys. J. 1951.V. 121. P. 750–770.
- Whipple F.L. A comet model III. The zodiacal light // Astrophys. J. 1951.V. 56. P. 144–145.
- https://www.ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi#top, 2019
- https://www.harrisgeospatial.com/Software-Technology/IDL
- http://tdc-www.harvard.edu/catalogs/index.html

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

УДК 521.3

## НЕЛИНЕЙНОСТЬ В ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ АСТЕРОИДНОЙ ДИНАМИКИ

© 2021 г. В. А. Авдюшев<sup>а, \*</sup>, О. М. Сюсина<sup>а</sup>, В. А. Тамаров<sup>а</sup>

<sup>а</sup>НИИ прикладной математики и механики Томского госуниверситета, Томск, Россия \*e-mail: sch@niipmm.tsu.ru

Поступила в редакцию 25.07.2020 г. После доработки 04.09.2020 г. Принята к публикации 15.09.2020 г.

Столкновение астероида с Землей в будущем всегда рассматривается как вероятностное событие, поскольку астероидная орбита, определяемая из наблюдений со случайными ошибками, неизбежно содержит некую неопределенность в ее параметрах. Чтобы установить вероятность столкновения, параметрическая неопределенность как вероятностное распределение виртуальных объектов отображается орбитальной моделью в физическое пространство на период сближения астероида с Землей и затем оценивается вероятностная масса, проникшая в тело планеты. Падение астероида на Землю весьма значимое явление, поскольку оно может быть сопряжено с фатальными последствиями для человечества. Поэтому вероятностное оценивание столкновения потенциально опасных астероидов должно выполняться очень тщательно с учетом всевозможных тонких аспектов. В настоящей работе исследуется нелинейность в обратных задачах астероидной динамики при различных условиях наблюдений для разнообразных типов определяемых орбит. Основной вопрос, который ставят перед собой авторы работы, - насколько существенно может повлиять нелинейность на точность вероятностного оценивания, когда для моделирования параметрической неопределенности применяются классические линейные стохастические методы. Для исследования полной, параметрической и внутренней нелинейностей вводятся оригинальные показатели с обоснованными пороговыми значениями, определяемыми из предельно допустимых смещений вероятностных оценок за нелинейность. Проводится общий анализ нелинейности для потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении до июня 2020 г. В частности, показано, что главными факторами сильной нелинейности являются короткая наблюдаемая орбитальная дуга (менее градуса) и малый период наблюдений (менее 10 сут). При этом ситуация усугубляется, если движение астероида во время наблюдения совершается вдоль и около эклиптики по дуге с малой кривизной. Установлено также, что вследствие сильной нелинейности в задачах вероятностного оценивания для моделирования орбитальной неопределенности почти половины потенциально опасных астероидов (44%) требуются нелинейные стохастические методы.

Ключевые слова: астероиды, орбитальное движение, обратные задачи, нелинейность **DOI:** 10.31857/S0320930X21010011

## введение

Все астероиды, тесно сближающиеся с Землей, непременно подлежат вероятностному обследованию на предмет их возможного столкновения с планетой (Chesley, Chodas, 2015). Даже если расчетная орбита сближающегося астероида не предрекает никакой катастрофы, это еще не является основанием, чтобы оставлять объект без пристального внимания. Расчетная орбита, определяемая из наблюдений, всегда содержит в себе некую параметрическую неопределенность, вызванную случайными ошибками наблюдений. Поэтому исключать столкновение устремленного к Земле астероида никогда нельзя, но оно допускается как вероятностное событие.

В современной практике вероятность столкновения астероида с Землей оценивается на основе стохастического моделирования орбитальной неопределенности (Muinonen, Bowell, 1993; Черницов и др., 1998; Milani, 1999; Bordovitsyna и др., 2001; Virtanen и др., 2001; Bowell и др., 2002; Muinonеп и др., 2006; Avdyushev, 2011; Авдюшев, 2015). В пространстве орбитальных параметров сначала случайным образом формируется облако виртуальных объектов около номинального астероида, параметры которого определяются из наблюдений. Далее посредством орбитальной модели оно отображается в физическое пространство на период тесного сближения астероида с планетой. При этом регистрируются попадания виртуальных объектов в тело Земли. Отношение числа таких объектов к общему числу дает вероятностную оценку столкновения астероида.

Для формирования облака неопределенности обычно используется ковариационная матрица параметрических ошибок, которая всегда имеется в распоряжении после определения орбитальных параметров из наблюдений. Фактически она несет в себе информацию о вероятностном распределении параметрических ошибок линеаризированной обратной задачи и описывает, таким образом, в параметрическом пространстве эллипсоидальное облако неопределенности с нормально распределенной плотностью. Если нелинейность обратной задачи слабая, то ковариационная матрица вполне может быть пригодна для вероятностного оценивания космических угроз, иначе стохастическое моделирование будет давать неалекватные оценки.

Все обратные задачи орбитальной динамики – нелинейны. Однако проблема сильной нелинейности возникает только в тех задачах, где облако неопределенности принимает протяженные размеры, т.е. когда орбита определяется плохо вследствие скудной наблюдательной информации о движении небесного тела. Масштабное распределение виртуальных объектов (в особенности периферийных) очень сильно подвергается влиянию нелинейности, так что облако неопределенности может значительно отличаться от эллипсоидального. Разумеется, если вероятность столкновения астероида с Землей будет определяться из стохастического моделирования на основе ковариационной матрицы, то она может быть как недооценена, так и переоценена.

Для определения вероятностных оценок в сильно нелинейном случае применяются нелинейные стохастические методы (Milani, 1999; Muinonen и др., 2006; Virtanen и др., 2001; Desmars и др., 2009; Emel'yanov, 2010; Avdyushev, 2011; Avdyushev, 2017). Они дают более адекватные оценки, нежели линейные методы, хотя не всегда практически обоснованы. Главная причина сильной нелинейности – неудачный выбор орбитальных параметров (Сюсина и др., 2012). Следовательно, нелинейность можно существенно ослабить путем преобразования параметров, однако вовсе избавиться от нее нельзя. Предельно минимальная нелинейность, неустранимая посредством параметрического преобразования, обусловлена так называемой внутренней нелинейностью (Bates, Watts, 1988; Draper, Smith, 1998). Ее величина как раз и ограничивает возможности нелинейных стохастических методов и предопределяет их адекватность (Avdyushev, 2011; 2017).

Для оценивания нелинейности служат показатели нелинейности (Beale, 1960; Bates, Watts, 1980; Сюсина и др., 2012; Авдюшев, 2015; Черницов и др., 2017; Avdyushev, 2017). Все они, по сути, являются мерой смещения параметрических оценок за нелинейность относительно ожидаемых линейных аналогов. Показатели нелинейности — безразмерные величины, и совершенно очевидно, если какой-либо из них превышает, скажем, единичное значение, уверенно можно утверждать, что обратная задача — сильно нелинейна. Однако остается вопрос: какое же должно быть пороговое значение показателя, меньше которого он сигнализировал бы о слабой нелинейности? К сожалению, никто из авторов ранее так и не дал определенного ответа на этот вопрос.

В настоящей работе исследуется нелинейность в обратных задачах астероидной динамики при различных условиях наблюдений для разнообразных типов определяемых орбит. Оценивание нелинейности в такой глобальной постановке оказывается возможным в нормализованной упрощенной задаче. Приводятся формулы нормализации орбитальных параметров. Проводится также общий анализ нелинейности для всех потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении (оппозиции) до июня 2020 г. Для оценивания полной, параметрической и внутренней нелинейностей вводятся оригинальные показатели с обоснованными пороговыми значениями.

## ДОПУСТИМОЕ СМЕЩЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОЦЕНОК

Проблема сильной нелинейности в обратных задачах астероидной динамики, как уже указывалось выше, обычно возникает при большой орбитальной неопределенности, когда астероидная орбита определяется плохо вследствие малочисленного состава (угловых) наблюдений, распределенных на очень короткой орбитальной дуге. При этом облако неопределенности принимает протяженные размеры в параметрическом пространстве (как и в физическом) и вытягивается вдоль одного (аномального) направления, соответствующего медленнейшему изменению целевой функции: в физическом пространстве, как правило, от наблюдателя к объекту наблюдения. Между тем виртуальные астероиды, составляющие сигарообразное облако, распределяются вдоль аномального направления по почти нормальному закону.

Нелинейность вызывает смещение параметрических оценок. Учитывая особенность конфигурации облака неопределенности при сильной нелинейности, покажем, как смещение оценки одного параметра может повлиять на оценку вероятностной массы в одномерном случае, и каково может быть допустимое смещение при заданной точности оцениваемой вероятности. Функция вероятностной плотности одномерного нормального распределения с нулевой средней и дисперсией  $\sigma^2$  имеет вид

$$f(\rho) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\rho^2/\sigma^2}.$$
 (1)

Предположим, мы определяем вероятностную массу *P* на малом отрезке длины dp около произвольного значения р. Приближенно ее можно представить как

$$P = f(\rho) \,\mathrm{d}\,\rho. \tag{2}$$

Смещение значения  $\rho$  на величину  $\Delta \rho$  внутри отрезка влечет (с точностью до малых первого порядка) изменение вероятностной массы на величину

$$\Delta P = f'(\rho) \Delta \rho \,\mathrm{d}\,\rho. \tag{3}$$

Тогда, согласно (2) и (3), относительное изменение вероятностной массы будет

$$\delta P = \frac{\Delta P}{P} = \frac{f'(\rho)}{f(\rho)} \rho \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{f'(\rho)}{f(\rho)} \rho \delta \rho.$$

Для нормального распределения (1) имеем

$$\delta P = -2\left(\frac{\rho}{\sigma}\right)^2 \delta \rho. \tag{4}$$

Из формулы (4) получаем допустимое относительное смещение  $|\delta \rho|_{tol}$ , соответствующее допустимому относительному изменению вероятностной массы  $|\delta P|_{tol}$ :

$$|\delta \rho|_{tol} = \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma}{\rho} \right)^2 |\delta P|_{tol} \,. \tag{5}$$

Допустим, на малом отрезке мы оцениваем вероятность *P* с точностью до первого знака, следовательно,  $|\delta P|_{tol} = 5 \times 10^{-2}$ . Тогда в окрестности граничных точек  $\bar{\rho}$  доверительного интервала, соответствующего вероятности  $\alpha = 0.997$ ,  $\bar{\rho} = \pm 3\sigma$  (правило трех сигм), будем иметь допустимое смещение  $|\delta \rho|_{tol} = 2.8 \times 10^{-3}$ . В обратных задачах астероидной динамики, где оцениваются шесть параметров, граница вытянутой доверительной области с вероятностью  $\alpha = 0.997$  определяется значением  $\bar{\rho} = \pm 4.5\sigma$  (Сюсина и др., 2012), отсюда  $|\delta \rho|_{tol} = 1.2 \times 10^{-3}$ .

#### СМЕЩЕНИЕ МОДЕЛЬНОГО ОТКЛИКА КАК ПОКАЗАТЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Возможные смещения параметрических оценок, вызванные нелинейностью модели, удобно оценивать по модельным откликам (model response)<sup>1</sup> на провоцирующие их вариации параметров. Предположим наблюдения  $\mathbf{p}^{O} = (p_{1}^{O}, ..., p_{N}^{O})^{T}$ интерпретируются моделью  $\mathbf{p}(\mathbf{q}) = (p_{1}(\mathbf{q}), ..., p_{N}(\mathbf{q}))^{T}$ в *N* -мерном пространстве наблюдений (observation space), где  $\mathbf{q}$  – вектор параметров в *K* -мерном параметрическом пространстве (parameter space). Обозначим  $\hat{\mathbf{p}} = \mathbf{p}(\hat{\mathbf{q}})$  модельное представление наблюдений, соответствующее оценке  $\hat{\mathbf{q}}$ , определяемой из наблюдений  $\mathbf{p}^{O}$ .

В линейной задаче  $\mathbf{p}(\mathbf{q}) = \mathbf{A}\mathbf{q}$ , где  $\mathbf{A}$  – постоянная матрица размера  $N \times K$ , и тогда модельный отклик  $\mathbf{p} - \hat{\mathbf{p}}$  около оценки  $\hat{\mathbf{p}}$  будет связан с вариацией параметрической оценки  $\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}}$  линейно:  $\mathbf{p} - \hat{\mathbf{p}} = \mathbf{A}(\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}})$ . Целесообразно исследовать смещение оценок на границе  $\overline{\mathbf{q}}$  некоторой стандартной доверительной эллипсоидальной области (Draper, Smith, 1998), определяемой в рамках линейной задачи наименьших квадратов. Вообще достаточно рассмотреть лишь вершины эллипсоидальной область ида  $\overline{\mathbf{q}}_i$  (i = 1, ..., K), которым будут соответствовать модельные отклики

$$\overline{\mathbf{p}}_i - \hat{\mathbf{p}} = \mathbf{A}(\overline{\mathbf{q}}_i - \hat{\mathbf{q}}) = \pm \overline{\mathbf{p}} \mathbf{A} \mathbf{l}_i / \sqrt{\lambda_i} \quad (i = 1, \dots, K), \quad (6)$$

где  $(\lambda_i, \mathbf{l}_i)(i = 1, ..., K)$  — собственные пары нормальной матрицы  $\mathbf{Q} = \mathbf{A}^T \mathbf{A}$ . Параметр  $\overline{\rho}$  задает размер доверительного эллипсоида, причем  $\overline{\rho}^2 = \sigma^2 \chi^2_{K,\alpha}$ , где  $\sigma^2$  — дисперсия ошибок наблюдений  $\mathbf{p}^O$ , а  $\chi^2_{K,\alpha}$  —  $\alpha$ -квантиль функции распределения  $\chi^2_K$  (хи-квадрат) со степенью свободы K.

Согласно (6), относительное изменение  $\delta \overline{\rho}$  параметра  $\overline{\rho}$  влечет относительные смещения вершин доверительной области  $\|\delta \overline{\mathbf{q}}_i\| = |\delta \overline{\rho}|$  (i = 1, ..., K) в параметрическом пространстве, а также их модельных образов  $\delta \overline{\mathbf{p}}_i$  (i = 1, ..., K) в пространстве наблюдений. С другой стороны, образ доверительного эллипсоида в *N*-мерном пространстве наблюдений является *K*-мерным шаром, т.е. для всех граничных точек  $\overline{\mathbf{p}}$ 

$$\left\|\overline{\mathbf{p}} - \hat{\mathbf{p}}\right\|^2 = \overline{\rho}^2,\tag{7}$$

тогда для любого относительного смещения  $\delta \overline{p}$  модельного отклика  $\tilde{p}$  около границы доверительного шара  $\overline{p}$ 

$$\left\| \delta \overline{\mathbf{p}} \right\| \equiv \frac{\left\| \widetilde{\mathbf{p}} - \overline{\mathbf{p}} \right\|}{\left\| \overline{\mathbf{p}} - \widehat{\mathbf{p}} \right\|} \ge \left| \delta \overline{\mathbf{p}} \right|. \tag{8}$$

Следовательно, величина  $\|\delta \overline{\mathbf{p}}\|$  позволяет приближенно судить о возможном относительном смещении параметрической оценки  $\|\delta \overline{\mathbf{q}}\|$  около границы доверительного эллипсоида  $\overline{\mathbf{q}}$ .

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> В русской версии статьи во избежание разночтений в терминах регрессионного анализа мы также приводим их зарубежные названия (Draper, Smith, 1998).



Рис. 1. Геометрия внутренней нелинейности.

В нелинейной залаче смешение модельного отклика δ**р** вызывается нелинейностью и, таким образом, величину  $\|\delta \mathbf{p}\|$ , определяемую в соответствии с (8), можно принять в качестве показателя нелинейности. Однако в этом случае  $\tilde{\mathbf{p}} = \mathbf{p}(\overline{\mathbf{q}})$ , а  $\overline{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{p}} + \mathbf{A}(\overline{\mathbf{q}} - \hat{\mathbf{q}}),$  где  $\mathbf{A}$  – постоянная матрица линеаризированной задачи, вычисляемая в оценке  $\hat{\mathbf{q}}$ , т.е.  $\mathbf{A} = \mathbf{p}'_{\mathbf{q}}(\hat{\mathbf{q}})$ . Следует заметить, что максимальное относительное смещение модельного отклика (бр), как показывает практика, обычно имеет место вдоль аномального направления в двух противоположных вершинах доверительного эллипсоида, которые максимально удалены от оценки â, иначе говоря, соответствуют минимальному собственному числу нормальной матрицы **O**, и тогда  $\|\delta \mathbf{p}\| \approx |\delta \rho|$ .

#### ПОКАЗАТЕЛИ ПОЛНОЙ, ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ И ВНУТРЕННЕЙ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ

Введем величины

$$\begin{split} \Delta \mathbf{p} &\equiv \mathbf{p}(\hat{\mathbf{q}} + \Delta \mathbf{q}) - \mathbf{p}(\hat{\mathbf{q}}), \quad \Delta \mathbf{q} \equiv \pm \overline{\rho} \, \mathbf{l}_{\min} / \sqrt{\lambda_{\min}}, \\ \overline{\rho}^2 &= \sigma^2 \chi^2_{K,\alpha}, \quad (\lambda_{\min}, \mathbf{l}_{\min}) : \lambda_{\min} = \min_{i=1,\dots,K} \lambda_i. \end{split}$$

Учитывая, что  $\|\mathbf{A}\Delta \mathbf{q}\| \approx \|\Delta \mathbf{p}\|$ , определим показатель нелинейности как

$$\boldsymbol{x} \equiv \frac{\|\mathbf{A}\Delta\mathbf{q} - \Delta\mathbf{p}\|}{\|\Delta\mathbf{p}\|},\tag{9}$$

где **A** = **p**'<sub>**q**</sub> (**q̂**). Поскольку  $\mathfrak{A} \approx |\delta\rho|$ , критическое значение  $\mathfrak{B}_{tol}$  для показателя нелинейности мы фактически установили выше:  $\mathfrak{B}_{tol} = 1.2 \times 10^{-3}$ .

С точки зрения геометрической интерпретации нелинейной задачи наименьших квадратов (Bates, Watts, 1988; Draper, Smith, 1998) столбцы матрицы **A** представляют собой в N-мерном пространстве наблюдений **p** некий векторный базис K-мерного тангенциального подпространства (tan-

$$\Delta \mathbf{p} = \mathbf{\Pi} \Delta \mathbf{p} + (\mathbf{E} - \mathbf{\Pi}) \Delta \mathbf{p}, \tag{10}$$

где **П** – матрица-проектор на тангенциальное подпространство:

$$\boldsymbol{\Pi} = \mathbf{A} (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \ (\boldsymbol{\Pi} \boldsymbol{\Pi} = \boldsymbol{\Pi}), \tag{11}$$

а Е – единичная матрица.

Разложение вариации  $\Delta p$  (10) на ортогональные составляющие  $\Pi \Delta p$  и ( $\mathbf{E} - \Pi$ ) $\Delta p$ , тангенциальную и нормальную, позволяет ввести еще два важных показателя — параметрической нелинейности (parameter-effect nonlinearity) и внутренней (intrinsic nonlinearity) (Bates, Watts, 1988; Draper, Smith, 1998):

$$\boldsymbol{x}_{P} \equiv \frac{\|\mathbf{A}\Delta\mathbf{q} - \mathbf{\Pi}\Delta\mathbf{p}\|}{\|\Delta\mathbf{p}\|}, \quad \boldsymbol{x}_{I} \equiv \frac{\|\mathbf{\Pi}\Delta\mathbf{p} - \Delta\mathbf{p}\|}{\|\Delta\mathbf{p}\|}.$$
 (12)

При этом они должны удовлетворять соотношению  $a^2 = a_p^2 + a_l^2$ .

Параметрическая нелинейность проявляется, главным образом, в неравномерном изменении модельного отклика на равномерное изменение параметров модели, а также в тангенциальной (геодезической) кривизне параметрических линий в подпространстве оценок. Теоретически существуют такие (нелинейные) преобразования параметров, которые сводят параметрическую нелинейность к нулю. Однако представить их в аналитической форме практически невозможно.

Внутренняя нелинейность обусловлена непосредственно нормальной кривизной подпространства оценок и не зависит от преобразования параметров. Поэтому она неустранима и, следовательно, определяет предельный уровень минимальной нелинейности, которая может быть достигнута в результате преобразований параметров, т.е. при  $\mathfrak{w}_P = 0$ . Если  $\mathfrak{w}_I = 0$ , а  $\mathfrak{w} = \mathfrak{w}_P \neq 0$ , то говорят, что обратная задача или модель внутренне линейна (intrinsically linear) или внешне нелинейная (nonintrinsically nonlinear) (Bates, Watts, 1988; Draper, Smith, 1998).

На рис. 1 показана геометрия внутренней нелинейности в плоскости направлений невязок  $\mathbf{p}^{O} - \hat{\mathbf{p}}$  и вариации  $\Delta \mathbf{p} = \tilde{\mathbf{p}} - \hat{\mathbf{p}}$ . Здесь  $\varphi$  – угловое отклонение модельного отклика  $\Delta \mathbf{p}$  от тангенциального направления  $\mathbf{\Pi} \Delta \mathbf{p}$  (серый цвет) за нормальную кривизну параметрической линии; *R* и  $\mathbf{p}_{O}$  – радиус и центр кривизны соответственно. Из рисунка становится понятен геометрический смысл показателя  $\mathfrak{E}_I$ .

Действительно,

$$\boldsymbol{x}_{I} \equiv \frac{\|\boldsymbol{\Pi} \Delta \mathbf{p} - \Delta \mathbf{p}\|}{\|\Delta \mathbf{p}\|} = \sin \boldsymbol{\varphi} = \frac{1}{2} \frac{\|\Delta \mathbf{p}\|}{R} = \frac{1}{2} \|\Delta \mathbf{p}\| \kappa_{N} \approx \frac{1}{2} \|\mathbf{A} \Delta \mathbf{q}\| \kappa_{N} = \frac{1}{2} \sigma \chi_{K,\alpha} \kappa_{N},$$
(13)

где к<sub>N</sub> – нормальная кривизна параметрической линии. Таким образом, показатель внутренней нелинейности ж<sub>1</sub> прямо пропорционален нормальной кривизне  $\kappa_N$  в оценке  $\hat{\mathbf{p}}$ , а также удалению от нее модельного отклика  $\tilde{\mathbf{p}}$ , т.е. внутренняя нелинейность отсутствует в плоском (внутренне линейном) случае и ее влияние всегда сходит на нет при устремлении границ доверительной области (в подпространстве оценок)  $\tilde{\mathbf{p}}$  к оценке  $\hat{\mathbf{p}}$ , какой бы ни была большой нормальная кривизна к<sub>N</sub>. С геометрической точки зрения показатель  $\mathfrak{B}_I$  может рассматриваться как мера неплоскостности подпространства оценок в окрестности оценки  $\hat{\mathbf{p}}$  радиуса  $\sigma \chi_{K,\alpha}$ .

Сильная полная нелинейность часто сопряжена с большими отклонениями модельного отклика  $\Delta \mathbf{p}$ , которые провоцируются, главным образом, параметрической нелинейностью. Тогда оценка  $\mathfrak{E}_{I}$  (12) может неадекватно отображать влияние внутренней нелинейности, вызываемой нормальной кривизной подпространства оценок к<sub>N</sub>, которая обычно мала. В этом случае, согласно (13), целесообразно использовать альтернативную оценку

 $a_{\rm L} = \frac{1}{\sigma} \sigma \gamma_{\rm R} \kappa_{\rm R}$ 

где

$$\mathfrak{a}_{I} \equiv \frac{1}{2} \mathfrak{o} \chi_{K,\alpha} \kappa_{N}, \qquad (14)$$

$$\kappa_N = 2 \frac{\|\mathbf{\Pi} \Delta \mathbf{p} - \Delta \mathbf{p}\|}{\|\Delta \mathbf{p}\|^2}.$$
 (15)

Несмотря на большие отклонения  $\Delta \mathbf{p}$ , оценка малой нормальной кривизны к<sub>N</sub> (15) должна быть достаточно точной для адекватного оценивания внутренней нелинейности.

Фактически главная цель настоящей работы состояла как раз в исследовании внутренней нелинейности в зависимости от различных типов астероидных орбит и всевозможных обстоятельств наблюдений. Мы должны были выяснить, для каких астероидов и при каких условиях обратной задачи внутренняя нелинейность оказывается незначительной, невзирая на сильную параметрическую нелинейность. Вопрос этот весьма важный в стохастическом моделировании орбитальной неопределенности, поскольку ответ на него в действительности дает надежное практическое основание для так называемого метода

возмущенных (зашумленных) наблюдений (observational Monte-Carlo) (Press и др., 2007; Avdyushev, 2011; 2017), который остается пока безальтернативным как наиболее адекватный среди других стохастических методов при доверительном оценивании в сильно нелинейных обратных залачах.

#### НОРМАЛИЗОВАННАЯ ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

Покажем теперь, что посредством масштабирования, а также преобразований вращения и переноса к геоцентру любую размерную обратную задачу орбитальной динамики можно свести к нормализованной, где гравитационный параметр единичный, начальный вектор положения является ортом оси абсцисс, а вектор скорости лежит в плоскости абсцисс и ординат (рис. 2).

Пусть в исходной размерной задаче µ – гравитационный параметр Солнца, а х и х – гелиоцентрические положение и скорость астероида. Поскольку сильная нелинейность проявляется при обработке наблюдений на очень короткой орбитальной дуге, для ее исследования, игнорируя возмущающие силы, можно прибегнуть к упрошенной динамической модели

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + \dot{\mathbf{x}}_0(t - t_0) - \mu \frac{\mathbf{x}_0}{|\mathbf{x}_0|^3} \frac{(t - t_0)^2}{2},$$
 (16)

где t – время;  $\mathbf{x}_0$  и  $\dot{\mathbf{x}}_0$  – гелиоцентрические положение и скорость астероида на начальную эпоху  $t_0$ (внутри временного интервала наблюдений). Аналогично можно представить движение земного наблюдателя  $\mathbf{x}_E$ :

$$\mathbf{x}_{E} = \mathbf{x}_{E0} + \dot{\mathbf{x}}_{E0}(t - t_{0}) - \mu \frac{\mathbf{x}_{E0}}{|\mathbf{x}_{E0}|^{3}} \frac{(t - t_{0})^{2}}{2}, \quad (17)$$

где  $\mathbf{x}_{E0}$  и  $\dot{\mathbf{x}}_{E0}$  – положение и скорость Земли на MOMENT  $t_0$ .

Тогда, согласно (16) и (17), геоцентрическое движение астероида  $\rho = \mathbf{x} - \mathbf{x}_E$  будет приближенно описываться формулой

$$\rho = \rho_0 + \dot{\rho}_0(t - t_0) - \mu \left( \frac{\rho_0 - \rho_{S0}}{|\rho_0 - \rho_{S0}|^3} + \frac{\rho_{S0}}{|\rho_{S0}|^3} \right) \frac{(t - t_0)^2}{2}.$$
(18)

Здесь  $\mathbf{\rho}_0 = \mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_{E0}, \dot{\mathbf{\rho}}_0 = \dot{\mathbf{x}}_0 - \dot{\mathbf{x}}_{E0}$  и  $\mathbf{\rho}_{S0} = -\mathbf{x}_{E0} - \mathbf{x}_{E0}$ геоцентрические положение и скорость астероида, а также геоцентрическое положение Солнца соответственно на момент  $t_0$ .

Применив к (18) преобразования масштабирования и вращения:



**Рис. 2.** Конфигурация объектов в нормализованной задаче. Серой кривой показана орбита астероида, пунктирной – граница области положений Солнца, соответствующих благоприятным условиям для наземных наблюдений астероида на ночном небе (90° < φ < 270°).

$$\mathbf{r} = \mathbf{R}\boldsymbol{\rho}/|\boldsymbol{\rho}_{0}|, \quad \mathbf{v} = \mathbf{R}\dot{\boldsymbol{\rho}}\sqrt{|\boldsymbol{\rho}_{0}|/\mu}, \quad \mathbf{r}_{S} = \mathbf{R}\boldsymbol{\rho}_{S}/|\boldsymbol{\rho}_{0}|,$$
$$\mathbf{R} = (\mathbf{e}_{1}, \mathbf{e}_{2}, \mathbf{e}_{3})^{T}, \quad \mathbf{e}_{1} = \boldsymbol{\rho}_{0}/|\boldsymbol{\rho}_{0}|, \qquad (19)$$
$$\mathbf{e}_{2} = \mathbf{e}_{3} \times \mathbf{e}_{1}, \quad \mathbf{e}_{3} = \boldsymbol{\rho}_{0} \times \dot{\boldsymbol{\rho}}_{0}/|\boldsymbol{\rho}_{0} \times \dot{\boldsymbol{\rho}}_{0}|;$$

получаем нормализованное представление движения

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{0} + \mathbf{v}_{0}\tau - \frac{1}{2} \left( \frac{\mathbf{r}_{0} - \mathbf{r}_{S0}}{|\mathbf{r}_{0} - \mathbf{r}_{S0}|^{3}} + \frac{\mathbf{r}_{S0}}{|\mathbf{r}_{S0}|^{3}} \right) \tau^{2},$$
(20)

где

$$\mathbf{r}_0 = (1, 0, 0)^T, \quad \mathbf{v}_0 = (v^T \operatorname{tg} \theta, v^T, 0)^T,$$
$$\mathbf{r}_{S0} = (r_S \cos \varphi \cos \psi, r_S \sin \varphi \cos \psi, r_S \sin \psi)^T,$$

$$v^{\mathrm{T}} = |\mathbf{r}_{0} \times \mathbf{v}_{0}| = \frac{|\mathbf{\rho}_{0} \times \dot{\mathbf{\rho}}_{0}|}{\sqrt{\mu |\mathbf{\rho}_{0}|}}, \quad r_{S} = \frac{1 \text{ a.e.}}{|\mathbf{\rho}_{0}|},$$
$$\tau = 2\pi\eta (t - t_{0})/T, \quad \eta = \sqrt{a^{3}/|\mathbf{\rho}_{0}|^{3}}, \quad T = 2\pi\sqrt{a^{3}/\mu};$$

 $v^{T}$  — трансверсальная составляющая скорости;  $\theta$  — отклонение вектора скорости от трансверсального направления (от оси ординат);  $r_{s}$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  — сферические геоцентрические координаты Солнца;  $\tau$  нормализованное время относительно начальной эпохи; *а* и *T* — большая полуось орбиты астероида и его период обращения около Солнца.

Таким образом, любая обратная астероидная задача может быть сведена к нормализованной (20) с безразмерными орбитальными параметрам  $\mathbf{r}_0$  и  $\mathbf{v}_0$ , т.е.  $\mathbf{q} = (\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0)^T$ . Поскольку параметрические преобразования масштабирования и вращения (19) являются линейными, они не должны влиять на показатели нелинейности (9) и (12). Следовательно, мы можем сфокусировать свое внимание на исследование нелинейности в безразмерной (нормализованной) задаче при всевозможных обстоятельствах наблюдений объектов с различными типами орбит, что тем самым позволит нам рассмотреть проблему нелинейности в целом для всех астероидов Солнечной системы, в том числе еще не открытых.

#### ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### Тестовые астероиды

Поскольку нормализованная модель (20) весьма приближенно представляет орбитальное движение, то ее показатели нелинейности должны отличаться от соответствующих показателей высокоточной модели. Предварительно на примере некоторых астероидов мы проверили, насколько существенными могут быть такие различия в оценках нелинейности для нормализованной приближенной обратной задачи и размерной высокоточной. Как выяснилось, при сильной нелинейности, обусловленной малыми наблюдаемыми орбитальными дугами, показатели совпадали с точностью до одной-двух значащих цифр. Между тем при очень слабой нелинейности, когда наблюдаемые дуги достаточно большие и модель (20) становится грубой для описания орбитального движения, показатели порой плохо совпадали, хотя для приближенной модели они все же были значительно меньше. Таким образом, можно уверенно полагать, что для исследования, по крайней мере, сильной нелинейности и выявления условий ее вызывающих приближенная модель (20) вполне приемлема.

Мы рассмотрели различные условия нормализованной обратной задачи при значениях удален-

Астероид	<i>a</i> (a. e.)	$v^{\mathrm{T}}$	η	r <sub>S</sub>	$\Delta t$ , сут	$\Delta t/T$	$\Delta \tau$	$\Delta s$
Главный пояс	3	0.6	1.8	0.5	275	0.15	1.67	
Троянцы	5	1.1	1.4	0.25	420	0.10	0.91	1
Кентавры	11	2.2	1.2	0.1	832	0.06	0.46	

**Таблица 1.** Параметры приближенной модели в нормализованной задаче для семейств астероидов при наблюдениях в противостоянии (θ = 0, φ = 180°, ψ = 0)

ности Солнца  $r_S = 0.5, 0.25, 0.1$ , которые условно соответствуют семействам астероидов главного пояса, троянцев и кентавров (см. табл. 1). Для всех астероидов первая компонента вектора скорости  $\mathbf{v}_0$  задавалась нулевой, т.е.  $\theta = 0$ . Моделирование астероидного движения и вычисление показателей нелинейности выполнялись в программной среде Mathematica с четверной точностью.

В качестве наблюдаемых величин принимались угловые координаты относительно геоцентра — прямое восхождение  $\alpha$  и склонение  $\delta$ :

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{r_2}{r_1}, \ \delta = \operatorname{arcsin} \frac{r_3}{|\mathbf{r}|}$$

Наблюдения моделировались на четыре равномерно распределенных момента времени (L = 4):

$$\tau_i = -\Delta \tau / 2 + \Delta \tau (i-1) / (L-1)$$
  $(i = 1, ..., L)$ 

где  $\Delta \tau$  — временной интервал наблюдения. Мы намеренно выбрали предельно минимальное количество наблюдений, с тем чтобы создать критические условия для обратной задачи, когда эффект нелинейности максимален. При *L* = 3 задача уже сводится к предварительному определению орбиты по трем наблюдениям (*N* = 2*L* = *K* = 6) и тогда внутренняя нелинейность становится нулевой:  $\mathbf{æ}_I = 0$ . Таким образом, количество наблюдаемых величин составляло *N* = 8, а вектор наблюдений формировался как  $\mathbf{p} = (\alpha_1, ..., \delta_4)^T$ .

Интересной особенностью нормализованной обратной задачи является то, что при малых наблюдаемых орбитальных дугах  $\Delta s$  координата  $\delta$  почти нулевая и длину дуги можно приближенно представить как

$$\Delta s \approx \frac{\left|\mathbf{\rho}_{0} \times \dot{\mathbf{\rho}}_{0}\right|}{\left|\mathbf{\rho}_{0}\right|^{2}} \Delta t = \left|\mathbf{r}_{0} \times \mathbf{v}_{0}\right| \Delta \tau = v^{\mathrm{T}} \Delta \tau,$$

следовательно,  $\Delta \tau \approx \Delta s / v^{T}$ . Мы моделировали наблюдения на трех дугах:  $\Delta s = 0.1, 0.01, 0.001$ . В табл. 1 для каждого семейства астероидов приведены значения  $\Delta t$ ,  $\Delta t / T$  и  $\Delta \tau$ , соответствующие длине орбитальной дуги в один радиан. Из значений  $\Delta t$ , в частности, можно оценить длительность наблюдений. Например, для главного пояса длина дуги  $\Delta s = 0.001 \approx 3.4$ ' соответствует наблюдениям в течение одной ночи, а  $\Delta s = 0.01 \approx 0.57^{\circ}$  – наблюдениям двух—трех ночей.

На рис. 3-5 представлены показатели нелинейности в зависимости от сферических геоцентрических координат Солнца  $\phi$  и  $\psi$  при  $\sigma = 0.2$ " (характерная дисперсия ошибок современных наземных ПЗС-наблюдений) и  $\chi_{6.0.997} = 4.5$ . Здесь заливка полутонами серого цвета применяется только к уровням показателей, превышающих околокритическое значение  $10^{-3}$ . Координата  $\phi$ варьировалась на отрезке [90°, 270°], что соответствует благоприятным конфигурациям Солнце-Земля-астероид для наземных наблюдений малого небесного тела на ночном небе. Как ожидалось, распределения показателей оказались симметричными относительно осей  $\phi = 180^{\circ}$  и  $\psi = 0$ , поэтому на рисунках для каждой задачи показана лишь четверть ( $\phi, \psi$ )  $\in$  [90°, 180°] × [0°, 90°] от всей области изменения угловых координат Солнца.

Как видно из рис. 3, полная нелинейность при наблюдаемой орбитальной дуге  $\Delta s = 0.1 \approx 5.7^{\circ}$  в основном слабая ( $a < 10^{-3}$ ) либо умеренная  $(10^{-3} < \alpha < 10^{-2})$ . Большие показатели нелинейности возникают при малых значениях  $\psi$ , т.е. когда астероид находится вблизи плоскости эклиптики. В таких условиях наблюдаемая орбитальная дуга едва ли не вырождается в отрезок, что приводит, в свою очередь, к ухудшению обусловленности обратной задачи и усилению нелинейности. Между тем показатели для кентавров в общем достаточно малы, что может объясняться длительностью периода наблюдений почти до трех месяцев. За это время Земля проходит значительный участок своей орбиты и вследствие усложненного относительного движения удаленного астероида его наблюдаемая траектория становится более изогнутой, нежели той же длины траектория близкого астероида, например, главного пояса. Формально кривизна траектории определяется, главным образом, членом второго порядка в модели (20), а именно членом  $\mathbf{r}_{S0}/|\mathbf{r}_{S0}|^3$ . Следовательно, чем меньше |**r**<sub>50</sub>| или чем дальше наблюдаемый объект, тем больше кривизна его наблюдаемой траектории в картинной плоскости.



**Рис. 3.** Полная нелинейность lgæ в нормализованной задаче при наблюдаемой орбитальной дуге  $\Delta s = 0.1$  на множестве положений Солнца **r**<sub>S</sub> в сферических слоях  $r_S = 0.1, 0.25, 0.5$ .



**Рис. 4.** Внутренняя нелинейность  $\lg a_I$  в нормализованной задаче при наблюдаемой орбитальной дуге  $\Delta s = 0.01$  на множестве положений Солнца **r**<sub>S</sub> в сферических слоях  $r_S = 0.1, 0.25, 0.5$ .



**Рис. 5.** То же, что и на рис. 4, но при наблюдаемой орбитальной дуге  $\Delta s = 0.001$ .

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК том 55 № 1 2021

При уменьшении орбитальной дуги до  $\Delta s = 0.01$ полная нелинейность значительно ухудшается для любых ф и ψ во всех задачах: ее показатель не достигает даже значения  $10^{-2}$ . Тем не менее, как показывает рис. 4. внутренняя нелинейность остается еще достаточно слабой. Интересно заметить, что структура распределения значений ее показателя в задачах очень похожа. Впрочем, уже при дуге  $\Delta s = 0.001$  (рис. 5) ощутимо ухудшается и внутренняя нелинейность: ее показатель увеличивается ровно на порядок и для наблюдаемых объектов вблизи эклиптики достигает значений до 0.05. Таким образом, чтобы внутренняя нелинейность обратной задачи была приемлемо слабой, обрабатываемые наблюдения должны охватывать периоды, по меньшей мере, от трех ночей для объектов главного пояса и до восьми ночей

для кентавров, когда орбитальная дуга порядка

 $\Delta s = 0.01$  (см. табл. 1).

Разумеется, нелинейность зависит не только от длины наблюдаемой орбитальной дуги  $\Delta s$ , но и от таких параметров обратной задачи, как L (количество моментов наблюдений);  $\theta$  (отклонение вектора скорости от трансверсального направления);  $\sigma$  (дисперсия ошибок);  $\chi_{K,\alpha}$  ( $\alpha$ -квантиль функции распределения  $\chi_{K}^{2}$ ). Мы исследовали, как зависит нелинейность от этих параметров на примере тестового объекта типа Цереры с круговой орбитой радиуса a = 3 а. е. и наклонением  $I = 10^{\circ}$ . В качестве исходных мы приняли следующие значения параметров:  $\Delta s = 0.001$ ; L = 4;  $\sigma = 0.2''$ ;  $\chi_{6,0.997} = 4.5$ ;  $v^{T} = 0.588$ ;  $\theta = 0$ ;  $r_{S} = 0.506$ ;  $\phi = 180^{\circ}$ ;  $\psi = 15^{\circ}$ . При этом показатели параметрической и внутренней нелинейностей составили  $\alpha_{P} = 13.8$  и  $\alpha_{I} = 4.39 \times 10^{-3}$  соответственно.

Варьируя параметр  $\theta$ , мы обнаружили, что нелинейность (как параметрическая, так и внутренняя) слабо чувствительна к нему. Из рис. 6 видно, что показатель внутренней нелинейности в ответ на существенные вариации в изменяется только во второй значащей цифре около  $\mathfrak{E}_I = 4.3 \times 10^{-3}$ . Показатель параметрической нелинейности имеет точно такой же характер изменения, но около  $x_{P} = 13.4$ . Следовательно, нелинейность предопределяется, главным образом, трансверсальной составляющей наблюдаемого астероидного движения относительно Земли. Кстати, именно она фактически отображается в наблюдениях в картинной плоскости. Этот результат тем более повышает практическую значимость результатов выше (рис. 3-5), поскольку они становятся применимы уже к любым орбитам вплоть до гиперболических.



**Рис. 6.** Внутренняя нелинейность в зависимости от отклонения вектора скорости  $\theta$  (относительно трансверсального направления) ( $\Delta s = 0.001$ , L = 4,  $\sigma = 0.2^{"}$ ,  $\chi_{6\,0.997} = 4.5$ ).



**Рис.** 7. Внутренняя нелинейность в зависимости от коэффициента  $\chi$  при  $\sigma$  ( $\Delta s = 0.001$ , L = 8,  $\sigma = 0.2$ ",  $\theta = 90^{\circ}$ ).

Очевидно, что с удалением от оценки q̂ в параметрическом пространстве влияние нелинейности усиливается. Показатели нелинейности (9) и (12) вводятся для максимально удаленной от  $\hat{\bf{q}}$ точки на границе доверительного эллипсоида вероятности α. Размер доверительного эллипсоида задается квантилем  $\chi_{K,\alpha}$  и среднеквадратической ошибкой  $\sigma$ , точнее, их произведением  $\sigma \chi_{K,\alpha}$ . Чтобы оценить зависимость нелинейности от удаленности от оценки q̂, мы проварьировали лишь значения квантиля  $\chi$ . Как видно из рис. 7, показатель внутренней нелинейности (как и параметрической) прямо пропорционален квантилю, иначе говоря, размеру принятой доверительной области, на границе которой оценивается нелинейность. В частности, поэтому высокоточные наблюдения являются залогом слабой нелинейности. Кроме того, размер доверительного эллипсоида зависит от количества наблюдений: чем больше наблюдений N = 2L, тем больше собственные числа нормальной матрицы Q, в том числе и  $\lambda_{\min}$  (9), и тем меньше размер эллипсоида.

2021



**Рис. 8.** Нелинейность в зависимости от длины наблюдаемой орбитальной дуги  $\Delta_S$  и количества моментов наблюдений L ( $\sigma = 0.2^{"}, \chi_{6.0.997} = 4.5, \theta = 90^{\circ}$ ).



Рис. 9. Распределение показателей нелинейности для потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении.

Следовательно, увеличение количества наблюдений также ослабляет нелинейность (см. рис. 8).

Важными параметрами информативности об астероидном движении являются длина наблюдаемой орбитальной дуги  $\Delta s$  и количество моментов наблюдений *L*. Исследуя нелинейность при их различных значениях (рис. 8), мы установили, что оба показателя нелинейности почти пропорциональны  $L^{-1/2}$ , но  $æ_P \sim \Delta s^{-2}$  и  $æ_I \sim \Delta s^{-1}$  при  $\Delta s \rightarrow 0$ . В частности, это говорит о том, что проблема сильной нелинейности эффективнее разрешается скорее увеличением продолжительности наблюдений, нежели увеличением их объема. С другой стороны, поскольку внутренняя нелинейность менее чувствительна к вариациям длины наблюдаемой орбитальной дуги, нежели параметрическая, она даже при очень малой дуге еще достаточно слабая, тогда как полная нелинейность становится чрезвычайно сильной. Следовательно, это дает нам практическое основание для использования метода возмущенных (зашумленных) наблюдений при стохастическом моделировании орбитальной неопределенности, когда линейные методы уже непригодны.

	Показатели, %					
Нелинеиность	(0,10 <sup>-3</sup> ]	$(10^{-3}, 10^{-2})$	[10 <sup>-2</sup> ,∞)			
Параметрическая	56	23	21			
Внутренняя	92	6	2			

Таблица 2. Статистика показателей нелинейности для потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении

#### Потенциально опасные астероиды

Главными объектами нашего исследования на предмет нелинейности являлись потенциально опасные астероиды. Мы проанализировали 395 объектов, наблюдавшихся в одном появлении (оппозиции) до июня 2020 г. Именно эти астероиды представляли для нас особый интерес, поскольку многие из них наблюдались на очень коротких орбитальных дугах. Поэтому их орбиты имеют достаточно большую неопределенность, что сопряжено с проблемой сильной нелинейности.

Орбитальные параметры астероидов  $\mathbf{x}_0$  и  $\dot{\mathbf{x}}_0$  определялись из позиционных наблюдений, размещенных на сайте Центра малых планет (www.minorplanetcenter.net). Начальная эпоха t<sub>0</sub> для каждого астероида выбиралась как среднеарифметическое всех моментов наблюдений  $t_i$  (i = 1, ..., L), поскольку отнесенные к ней орбитальные параметры обеспечивают наименьшую полную (параметрическую) нелинейность (Черницов, 1975)<sup>2</sup>. Астероидные орбиты моделировались на основе дифференциальных уравнений гравитационной задачи многих тел (Солнце, планеты, Луна, астероид), которые интегрировались численно методом Эверхарта (Everhart, 1974; Авдюшев, 2015).

Общий анализ показал, что в задачах вероятностного оценивания линейное стохастическое моделирование орбитальной неопределенности недопустимо для почти половины объектов (44% при  $æ_P > 10^{-3}$ ) (рис. 9, табл. 2). Впрочем, для по-давляющего большинства астероидов (92%) внутренняя нелинейность слабая ( $æ_I < 10^{-3}$ ) и, следовательно, для стохастического моделирования могут быть применены нелинейные методы. Тем не менее, 8% ( $a_I > 10^{-3}$ ) пока не имеют достаточно информативных наблюдений, которые бы давали возможность адекватно исследовать их орбитальные неопределенности даже нелинейными методами.

Наблюдаемые траектории многих астероидов весьма сложные, поскольку наблюдались они на подлете к Земле (рис. 10). Кроме того, в отличие от нормализованной задачи, распределения наблюдений таких объектов очень неоднородны (рис. 10). Поэтому нам было довольно сложно выявить связь между показателями нелинейностей и спецификой условий наблюдений для реальных астероидов.

Тем не менее, проявляется некоторая корреляция между показателями и периодом наблюдений (рис. 11). Имеет место очевидная тенденция к уменьшению показателей с увеличением периода наблюдений. Так, согласно рис. 11, если астероид наблюдается менее 10 суток, параметрическая (полная) нелинейность – сильная, тогда как внутренняя может быть очень слабой. Гарантиро-



Рис. 10. Наблюдения астероида 2017 BQ6 (звездочки) и его траектория движения (черная кривая) на небесной сфере. Орбитальные элементы: a = 1.94 a. е., e = 0.53,  $I = 9.04^{\circ}$  ( $t_0 = 07.02.2017$ ). Минимальное расстояние: ρ<sub>min</sub> = 5.5 млн км. Наблюдения: *L* = 224, Δ*t* = 130 сут (26.01.2017–05.06.2017), σ = 0.37". Нелинейность:  $\varpi_P = 1.6 \times 10^{-5}$ ,  $\varpi_I = 10^{-6}$ .

94

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Внутренняя нелинейность не зависит от выбора начальной эпохи.



Рис. 11. Нелинейность в зависимости от периода наблюдений для потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении.

ванно внутренняя нелинейность будет слабой в том случае, когда объект наблюдается более месяца. Наконец, обратная задача становится полностью слабо нелинейной только после трех месяцев наблюдений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге исследования нелинейности в обратных задачах астероидной динамики мы приходим к следующему заключению. В контексте обстоятельств позиционных (угловых) наблюдений главными факторами сильной нелинейности, как и большой орбитальной неопределенности, являются короткая наблюдаемая орбитальная дуга и малый период наблюдения. При этом ситуация усугубляется, если движение астероида во время наблюдения совершается вдоль и около эклиптики по дуге с малой кривизной.

Для оценивания полной, параметрической и внутренней нелинейностей мы вводим оригинальные показатели с обоснованными пороговыми значениями, определяемыми из предельно допустимых смещений вероятностных оценок за нелинейность. Исследование нелинейности с применением предлагаемых показателей в нормализованной задаче приводит нас к общим практическим выводам.

Если на отдалении от эклиптики астероид наблюдается на дуге в несколько градусов и более, уверенно можно ожидать, что обратная задача будет слабо нелинейной и поэтому для моделирования орбитальной неопределенности в задачах вероятностного оценивания могут применяться линейные стохастические методы. При дугах меньше одного градуса задача становится сильно нелинейной. Однако, если наблюдения охватывают несколько ночей и более, внутренняя нелинейность обратной задачи оказывается еще достаточно слабой и поэтому для стохастического моделирования вполне применимы нелинейные методы.

На основании общего анализа нелинейности для всех потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении до июня 2020 г., установлено, что вследствие сильной нелинейности в задачах вероятностного оценивания для почти половины объектов (44%) требуются нелинейные стохастические методы. Хотя 8% пока еще не имеют достаточно информативных наблюдений, которые бы давали возможность адекватно исследовать их орбитальные неопределенности даже нелинейными методами, поскольку внутренняя нелинейность для таких объектов довольно сильная.

Ввиду сложности наблюдаемых траекторий многих потенциально опасных астероидов и неоднородности в пространственно-временном распределении их наблюдений, трудно выявить, какие характерные обстоятельства наблюдений могут быть сопряжены с сильной нелинейностью. Таким образом, нельзя наперед определить степень нелинейности обратной задачи и поэтому для каждого астероида требуется непосредственное ее оценивание с применением предлагаемых в работе показателей.

Тем не менее, некоторая корреляция проявляется между нелинейностью и периодом наблюдений. Если наблюдения охватывают период менее 10 сут, обратная задача — сильно нелинейная. Внутренняя нелинейность — гарантированно слабая, если астероид наблюдается более одного месяца. Наконец, обратная задача становится полностью слабо нелинейной только после трех месяцев наблюдений.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 0721-2020-0049).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдюшев В.А. Численное моделирование орбит небесных тел. Томск: Издательский Дом Томского гос. ун-та, 2015. 336 с.
- Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. Построение доверительных областей в задаче вероятностного исследования движения малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 3. С. 209– 222. (Syusina O.M., Chernitsov A.M., Tamarov V.A. Construction of confidence regions in problem on probabilistic study into motion of minor bodies of the solar system // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. I. 3. P. 195– 207.)
- Черницов А.М. Анализ некоторых упрощенных схем определения оценок параметров движения небесных тел // Астрономия и геодезия. 1975. Вып. 5. С. 6–19.
- Черницов А.М., Батурин А.П., Тамаров В.А. Анализ некоторых методов определения вероятностной эволюции движения малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 1998. Т. 32. № 5. С. 459–467. (*Chernitsov A.M., Baturin A.P., Tamarov V.A.* An analysis of some methods for the determination of the probabilistic evolution of motion of the solar system's small bodies // Sol. Syst. Res. 1998. V. 32. I. 5. P. 405–412.)
- Черницов А.М., Тамаров В.А., Баранников Е.А. Построение доверительных областей в задаче определения орбит астероидов // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 5. С. 432–440. (*Chernitsov A.M., Tamarov V.A., Barannikov Ye.A.* Construction of confidence regions in the problem of asteroid orbit determination // Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. I. 5. P. 400–408.)
- Avdyushev V.A. Nonlinear methods of statistic simulation of virtual parameter values for investigating uncertainties in orbits determined from observations // Celest. Mech. 2011. V. 110(4). P. 369–388.
- Avdyushev V.A. Intrinsic nonlinearity and method of disturbed observations in inverse problems of celestial mechanics // Celest. Mech. 2017. V. 129(4). P. 537–552.

- Bates D.M., Watts D.G. Relative curvature measures of nonlinearity // J. R. Statist. Soc. 1980. V. 42. № 1. P. 1–25.
- Bates D.M., Watts D.G. Nonlinear Regression Analysis and Its Applications. John Wiley & Sons Inc. 1988. 365 p.
- Beale E.M.L. Confidence regions in non-linear Estimation // J. R. Statist. Soc. 1960. V. 22. № 1. P. 41–88.
- *Bordovitsyna T.V., Avdyushev V.A., Chernitsov A.M.* New trends in numerical simulation of the motion of solar system small bodies // Celest. Mech. 2001. V. 80. I. 3/4. P. 227–247.
- Bowell E., Virtanen J., Muinonen K., Boattini A. Asteroid orbit computation // Asteroids III / Eds Bottke W.F., Jr. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 27–43.
- Chesley S., Chodas P. Impact Risk Estimation and Assessment Scales // Handbook of Cosmic Hazards and Planetary Defense / Eds Pelton J.N., Allahdadi F. Springer, 2015. P. 651–662.
- Desmars J., Arlot S., Arlot J.-E., Lainey V., Vienne A. Estimating the accuracy of satellite ephemerides using the bootstrap method // Astron. and Astrophys. 2009. V. 62. P. 321–330.
- Draper N.R., Smith H. Applied Regression Analysis. John Wiley & Sons, Inc. 1998. 706 p.
- *Emel'yanov N.* Precision of the ephemerides of outer planetary satellites // PSS. 2010. V. 58. I. 3. P. 411–420.
- Everhart E. Implicit Single Sequence Methods for Integrating Orbits // Celest. Mech. 1974. V. 10. P. 35–55.
- *Milani A*. The identification problem I: Recovery of lost asteroids // Icarus. 1999. V. 137. P. 269–292.
- Muinonen K., Bowell E. Asteroid orbit determination using Bayesian probabilities // Icarus. 1993. V. 104. I. 2. P. 255–279.
- Muinonen K., Virtanen J., Granvik M., Laakso T. Asteroid orbits using phase-space volumes of variation // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2006. V. 368. P. 809–818.
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing. Cambridge: Univ. Press, 2007. 1235 p.
- Virtanen J., Muinonen K., Bowell E. Statistical ranging of asteroid orbits // Icarus. 2001. V. 154. P. 412–431.