

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 54, Номер 1, 2020

---

---

Геолого-морфологический анализ потенциального района посадки КА “ЭкзоМарс” Oxia Planum <i>М. А. Иванов, Е. Н. Слюта, Е. А. Гришакина, А. А. Дмитриевский</i>	3
Модельные оценки плотностных неоднородностей в приповерхностных слоях Марса в зоне установки сейсмометра миссии InSight <i>Т. В. Гудкова, И. Э. Степанова, А. В. Батов</i>	18
Модели внутреннего строения землеподобной Венеры <i>Т. В. Гудкова, В. Н. Жарков</i>	24
Исследование кинетики метастабильного молекулярного азота в атмосферах Земли, Тритона, Титана и Плутона <i>А. С. Кириллов</i>	33
Исследование астероида (13553) Masaakikoуama <i>Д. Л. Горшанов, А. В. Девяткин, А. В. Иванов, К. Н. Наумов, С. Н. Петрова, С. А. Русов, В. Н. Львов, С. Д. Цекмейстер</i>	40
Поляриметрия астероида (599) Luisa – нового барбарянца <i>Д. Ф. Луишко, Н. Н. Киселев, Н. В. Карпов</i>	51
Некоторые особенности эволюции орбит в спутниковой ограниченной эллиптической двукратно осредненной задаче трех тел <i>М. А. Вашковьяк</i>	57
Миграция гигантских газовых сгущений и структура внешней части Солнечной системы <i>В. В. Емельяненко</i>	74
Влияние спектральной зависимости показателя преломления на поляриметрические свойства ледяных частиц <i>Д. В. Петров, Е. А. Жужулина, Н. Н. Киселев</i>	81
Леонид Васильевич Ксанфомалити (28.01.1932–7.09.2019)	96

---

---



УДК 523.43

## ГЕОЛОГО-МОРФОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАЙОНА ПОСАДКИ КА “ЭКЗОМАРС” OXIA PLANUM

© 2020 г. М. А. Иванов<sup>а, \*, \*\*</sup>, Е. Н. Слюта<sup>а</sup>, Е. А. Гришакина<sup>а</sup>, А. А. Дмитриевский<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского, ГЕОХИ РАН, Москва, Россия

\*e-mail: mishaivn@mtu-net.ru

\*\*e-mail: Mikhail\_Ivanov@Brown.edu

Поступила в редакцию 28.05.2019 г.

После доработки 04.06.2019 г.

Принята к публикации 01.08.2019 г.

В исследовании был проведен детальный фотогеологический и топографический анализ поверхности в области Oxia Planum, являющейся наиболее вероятным местом посадки марсохода экспедиции Экзо Марс. Вся область посадки состоит из двух топографических доменов (материк и низменность), разделенных резким региональным уступом. Материковый домен составляет примерно 25% области посадки. Главным вещественным комплексом этого домена являются лавовые равнины с абсолютным модельным возрастом 3.65 млрд лет. Эти равнины распространяются на запад и подстилают практически всю поверхность низменностей, где они перекрыты сравнительно тонким (первые десятки метров) слоем материала, вынесенного из пределов материка в период флювиальной активности. Возраст ее завершающей фазы оценивается величиной 3.53 млрд лет. Вещество, которое предстоит опробовать марсоходу экспедиции Экзо Марс, связано, главным образом, с завершающей аккумуляционной фазой и представлено отложениями темных и светлых гладких равнин в пределах низменностей. Материал темных равнин преимущественно состоит из более грубозернистой фракции материковых лавовых равнин, переотложенной вблизи топографической границы, разделяющей материк и низменности. Отложения светлых равнин доминируют в области посадки и представлены более тонкой фракцией материала лавовых равнин и веществом светлых покровов, в составе которого, вероятно, доминируют глинистые минералы.

**Ключевые слова:** Марс, Экзо Марс, марсоход, стратиграфия, флювиальная активность

**DOI:** 10.31857/S0320930X20010053

### ВВЕДЕНИЕ

На март 2021 г. запланировано начало работы марсохода экспедиции Экзо Марс (Loizeau и др., 2019). Марсоход будет проводить детальные исследования геохимии и минералогии поверхности марсианского реголита и каменного материала, а также передавать снимки поверхности, что позволит понимать природу вещества, проанализированного различными инструментами. На сегодняшний день из нескольких предварительных кандидатов для посадки спускаемого аппарата экспедиции Экзо Марс осталось только два, Oxia Planum (18.14° с.ш., 24.24° з.д.) и Mawrth Vallis (22.16° с.ш., 17.95° з.д.), которые расположены в западной части региона Arabia Terra. Посадочные эллипсы для каждого места посадки сильно вытянуты (100 × 15 км) и ориентированы в северо-западном направлении (азимут большой полуоси может меняться от 95° до 120° для области Oxia Planum и от 102° до 129° для места посадки Mawrth Vallis).

Первое из предполагаемых мест посадки (Oxia Planum) расположено на правом борту крупнейшей системы каналов истечения Ares–Simud–TiuValles (Carr, 1981; 1996; 2006; Rotto, Tanaka, 1995; Ivanov, Head, 2001; Rajolai др., 2016) вблизи устья речной долины Coogoon Vallis, которая протягивается в субширотном направлении примерно на 300 км вглубь Arabia Terra (Quantini др., 2016; Molina др., 2017; Fawdoni др., 2019). Главный научный интерес района Oxia Planum представляют скопления глинистых минералов, пространственно тесно связанные с долиной Coogoon Vallis и отложения которых могут представлять собой вещество, перенесенное водными потоками долины из внутренних частей региона Arabia Terra (Carteri др., 2016; Quantin и др., 2016; Rajola и др., 2017). Вещественные комплексы, в составе которых присутствуют глинистые минералы, представляют собой основной объект исследований, планируемых в месте посадки Oxia Planum.

Второе место посадки расположено к югу канала истечения Mawrth Vallis в его нижнем тече-

нии. Хотя Mawrth Vallis представляет собой наименьший из известных каналов истечения на Марсе, тем не менее, его русло протягивается минимум на 650 км вглубь ArabiaTerra (Ivanov, Head, 2001). Таким образом, регион ArabiaTerra является главным источником вещества, перенесенного и переотложенного при формировании долин Coogoon и Mawrth Valles.

Область вокруг Mawrth Vallis привлекает особый интерес исследователей после открытия там одного из крупнейших скоплений филлосиликатов (глин) на Марсе (Bibring и др., 2006; 2007; Loizeau и др., 2006). С тех пор эта область интенсивно исследуется с помощью дистанционных спектральных методов (Loizeau и др., 2012; Bishori др., 2013; Poulet и др., 2014), которые позволили установить широкое разнообразие глинистых минералов, слагающих отчетливые вещественные подразделения. Фотогеологические исследования вокруг канала Mawrth Vallis позволили выявить четкую стратификацию слоев, несущих глинистую минерализацию (Loizeau и др., 2010; 2015; Dobreaи др., 2010). Глинистые и соленосные (Bishori др., 2018) слои предположительно имеют ноахийский возраст (~4 млрд лет, Loizeau и др., 2012), располагаются на древнем кратерированном фундаменте и перекрыты отложениями вещества, в составе которого преобладают пироксены. Этот контрастный минералогический комплекс был вскрыт процессами флювиальной и ветровой (Chojnacki и др., 2018) эрозии в начале гесперийского периода геологической истории Марса примерно 3.7–3.6 млрд лет назад (Loizeau и др., 2012).

Наше исследование предполагаемых мест посадки экспедиции Экзо Марс посвящено детальному фотогеологическому анализу территории, заключенной внутри всех возможных расчетных посадочных эллипсов в районе Oxia Planum, так как эта область была рекомендована как окончательное место посадки. Район Mawrth Vallis из-за высокой степени расчлененности рельефа и изобилия протяженных крутых уступов представляется слишком опасным для посадки и труднопроходимым для движения марсохода в случае успешной посадки. Систематический геологический анализ поверхности в пределах посадочных эллипсов в районе Oxia Planum еще не проводился.

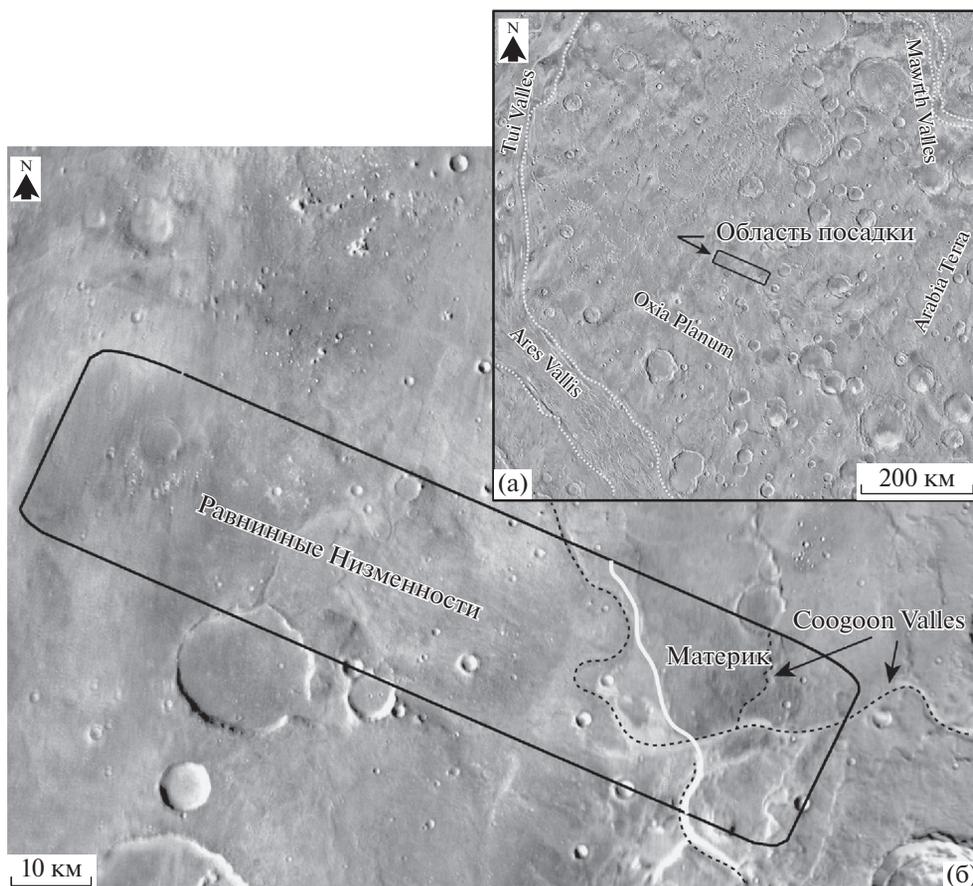
Главной целью нашего исследования было выявление и картирование вещественных подразделений, слагающих область посадки, и установление природы этих подразделений, что позволило бы более надежно проводить интерпретацию результатов, полученных марсоходом. Кроме того, знание о геологическом строении района места посадки является важным для оценки физико-механических свойств грунта и предварительного планирования маршрута марсохода.

Для фотогеологического анализа области осадки в нашем исследовании мы использовали мозаики снимков CTX с пространственным разрешением ~5 м/пкс [[http://murray-lab.caltech.edu/CTX/tiles/beta01/E-180/Murray-Lab\\_CTX-Mosaic\\_beta01](http://murray-lab.caltech.edu/CTX/tiles/beta01/E-180/Murray-Lab_CTX-Mosaic_beta01)]. Мозаики перекрывают всю область исследования без разрывов и позволяют проводить геолого-морфологическое картирование в масштабе 1 : 20000. Более детальные морфологические особенности поверхности выделенных вещественных подразделений оценивались по снимкам HiRISE, разрешение которых составляет 0.25 м/пкс. Рельеф поверхности в области посадки оценивался по цифровым моделям рельефа (ЦМР), сконструированным по данным лазерного высотомера MOLA (Smithi др., 1999) (пространственное разрешение модели 128 пкс/град или 440 м/пкс на широте места посадки) и постереопарам снимков HiRISE (McEwen и др., 2007) (пространственное разрешение модели примерно 1 м/пкс).

#### ОБЩАЯ ТОПОГРАФИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОБЛАСТИ ПОСАДКИ

Район посадки Oxia Planum находится на краю материковых возвышенностей Марса в области между крупными каналами истечения Ares (к западу) и Mawrth (к северо-востоку, рис. 1а), а расчетные посадочные эллипсы располагаются на продолжении системы флювиальных русел Coogoon Valles (рис. 1б). Переход материк/низменность и наличие русел определяют основные геологические особенности района посадки. Русла прорезают поверхность материковой местности и сливаются, образуя единый канал, который протягивается в пределы обширной низменности вблизи восточного края района посадки (рис. 1б).

Общая топографическая конфигурация района Oxia Planum составляет, таким образом, двумя главными доменами: равнинными низменностями и приподнятой материковой местностью (рис. 2а). В пределах низменностей рельеф меняется слабо, в пределах 100–150 м на расстоянии около 80 км. Главными топографическими деталями в этой провинции являются пологие холмы, соответствующие положительным формам рельефа более древней местности, и реликты ударных кратеров (рис. 2а, 2б). ЦМР высокого разрешения показывают, что характерный размах коротковолнового рельефа в пределах низменностей составляет около 50 м, но вблизи южного края района посадки амплитуда рельефа может достигать 150 м на расстоянии около 2 км (рис. 2в–2д). Более крутые уступы наблюдаются в центральной части района посадки и соответствуют границам некоторых вещественных комплексов. Тем не менее коротковолновые уклоны в пределах низменностей малы и примерно 75% поверхности рав-



**Рис. 1.** Область исследования. (а) Общий вид региона, окружающего область посадки, (б) область посадки и ее непосредственное окружение. Фрагменты мозаики изображений THEMIS-IR-daytime-v.12. Простая цилиндрическая проекция.

нин в этом топографическом домене имеют уклоны менее  $7^\circ$  на базе 1 м.

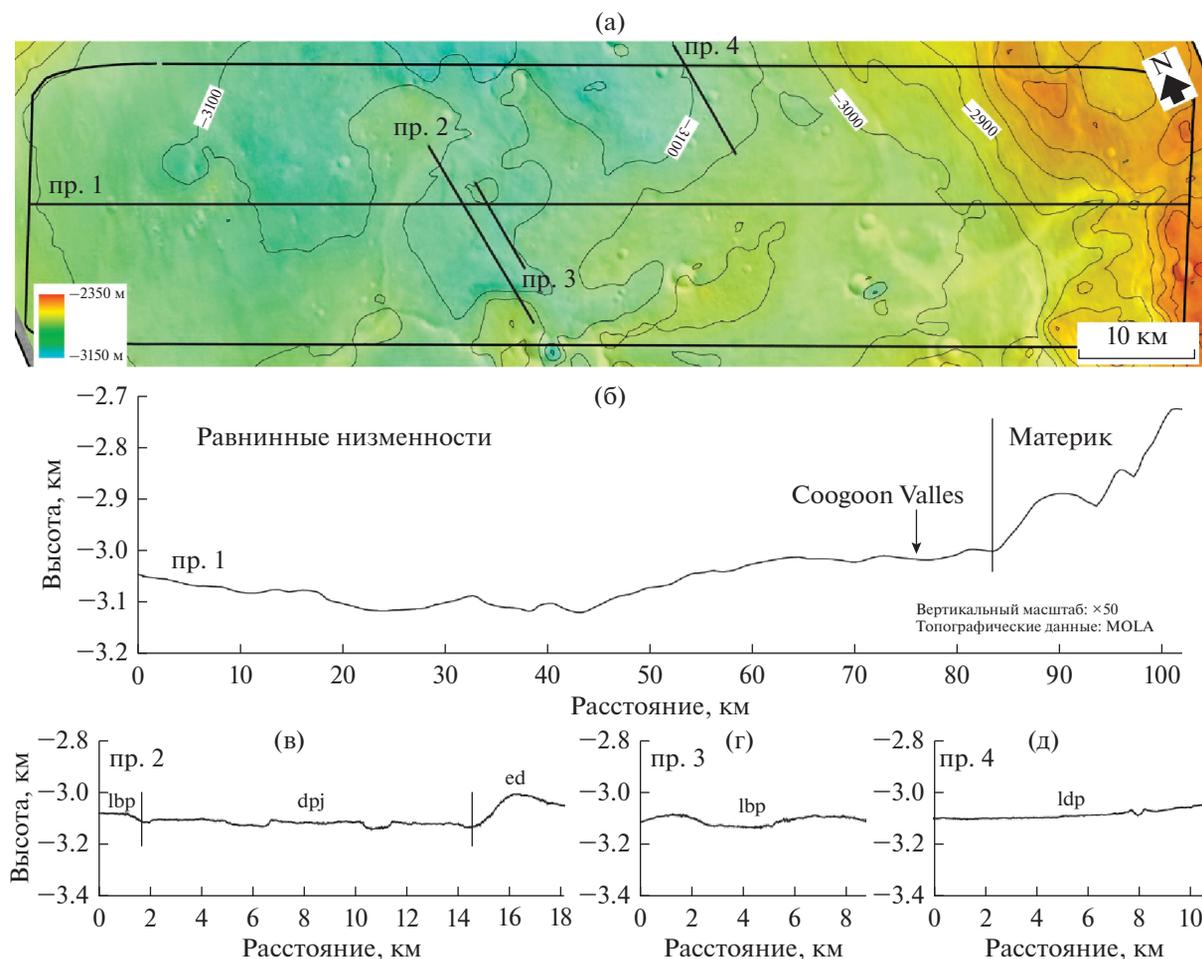
В пределах материковой провинции поверхность расположена на более высоких топографических горизонтах и расчлененность рельефа заметно сильнее (рис. 2а, 2б). Основными формами, характеризующими топографию материковой местности в районе посадки Oxia Planum, являются депрессии флювиальных русел Coogoon Valles глубиной около 50–60 м и покровы выбросоводного из крупных материковых кратеров, которые достигают в высоту нескольких десятков метров.

### ВЕЩЕСТВЕННЫЕ КОМПЛЕКСЫ В ОБЛАСТИ ПОСАДКИ И ИХ ВОЗРАСТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пространственное разрешение снимков СТХ позволяет выделять ряд вещественных комплексов (подразделений), не различимых на снимках с более низким разрешением (например, THEMIS) и более уверенно определять природу этих комплексов. Подразделения различаются по морфо-

логии, альбедо и топографической конфигурации и формировались под действием различных геологических процессов. Идентификация и интерпретация природы подразделений, а также определение их относительного и абсолютного модельного возраста позволяет реконструировать последовательность геологических процессов, действовавших в области посадки Oxia Planum. Следующие подразделения слагают поверхность в области посадки.

**Вещественный комплекс иет** (рис. 3а). Наиболее древнее вещество в области посадки обнажается в пределах материкового топографического домена и представлено выбросами из крупного ударного кратера (подразделение иет, рис. 4). Это подразделение представляет собой грубообломочный и плохо сортированный материал древнего материка, вероятно, ноахийского возраста, и перекрывает незначительную площадь в пределах области изучения, 2,5% (табл. 1). Само ударное событие произошло позднее формирования основной части материкового домена в области исследования. Выбросы кратера различимы



**Рис. 2.** (а) Топографическая карта области посадки. Топографические данные MOLA, пространственное разрешение 440 м/пкс. Значения изолиний в метрах, сечение изолиний 50 м. Черные жирные линии показывают положение топографических профилей. (б) Продольный топографический профиль через всю область посадки, топографические данные MOLA, пространственное разрешение 440 м/пкс. (б), (в), (г) – топографические профили, построенные по ЦМР высокого разрешения (стереопары снимков HiRISE, пространственное разрешение 1 м/пкс). Для всех профилей высокого разрешения вертикальный масштаб увеличен в 10 раз.

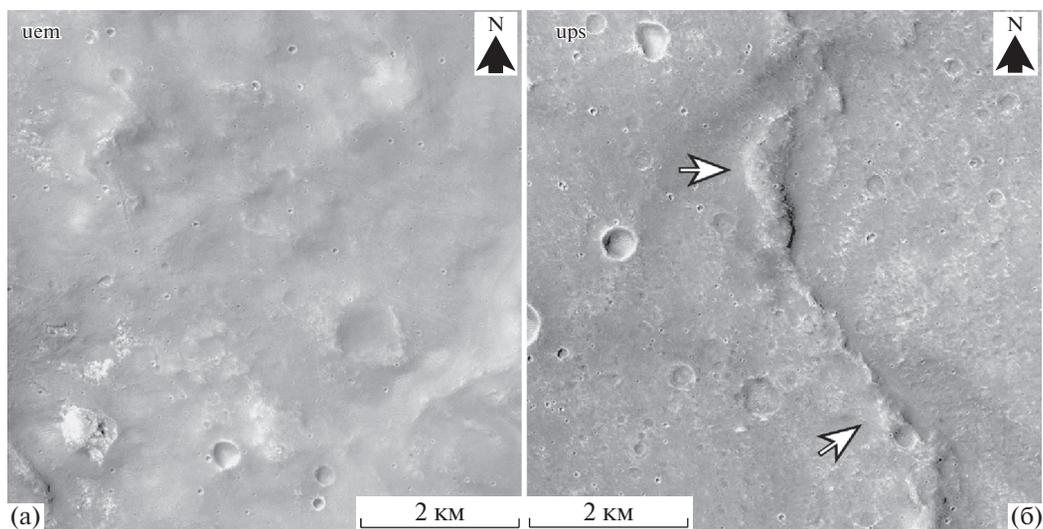
только в его пределах, но не видны на примыкающих низменностях. Это значит, что ударное событие произошло до формирования вещественных комплексов низин, которые стерли основную часть удаленных выбросов из кратера.

**Вещественный комплекс ups** (рис. 3б). Наиболее важным древним комплексом в области посадки выступает равнинная местность с морфологически гладкой поверхностью и извилистыми грядами (подразделение ups), которая обнажается в пределах материкового домена (рис. 4) и занимает примерно 10.8% изученной площади (табл. 1).

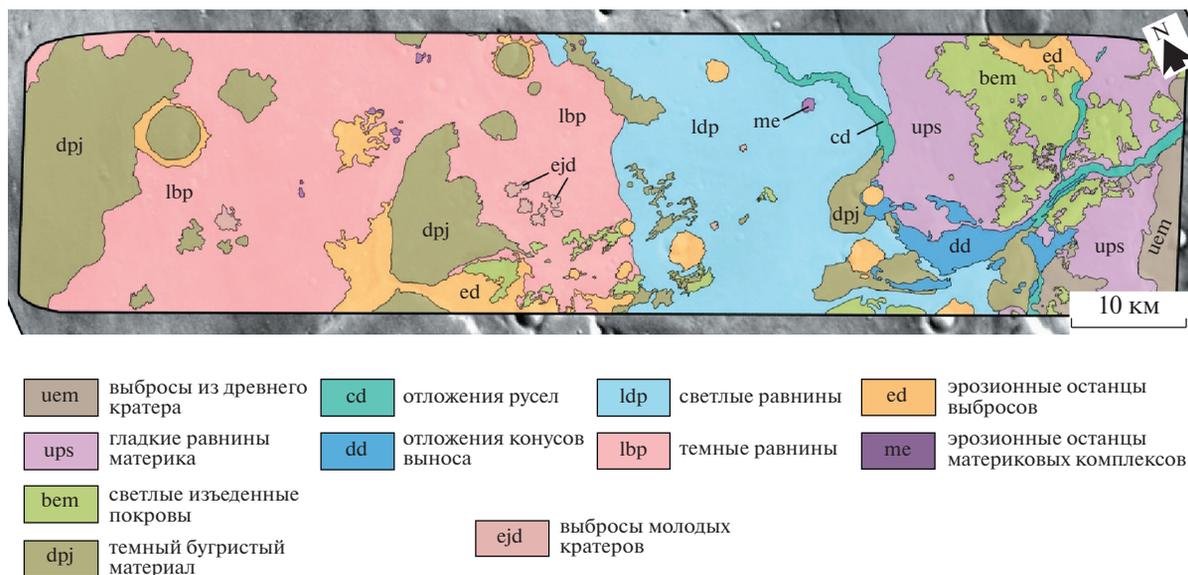
Морфологически гладкие равнины, деформированные извилистыми грядами и подобные тем, что слагают часть материкового домена, распространены в обширном регионе, окружающем область посадки Oxia Planum, и всегда древнее форм рельефа, относящихся к флювиальной деятельно-

сти. Таким образом, равнинная местность представляет собой основание, на котором залегают практически все остальные вещественные комплексы в районе посадки. Оценка абсолютного модельного возраста подразделения ups в области Oxia Planum составляет  $3.65 \pm 0.05/-0.08$  млрд лет (рис. 5), что представляет собой нижний возрастной предел для большинства других вещественных комплексов, которые распространены в районе посадки.

**Вещественные комплексы cd и dd** (рис. 6) связаны с отложениями долин Coogoon Valles и занимают малую долю площади области исследования в пределах низменностей (1.5 и 2%, соответственно, табл. 1) Терминальное русло долин Coogoon Valles (рис. 1б) прорезает вещественные комплексы материкового топографического домена и открывается в обширную низменность с уплощенным рельефом. Таким образом, флювиальная де-



**Рис. 3.** (а) Выбросы из древнего ударного кратера, подразделение uem. (б) Гладкие материковые равнины, подразделение ups. Подразделение uem имеет грубую бугристую поверхность, образованную отдельными фрагментами выбросов. Поверхность подразделения ups морфологически гладкая, нарушенная узкими извилистыми грядами (стрелки). Фотооснова – мозаика снимков СТХ, разрешение 5 м/пкс.



**Рис. 4.** Геологическая карта области посадки.

тельность, приведшая к формированию русел и связанных с ними вещественных комплексов, проявилась после становления гладких материковых равнин.

Днище терминального русла перекрыто морфологически гладким материалом (подразделение cd, рис. 6а), который, по всей вероятности, представляет собой поздние скопления песка и пыли, перенесенных ветром и не имеющих отношения к формированию русла. В тех местах, где русло выходит за пределы материка, наблюдаются

удлиненные веерообразные и линзовидные скопления материала длиной до 10–15 км и шириной первые километры. Морфология и местоположение этих образований указывают, что они представляют собой конусы выноса (подразделение dd, рис. 6б), образовавшиеся при смене флювиального режима от эрозионного (в пределах материка) к аккумуляционному (в пределах низменности). Малая площадь подразделения dd исключает возможность получения реалистичных оценок абсолютного модельного возраста с использованием статистики кратеров.

**Таблица 1.** Площадь, занятая разными морфологическими подразделениями в области посадки Oxia Planum

Подразделение	Площадь, км <sup>2</sup>	Площадь, %
ejd	9.0	0.4
bem	176.6	7.1
lbp	778.3	31.2
ldp	503.3	20.2
dpj	457.2	18.4
dd	50.9	2.0
cd	37.2	1.5
me	3.6	0.1
ed	144.0	5.8
ups	268.1	10.8
uem	62.9	2.5

Поверхность конусов морфологически гладкая, пологоволнистая, а их толща слабо стратифицирована и состоит из нескольких слоев (рис. 6б), что, возможно, указывает на несколько эпизодов формирования конусов. У подножия уступов, ограничивающих слои, нет ни каменных развалов, ни отдельных глыб, различимых на изображениях HiRISE (рис. 6в). Поверхность пологих склонов нижних слоев покрыта частыми грядами, образующими дюнные поля; характерное расстояние между дюнами составляет 5–10 м (рис. 6в).

**Вещественный комплекс lbp** (рис. 7а). Наибольшее распространение в пределах низменностей имеет подразделение светлых равнин (lbp, табл. 1), которое распространено в западной части района посадки (рис. 4). Поверхность этого подразделения выглядит светлее, чем многие примыкающие типы местности. Она пологоволнистая и на ней местами встречаются узкие (10–20 м шириной) и низкие (первые метры) гряды. Гряды иногда сливаются в сплошные поля и представляют собой дюны.

Материал подразделения lbp перекрывает равнинный домен в обширном регионе вокруг области посадки Oxia Planum и, следовательно, занимает более высокое стратиграфическое положение по сравнению с гладкими материковыми равнинами. Оценки абсолютного модельного возраста светлых равнин отличаются большими отклонениями от среднего значения  $3.53 \pm 0.08 / -0.17$  млрд лет (рис. 5б). Несмотря на значительные вариации, средний возраст светлых равнин заметно меньше возраста гладких материковых равнин (рис. 5а), что полностью соответствует стратиграфической позиции подразделений ups и lbp.

В некоторых местах в пределах светлых равнин там, где дюны развиты слабо, а поверхность выглядит несколько более яркой, заметна расчлененность поверхности на многоугольные блоки поперечником первые метры (рис. 7б). Такие

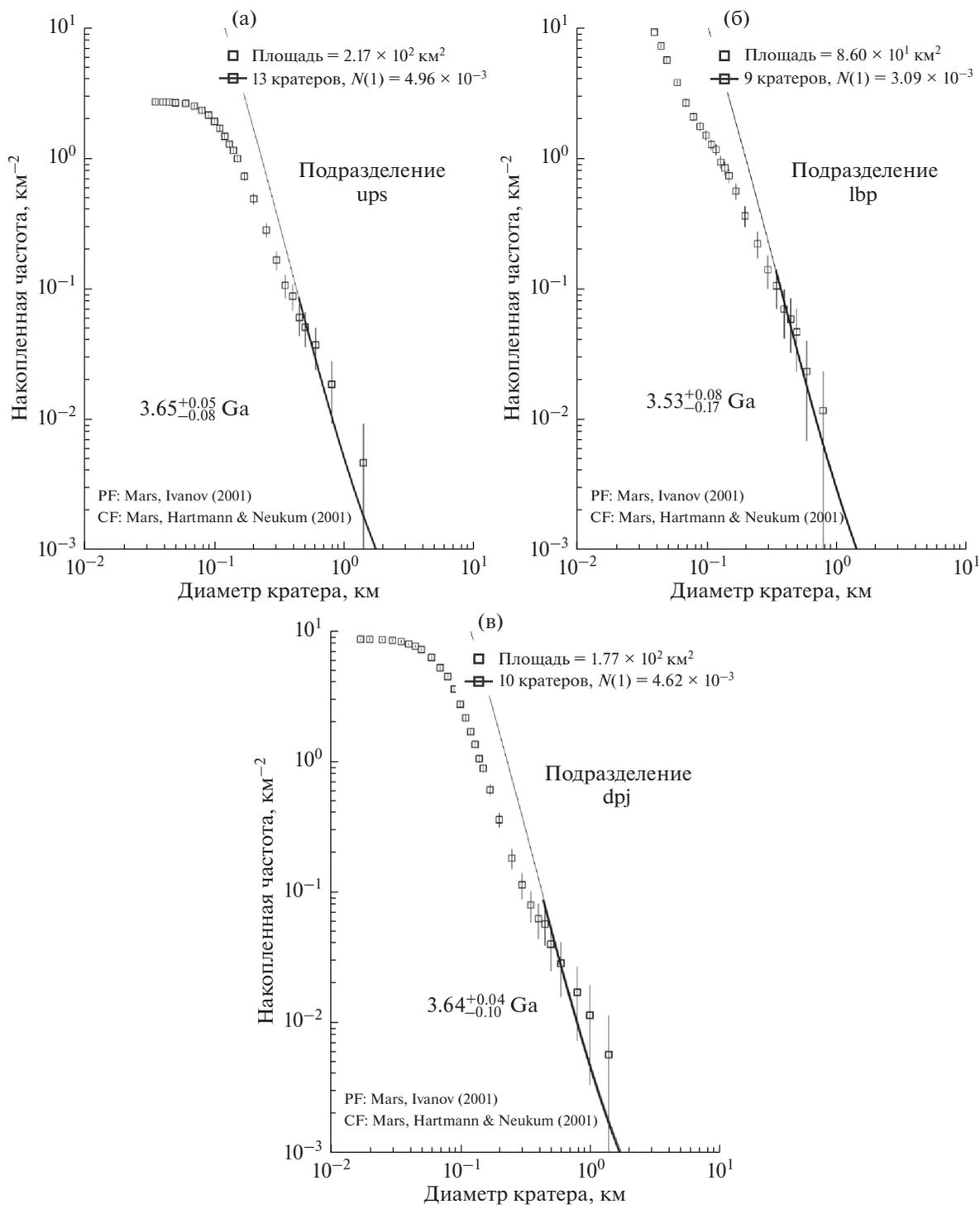
участки сравнительно редки (первые проценты от площади подразделения lbp), но их морфология может указывать на то, что они состоят из скопленных глинистых минералов. В других областях Марса данные спектрометра CRISM, несомненно, указывают на присутствие железомagneзиальных глинистых минералов в местностях, аналогичных по альбедо и морфологии участкам поверхности с полигональной текстурой в области посадки Oxia Planum (Mangold и др., 2007; Mustard и др., 2007; 2008; 2009; Ehlmann и др., 2008; 2009; Murchie и др., 2007; 2009).

**Вещественный комплекс ldp.** Вторым по распространенности комплексом в области исследования выступает подразделение темных равнин (ldp), которое занимает примерно 20% поверхности изученной территории (табл. 1). По своей морфологии темные равнины аналогичны светлым (lbp), но обладают заметно более низким альбедо. Темные равнины образуют широкую (около 20 км) полосу, протягивающуюся поперек области посадки вдоль края материкового топографического домена (рис. 4). Полоса темных равнин представляет собой участок низменностей, куда открываются южные части русел Coogoon Valles. Обнажения светлого материала с полигональной отдельностью, характерные для светлых равнин, в пределах темных равнин не отмечены.

**Вещественный комплекс dpj** (рис. 7в). Следующим по распространенности подразделением в пределах низменностей выступает темный бугристый материал (подразделение dpj, табл. 1). Этот вещественный комплекс развит преимущественно в местных понижениях рельефа (днища крупных ударных кратеров) или встречается на продолжении русел Coogoon Valles вблизи материкового домена. Характерными признаками подразделения dpj являются его явно более низкое альбедо по сравнению с подразделениями lbp и ldp и крайне неровная поверхность, состоящая из множества коротких (первые десятки метров) хаотично ориентированных гряд. Края подразделения dpj часто представляют собой протяженный уступ или серию уступов (рис. 7в), отчетливо выраженных на топографических профилях с высоким пространственным разрешением (рис. 2в). Высота уступов составляет первые десятки метров.

На изображениях сверхвысокого разрешения видно, что в материале данного подразделения присутствует большое количество камней крупнее 1 м, особенно вблизи валов и стенок ударных кратеров разной степени сохранности (рис. 7г). Широко развиты в пределах этого подразделения и дюнные поля, свидетельствующие о наличии песчаной фракции в материале подразделения dpj.

Частотно-размерное распределение ударных кратеров на поверхности темного бугристого материала аппроксимируется изохронной, соответ-

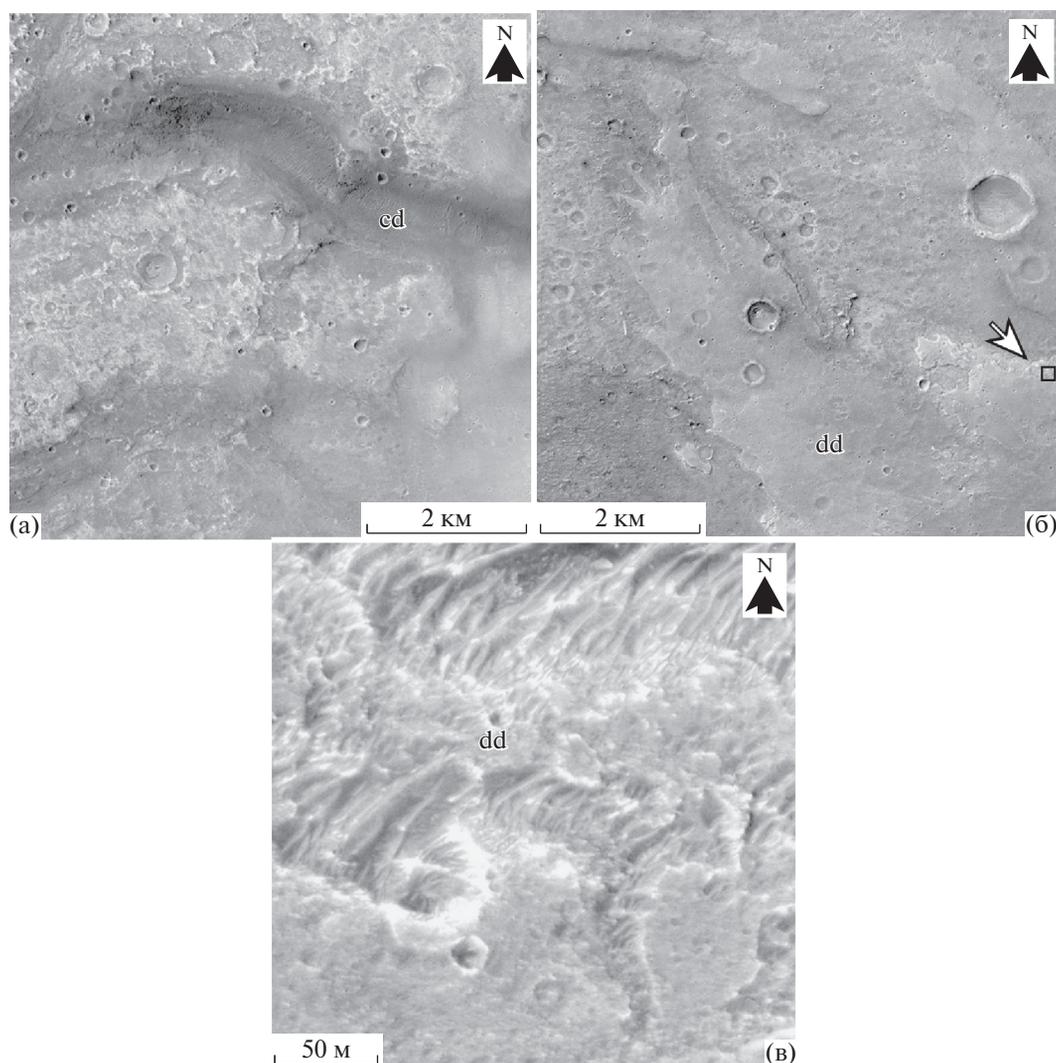


**Рис. 5.** Оценки абсолютных модельных возрастов ключевых подразделений. Planum составляет  $3.65 + 0.05/-0.08$  млрд лет (рис. 5), что представляет собой нижний возрастной предел для большинства других вещественных комплексов, которые распространены в районе посадки.

ствующей возрасту  $3.64 + 0.04/-0.10$  млрд лет (рис. 5в). Эта оценка неотличима от абсолютного модельного возраста гладких материковых равнин (рис. 5а). Таким образом, оба подразделения, ups и дрj, представляют собой наиболее древ-

ние вещественные комплексы в пределах изучаемой территории.

**Вещественный комплекс vem** (рис. 8а). Светлые покровы с неровной, глыбовой, поверхностью и чрезвычайно извилистыми границами (подразде-



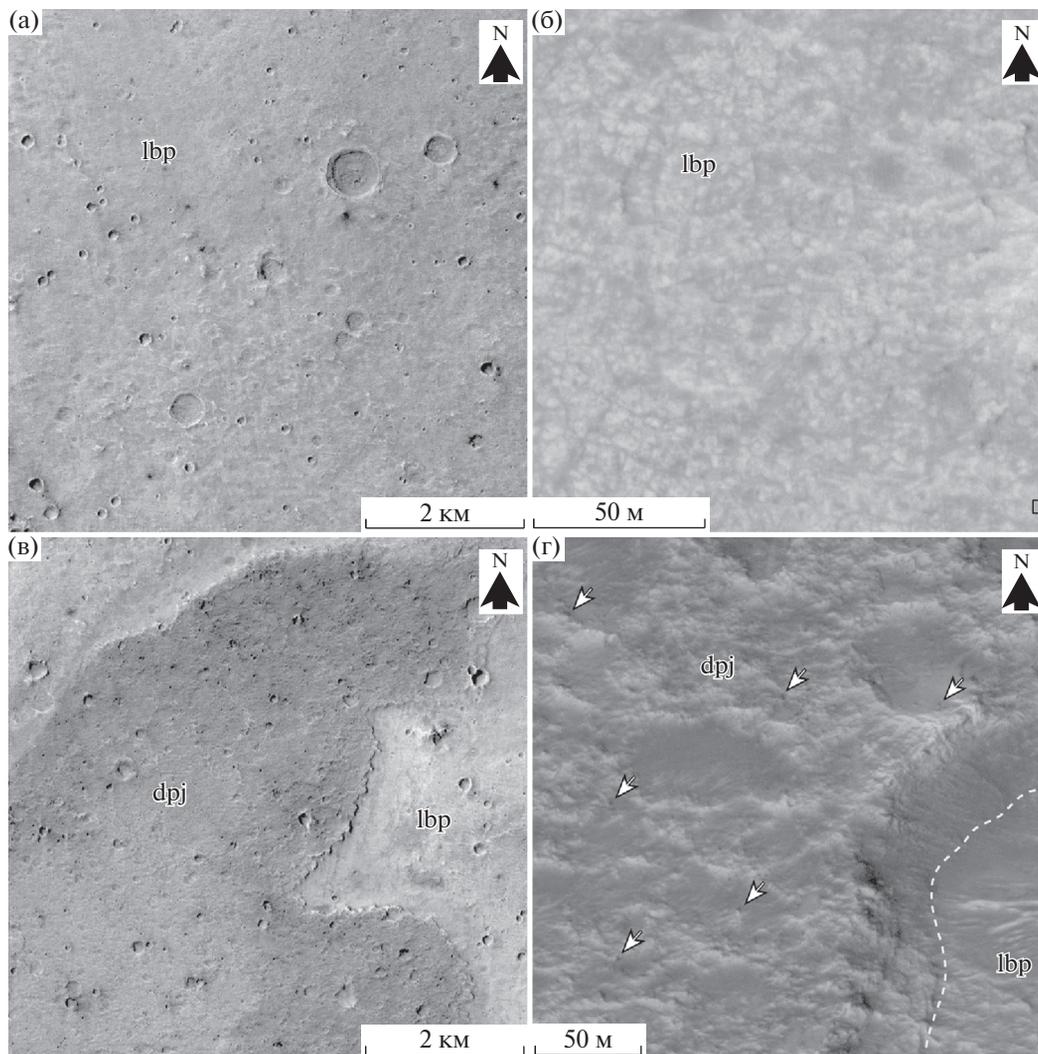
**Рис. 6.** (а) Отложения русел флювиальной системы Coogoon Valles, подразделение cd. (б) Отложения конусов выноса, подразделение dd. Черный квадрат со стрелкой отмечает положение снимка бв. Фотооснова – мозаика снимков CTX, разрешение 6 м/пкс. (в) Поверхность подразделения dd при максимально возможном разрешении камеры HiRISE (0.25 м/пкс). Видна слоистая структура конусов выноса и скопление дюн в пределах нижних горизонтов конусов. Крупнообломочный материал в конусах отсутствует. Фрагмент снимка ESP\_019084\_1980.

ление bem) развиты преимущественно в пределах материкового топографического домена на правом (северном) борту русел Coogoon Valles (рис. 4).

На снимках сверхвысокого разрешения видно, что поверхность этого подразделения комковатая, состоящая из многочисленных блоков с характерными размерами первые метры (рис. 8б). По альбедо и текстуре поверхности подразделения bem подобно участкам в пределах светлых равнин с полигональной текстурой поверхности. Для образований со схожей морфологией и альбедо в других местах Марса данные спектрометра CRISM указывают на присутствие глинистой компоненты в грунте. Вероятно, подразделение bem в районе посадки Oxia Planum также характеризуется скоплениями глинистых минералов.

Малая площадь подразделения bem не позволяет получить реалистичные оценки абсолютного модельного возраста. Стратиграфические соотношения этого подразделения установить также трудно, так как оно не контактирует с большинством других вещественных комплексов, кроме гладких материковых равнин, на которых залегают светлые покровы. Однако на бортах терминального русла Coogoon Valles светлые покровы отсутствуют, что, вероятно, может свидетельствовать о большей относительной древности покровов, размытых при формировании флювиальных русел.

Остальные типы местности (рис. 9) в пределах низменности занимают крайне малую долю площади района посадки (табл. 1) и представляют со-



**Рис. 7.** (а) Поверхность светлых равнин (подразделение lbp). Фотооснова – мозаика снимков СТХ, разрешение 5 м/пкс. (б) В некоторых районах светлых равнин при высоком разрешении видна полигональная отдельность, характерная для глинистых отложений Марса. Фрагмент снимка ESP\_037558\_1985, разрешение 0.25 м/пкс. (в) Поверхность темного бугристого материала (подразделение dpj). Фотооснова – мозаика снимков СТХ, разрешение 5 м/пкс. (г) На поверхности подразделения dpj при максимально возможном разрешении различимы отдельные камни (стрелки). Фрагмент снимка ESP\_039299\_1985, разрешение 0.25 м/пкс.

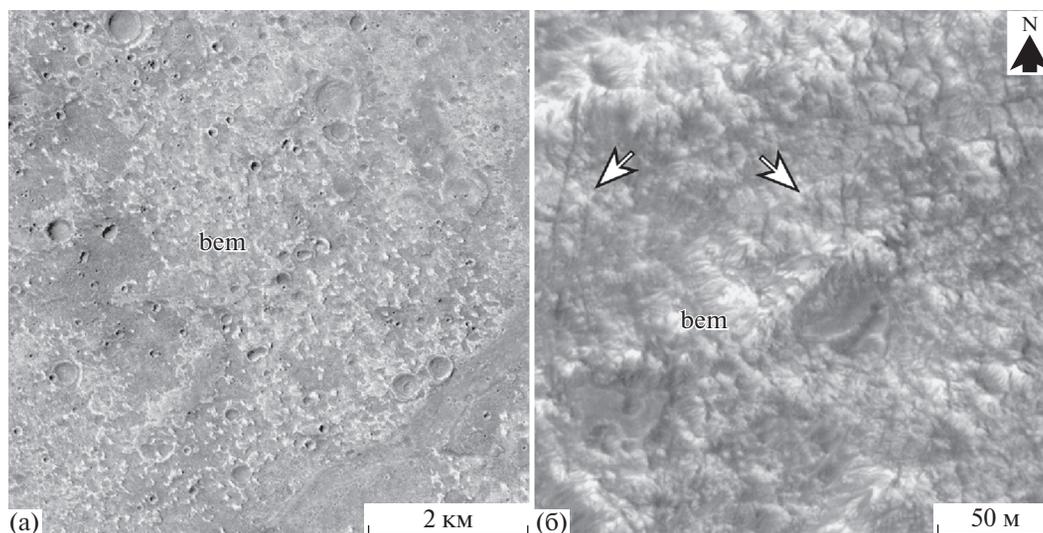
бой эрозионные останцы материковой местности (подразделение me, рис. 9а) и ударных кратеров (подразделение ed, рис. 9и), а также свежие выбросы из кратеров (подразделение ejd, рис. 9с).

#### ОБСУЖДЕНИЕ: ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ОБЛАСТИ ПОСАДКИ OXIA PLANUM

Определение и документация вещественных комплексов в области посадки Oxia Planum позволяют установить пространственное распределение этих комплексов в изучаемом регионе (рис. 4). В свою очередь, установление относительных и абсолютных возрастных соотношений закартиро-

ванных комплексов и выяснение их природы дает возможность реконструировать последовательность событий и процессов, действовавших в регионе, окружающем область посадки (рис. 10).

Наиболее древним комплексом в изучаемом регионе являются гладкие материковые равнины с извилистыми грядами (подразделение cps, рис. 3б). Морфологические аналоги гладких равнин, нарушенных извилистыми грядами, распространены во многих регионах Марса, где они образуют обширные плато в пределах материковой местности (например, Hesperia Planum, Lunae Planum). Во всех этих регионах гладкие равнины образованы наслоениями потоков базальтовых лав и представляют собой вулканические провинции (Gree-



**Рис. 8.** Морфология поверхности изъеденных покровов в районе посадки Oxia Planum (подразделение bem) при разном разрешении. (а) Мозаика снимков CTX, разрешение 6 м/пкс. Поверхность подразделения сильно эродирована, а его границы чрезвычайно извилисты. (б) Фрагмент снимка ESP\_042345\_1985 камеры HiRISE, разрешение 0.25 м/пкс. На поверхности подразделения различима полигональная текстура, образованная пересечениями темных линейментов (стрелки).

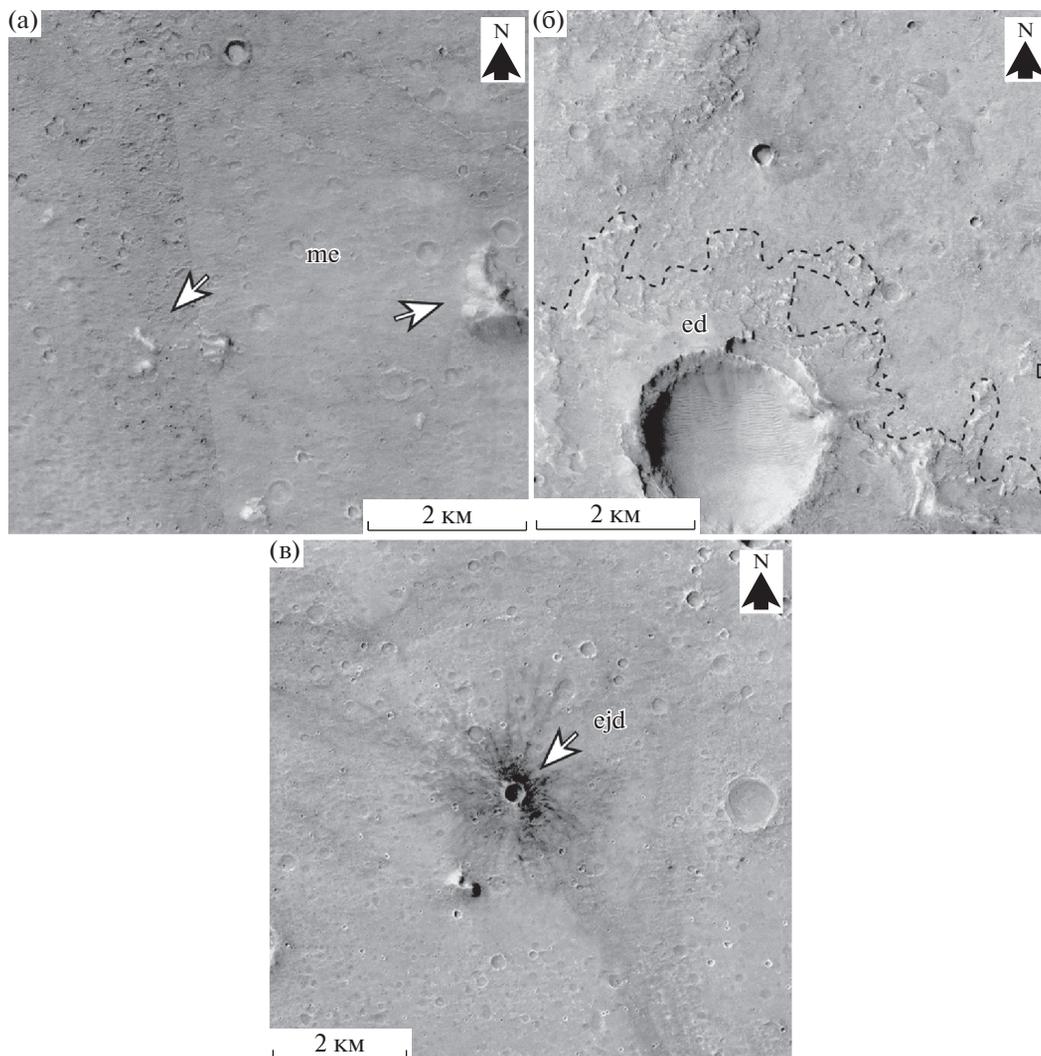
ley, Spudis, 1981), характерными структурами которых являются извилистые гряды. Для формирования гряд необходима слоистая среда и иногда гряды деформируют поверхность осадочных толщ (Plescia, Golombek, 1986). На всех планетах земной группы, однако, в подавляющем большинстве случаев извилистые гряды представляют собой характерные структуры вулканических провинций. Таким образом, наличие извилистых гряд на поверхности того или иного подразделения — надежный признак вулканической природы его материала.

Абсолютный модельный возраст многих лавовых равнин Марса в области Фарсида оценивается величинами примерно 3.6–3.7 млрд лет. В зависимости от модельных представлений о длительности геологических периодов марсианской геологической истории, этот возраст соответствует либо ранне-Гесперийскому (Ivanov, 2001), либо поздне-Нохийскому (Hartmann, 2005) периоду (рис. 10). Абсолютный модельный возраст подразделения ups составляет 3.65 млрд лет (рис. 5а), что соответствует времени становления значительной части вулканических провинций Марса (Headi др., 2002). Таким образом, первым различимым эпизодом геологической истории района, окружающего область посадки Oxia Planum, было формирование обширных лавовых равнин в период высокой вулканической активности на Марсе. Эти равнины слагают основную часть материкового домена области посадки, где равнины выходят на поверхность и, вероятно, подстилают весь домен равнинных низменностей, где лавовые равнины перекрыты более поздними отложениями.

На присутствие лавовых равнин в основании низменностей указывает также тот факт, что все молодые кратеры в пределах низин имеют небольшой диаметр (первые сотни метров), а их выбросы характеризуются низким альбедо (рис. 9в). Следовательно, на небольшой глубине равной примерно 1/10 диаметра кратеров под покровом более молодого материала залегает темный материал, характерный для базальтовых вулканических комплексов.

Другой комплекс материкового домена (подразделение uem) представляет собой останцы выбросов из крупного (16 км в диаметре) кратера (17.52° с.ш., 23.31° з.д.). Получить надежную оценку абсолютного модельного возраста этого кратера не представляется возможным, но он явно моложе лавовых равнин подразделения ups (рис. 10). Выбросы кратера эродированы и прорезаны терминальным руслом системы Соогоон Valles, так что данное ударное событие произошло до начала флювиальной активности в регионе посадки. Размер кратера указывает на то, что глубина экскавации составляла 1.5–2 км и в материале выбросов должно присутствовать вещество как лавовых равнин, так и подстилающего мега-реголита.

Наиболее интересным с научной точки зрения веществом материкового домена является материал светлых покровов (подразделение bem), которые по своей морфологии и текстуре поверхности аналогичны скоплениям филлосиликатов в других регионах Марса (Murchie и др., 2009). Основное скопление светлых покровов в области



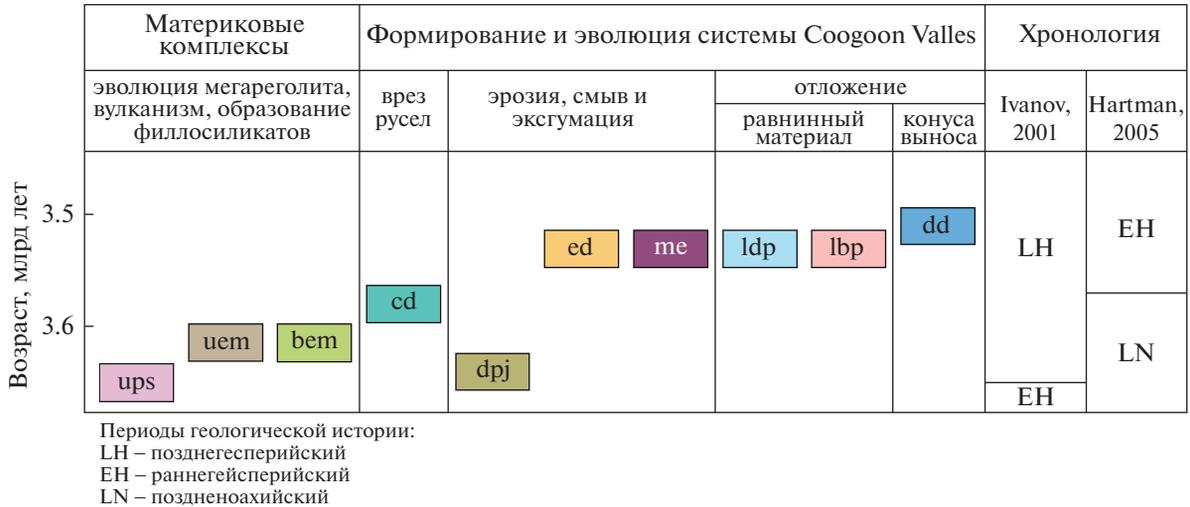
**Рис. 9.** (а) Эрозионные останцы (подразделение *me*), (б) деградированные кратерные выбросы (подразделение *ed*), (в) свежие темные кратерные выбросы (подразделение *ejd*). Выбросы таких кратеров, как правило, имеют заметно более низкое альbedo, чем окружающая местность. Во всех случаях фотооснова – мозаика снимков СТХ, разрешение 5 м/пкс.

исследования расположено в пределах материкового домена на правом борту терминального русла Coogoon Valles. Важно отметить, что светлые покровы в этой области не распространяются ни на днище русла, ни на его борта (рис. 4) и, вероятно, их формирование предшествовало эпизоду флювиальной активности. В этом случае образование подразделения *bet* относится к более ранним этапам геологической истории региона, окружающего область посадки Oxia Planum (рис. 10). Отложения предположительно глинистых минералов были размыты при формировании флювиальных русел и переотложены в пределах низменностей (рис. 4).

Следующий крупный эпизод геологической истории изучаемого эпизода связан с флювиальной активностью, которая привела к формирова-

нию целого набора структур и вещественных комплексов.

Русла системы Coogoon Valles представляют наиболее заметные флювиальные структуры, образованные в результате вертикальной эрозии под действием локализованных потоков. Топографически выразительные русла, глубина которых составляет десятки метров, присутствуют только в пределах материкового домена (рис. 2а), а в пределах низменностей они практически не имеют рельефа и заметны только по скоплениям рыхлого материала (подразделение *cd*, рис. 4). Такая разница глубины русел указывает на резкую смену режимов флювиальной деятельности при переходе от материка к низменностям. В пределах материкового домена доминировал локализованный эрозионный режим, приведший к формированию более глубоких флювиальных долин. В



**Рис. 10.** Корреляционная диаграмма подразделений, закартированных в области посадки. Диаграмма калибрована по оценкам абсолютного модельного возраста ключевых подразделений. Пояснения в тексте.

пределах низменностей, вероятно, действовали как эрозионный, так и аккумуляционный режимы (рис. 10). Резкая смена режимов указывает, что общая топографическая конфигурация района посадки Ochia Planum (два домена, разделенные региональной топографической ступенью) существовала до формирования системы русел Coogoon Valles.

На эрозионную деятельность в пределах низменностей указывают многочисленные деградированные выбросы ударных кратеров и эрозионные останцы (подразделения ed и me, соответственно), а также отсутствие извилистых гряд. Высота извилистых гряд на материке составляет первые десятки метров. Лавовые равнины подстилают низменности и перекрыты более поздними отложениями небольшой мощности, на что указывают темные выбросы малых ударных кратеров (рис. 9в). Отсутствие извилистых гряд на низменностях указывает на то, что слой толщиной первые десятки метров в пределах низменностей был удален после формирования лавовых равнин. На небольшую мощность эродированного слоя указывает также то, что выбросы относительно крупных ударных кратеров в пределах низин эродированы только в своей нижней части (рис. 9б).

Темный бугристый материал (подразделение dpj) может представлять собой еще одно свидетельство действия эрозионного режима в пределах низменностей. Заметно более низкое альbedo подразделения dpj, и ассоциация его обнажений с топографическими депрессиями древних кратеров и с руслами системы Coogoon Valles, где они выходят на низменность (рис. 4), может указывать на то, что материал подразделения представ-

ляет собой эксгумированные лавовые равнины (подразделение ups).

Наличие эродированных и эксгумированных типов местности (me, ed и dpj) в пределах топографического домена низменностей свидетельствует о выносе материала из региона, где располагается основная часть области посадки Ochia Planum. В то же время, на равнинных низменностях не видны формы рельефа, указывающие на существование локализованных потоков (основные и паразитные русла, каплевидные останцы, промоины). Отсутствие таких образований может говорить о том, что низменности в районе исследования представляли собой область, где доминировал площадной смыв.

Аккумуляционный режим в пределах низменностей был связан с отложением материала наиболее распространенных вещественных комплексов темных и светлых равнин (подразделения ldp и lbp, соответственно, рис. 10). Эти подразделения доминируют в области посадки (таблица) и частично перекрывают эрозионные и эксгумированные формы рельефа в пределах низменностей. Следовательно, они образовались позднее. Средняя оценка абсолютного модельного возраста светлых равнин составляет 3.53 млрд лет (рис. 5б), что, вероятно, отражает возраст отложения материала этих равнин и завершения главного этапа флювиальной активности в регионе, окружающей область посадки (рис. 10).

Светлые и темные равнины связаны постепенными переходами и, вероятно, представляют собой фациальные разности одного и того же подразделения, образованного в результате отложения материала материковой местности. Темные равнины расположены вблизи границы материкового домена (рис. 4). Более низкое альbedo под-

разделения ldp, вероятно, связано с преобладанием в нем относительно грубозернистой фракции вулканических материковых равнин (подразделение ups). С переотложением вулканического материала связано более низкое альбедо подразделения ldp.

В составе материала светлых равнин, которые располагаются дальше от материкового домена, вероятно, преобладает как более тонкая фракция, так и вещество светлых покровов (подразделение bet). Светлые полигональные грунты, встречающиеся среди светлых равнин (рис. 7б), могут представлять собой скопления переотложенного вещества светлых покровов. Кроме того, в пределах подразделения lbr широко развиты дюны и дюнные поля, которые практически всегда присутствуют в местных понижениях рельефа и ударных кратерах разной степени сохранности. Обилие дюн свидетельствует, что материал подразделения lbr во многом состоит из частиц песчаного размера, типичных для марсианских грунтов, 0.06–0.2 мм. Тем не менее поверхность подразделения lbr не представляет собой сплошное дюнное поле. Следовательно, песчаная компонента частично сцементирована и может представлять собой комковатый грунт и корки выветривания, из которых частицы песчаной и пылевой размерной фракции выдуваются ветром.

К завершающим этапам флювиальной активности в изучаемом регионе относится формирование конусов выноса (подразделение dd, рис. 10), которые перекрывают поверхность прилегающих гладких равнин (подразделение ldp). Отложения конусов локализованы вблизи топографической границы материк/низменность и представляют собой сравнительно небольшие образования (рис. 4, табл. 1). В строении конусов различимы немногочисленные слои (рис. 6б), свидетельствующие о том, что конусы формировались в несколько этапов. Изображения HiRISE показывают, что конусы сложены тонкозернистым материалом, отдельные глыбы или их скопления отсутствуют (рис. 6в). В понижениях рельефа на поверхности конусов развиты дюны. Дюны и отсутствие глыб свидетельствуют, что конусы сложены песками, переотложенными маломощными потоками из русел Coogoon Valles.

## ВЫВОДЫ

Детальный фотогеологический и топографический анализ поверхности в области посадки Oxia Planum, проведенный с использованием мозаик снимков CTX (разрешение 5 м/пкс) и точных ЦМР (предельное разрешение 1 м/пкс) позволяет сделать следующие выводы.

(1) Вся область посадки состоит из двух топографических доменов (материк и низменность),

разделенных резким региональным уступом. Такая конфигурация области региона, окружающего область посадки, существовала на протяжении всей различной геологической истории области исследования.

(2) Рельеф в пределах материкового домена контрастный с перепадами высот несколько десятков метров на расстояниях первые километры. В пределах низменностей рельеф выглажен, и меняется слабо, в пределах 100–150 м на расстоянии около 80 км. Уклоны на малых базах (1 м) не превышающие 7°, характеризуют примерно 75% поверхности в пределах низменностей.

(3) Первым главным эпизодом геологической истории изучаемого региона было становление обширных лавовых равнин, абсолютный модельный возраст которых, 3.65 млрд лет, относится ко времени высокой вулканической активности на Марсе. Лавовые равнины обнажаются в пределах материкового домена и подстилают основную часть низменностей в области посадки.

(4) Следующий после становления лавовых равнин крупный эпизод геологической истории в регионе посадки связан с флювиальной деятельностью, которая включала эрозионный и аккумуляционный режимы.

(5) Образования, связанные с эрозионной деятельностью, представлены руслами системы Coogoon Valles в пределах материкового домена и с эрозионными останцами и эксгумированными лавовыми равнинами в пределах низменностей. Отсутствие в пределах низменностей структур, указывающих на существование локализованных потоков говорит о том, что в этом топографическом домене доминировал площадной смыв.

(6) Вещество, которое предстоит опробовать марсоходу экспедиции Экзо Марс, связано главным образом с аккумуляционной деятельностью и представлено отложениями темных и светлых гладких равнин низменностей (подразделения ldp и lbr, соответственно). Материал обоих типов равнин представлен веществом, вынесенным из материкового домена. Абсолютный модельный возраст аккумуляционной фазы флювиальной активности оценивается величиной 3.53 млрд лет.

(7) Материал темных равнин преимущественно состоит из более грубозернистой фракции материковых лавовых равнин, переотложенной вблизи топографической границы, разделяющей материк и низменности.

(8) Отложения светлых равнин доминируют в области посадки и представлены более тонкой фракцией лавовых равнин и веществом светлых покровов (подразделение bet), в составе которого, вероятно, доминируют глинистые минералы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bibring J.-P., Langevin Y., Mustard J.F., Poulet F., Arvidson R., Gendrin A., Gondet B., Mangold N., Pinet P., Forget F.* Global mineralogical and aqueous Mars history derived from OMEGA/Mars Express data // *Science*. 2006. V. 312. P. 400–404.
- Bibring J.-P., Loizeau D., Pelkey S.M., Murchie S., Mustard J.F., Bishop J., Ehlmann L., Gondet B., Mangold N., Poulet F., Roach L.H., Seelos F.* Coupled OMEGA-CRISM observations of Marwth Vallis // 37th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2007. Abstract #2160.
- Bishop J., Loizeau D., McKeown N.K., Saper L., Dyar M.D., Des Marais D.J., Parente M., Murchie S.L.* What the ancient phyllosilicates at Mawrth Vallis can tell us about possible habitability on early Mars // *Planet. and Space Sci.* 2013. V. 86. P. 130–149.
- Bishop J., Wray J.J., Sessa A., Danielsen J., Ehlmann L., Murchie S.L., Horgan B., Gross C., Parente M., Seelos F.P.* Evidence of salty residues in layered outcrops at Mawrth Vallis and implications for evaporite environment on early Mars // 49th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2018. Abstract #1117.
- Carr M.H.* The surface of Mars. New Haven: Yale Univ. Press, 1981. 232 p.
- Carr M.H.* Water on Mars. New York: Oxford Univ. Press, 1996. 229 p.
- Carr M.H.* The surface of Mars. Cambridge Univ. Press, 2006. 307 p.
- Carter J., Quantin C., Thollot P., Loizeau D., Ody A., Lozach L.* Oxia Planum, a clay-laden landing site proposed for the ExoMars rover mission: Aqueous mineralogy and alteration scenarios // 47th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2016. Abstract #2064.
- Chojnacki M., Banks M., Urso A.* Wind-driven erosion and exposure potential at Mars 2020 rover candidate-landing sites // *J. Geophys. Res.* 2018. V. 123. P. 468–488. <https://doi.org/10.1002/2017JE005460>
- Dobrea E.Z.N., Bishop J.L., McKeown N.K., Fu R., Rossi C.M., Michalski J.R., Heinlein C., Hanus V., Poulet F., Mustard J.F., Murchie S., McEwen A.S., Swayze G., Bibring J.-P., Malaret E., Hash C.* Mineralogy and stratigraphy of phyllosilicate-bearing and dark mantling units in the greater Mawrth Vallis/west Arabia Terra // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. E00D19. <https://doi.org/10.1029/2009JE003351>
- Ehlmann B.L., Mustard J.F., Fassett, C.I., Schon S.C., Head J.W., Des Marais D.J., Grant J.A., Murchie S.L.* Clay minerals in delta deposits and organic preservation potential on Mars // *Nature Geosci.* 2008. V. 1. P. 355–358.
- Ehlmann B.L., Mustard J.F., Swayze G.A., Clark R.N., Bishop J.L., Poulet F., Des Marais D.J., Roach L.H., Milliken R.E., Wray J.J., Barnouin-Jha O., Murchie S.L.* Identification of hydrated silicate minerals on Mars using MRO-CRISM: Geologic context near Nili Fossae and implications for aqueous alteration // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. E00D08. <https://doi.org/10.1029/2009JE003339>
- Fawdon P., Balme M.R., Bridges J., Davis J.M., Gupta S., Quantan-Nataf C.* The ancient fluvial catchment of Oxia Planum: The ExoMars 2020 rover landing site // 50th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2019. Abstract #2356.
- Greeley R., Spudis P.* Volcanism on Mars // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1981. V. 19. P. 13–41.
- Hartmann W.K.* Martian cratering 8: Isochron refinement and the chronology of Mars // *Icarus*. 2005. V. 174. P. 294–320.
- Head J.W., Kreslavsky M.A., Pratt S.* Northern lowlands on mars: Evidence for widespread volcanic flooding and tectonic deformation in Hesperian Period // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. NE1. 5003. <https://doi.org/10.1029/2000JE001445>
- Ivanov B.A.* Mars/Moon cratering rate ratio estimates // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 96. P. 87–104.
- Ivanov M.A., Head J.W.* Chryse Planitia, Mars: Topographic configuration, outflow channel continuity and sequence, and tests for hypothesized ancient bodies of water using Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) data // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 3275–3296.
- Loizeau D., Mangold N., Poulet F., Bibring J.-P., Gendrin A., Gomez C., Langevin Y., Gondet B., Ansan V., Masson P., Neukum G.* Phyllosilicates rich terrains in Mawrth Vallis region, Mars, as seen by OMEGA and HRSC/Mars Express // 37th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2006. Abstract #1658.
- Loizeau D., Mangold N., Poulet F., Ansan V., Hauber E., Bibring J.-P., Gondet B., Langevin Y., Masson P., Neukum G.* Stratigraphy in the Mawrth Vallis region through OMEGA, HRSC color imagery and DTM // *Icarus*. 2010. V. 205. P. 396–418.
- Loizeau D., Werner S.C., Mangold N., Bibring J.-P., Vago J.L.* Chronology of deposition and alteration in the Mawrth Vallis region, Mars // *Planet. and Space Sci.* 2012. V. 72. P. 31–43.
- Loizeau D., Mangold N., Poulet F., Bibring J.-P., Bishop J.L., Michalski J., Quantin C.* History of the clay-rich unit at Mawrth Vallis, Mars: High resolution mapping of a candidate landing site // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120. P. 1820–1846. <https://doi.org/10.1002/2015JE004894>
- Loizeau D., Balme M.R., Bibring J.-P., Bridges J.C., Fair A.G., Flahaut J., Hauber E., Lorenzoni L., Poulakis P., Rodionov D., Vago J.L., Werner S., Westall F., Whyte L., Williams R.M.* Exo Mars 2020 surface mission: Choosing a landing site // 50th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2019. Abstract #2378.
- Mangold, N., Poulet F., Mustard J.F., Bibring J.-P., Gondet B., Langevin Y., Ansan V., Masson P., Fassett C., Head J.W., Hoffmann H., Neukum G.* Mineralogy of the Nili Fossae region with OMEGA/Mars Express data: 2. Aqueous alteration of the crust // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. E08S04. <https://doi.org/10.1029/2006JE002835>
- McEwen A.S., Eliason E.M., Bergstrom J.W., Bridges N.T., Hansen C.J., Delamere W.A., Grant J.A., Gulick V.C., Herkenhoff K.E., Keszthelyi L., Kirk R.L., Mellon M.T., Squyres S.W., Thomas N., Weitz C.M.* Mars Reconnaissance Orbiter's High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE) // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. E05S02. <https://doi.org/10.1029/2005JE002605>
- Molina A., Lopez I., Prieto-Ballesteros O., Fernandez-Remolar D., de Pablo M.A., Gomez F.* Coogoon Valles, western

- Arabia Terra: Hydrological evolution of a complex Martian channel system // *Icarus*. 2017. V. 293. P. 27–44.
- Murchie S., Arvidson R., Bedini P. (47 others)*. Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars (CRISM) on Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. E05S03. <https://doi.org/10.1029/2006JE002682>
- Murchie S., Mustard J.F., Ehlmann B.L. (14 others)*. A synthesis of Martian aqueous mineralogy after 1 Mars year of observations from the Mars Reconnaissance Orbiter // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. E00D06. <https://doi.org/10.1029/2009JE003342>
- Mustard J.F., Poulet F., Head J.W., Mangold N., Bibring J.-P., Pelkey S.M., Fassett C.I., Langevin Y., Neukum G.* Mineralogy of the Nili Fossae region with OMEGA/Mars Express data: 1. Ancient impact melt in the Isidis Basin and implications for the transition from the Noachian to Hesperian // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. E08S03. <https://doi.org/10.1029/2006JE002834>
- Mustard J.F., Murchie S.L., Pelkey S.M. (32 others)*. Hydrated silicate minerals on Mars observed by the Mars Reconnaissance Orbiter CRISM instrument // *Nature*. 2008. V. 454. P. 305–309.
- Mustard J.F., Ehlmann B.L., Murchie S.L., Poulet F., Mangold N., Head J.W., Bibring J.-P., Roach L.H.* Composition, morphology, and stratigraphy of Noachian crust around the Isidis basin // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. E00D12. <https://doi.org/10.1029/2009JE003349>
- Pajola M., Rossato S., Baratti E., Mangili C., Mancarella F., McBride K., Coradini M.* The Simud-Tiu Valles hydro-logic system: A multidisciplinary study of a possible site for future Mars on-site exploration // *Icarus*. 2016. V. 268. P. 355–381.
- Pajola M., Rossato S., Baratti E., Pozzobon R., Quantin C., Carter J., Thollot P.* Boulder abundances and size-frequency distributions on Oxia Planum-Mars: Scientific implications for the 2020 ESA ExoMars rover // *Icarus*. 2017. V. 296. P. 73–90.
- Plescia J.B., Golombek M.P.* Origin of planetary wrinkle ridges based on the study of terrestrial analogs // *Geol. Soc. Am. Bull.* 1986. V. 97. P. 1289–1299.
- Poulet F., Carter J., Bishop J.L., Loizeau D., Murchie S.M.* Mineral abundances at the final four curiosity study sites and implications for their formation // *Icarus*. 2014. V. 231. P. 65–76.
- Quantin C., Carter J., Thollot P., Broyer J., Lozach L., Davis J., Grindrod P., Pajola M., Baratti E., Rossato S., Allemand P., Bultel B., Leyrat C., Fernando J., Ody A.* Oxia Planum, the landing site for ExoMars 2018 // 47th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2016. Abstract #2863.
- Rotto S., Tanaka K.L.* Geologic/geomorphic map of the Chryse Planitia region of Mars // *U.S. Geol. Surv. Misc. Inv. Ser. Map. I-2441* 1995.
- Smith D.E., Zuber M.T., Solomon S.C., Phillips R.J., Head J.W., Garvin J.B., Banerdt W.B., Muhleman D.O., Pettengill G.H., Neumann G.A., Lemoine F.G., Abshire J.B., Aharonson O., Brown C.D., Hauck S.A., Ivanov A.B., McGovern P.J., Zwally H.J., Duxbury T.C.* The global topography of Mars and implications for surface evolution // *Science*. 1999. V. 284. P. 1495–1503.

УДК 523.42:551

## МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ПЛОТНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ МАРСА В ЗОНЕ УСТАНОВКИ СЕЙСМОМЕТРА МИССИИ INSIGHT

© 2020 г. Т. В. Гудкова<sup>a, \*</sup>, И. Э. Степанова<sup>a, \*\*</sup>, А. В. Батов<sup>a, b, \*\*\*</sup>

<sup>a</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

<sup>b</sup>Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: gudkova@ifz.ru

\*\*e-mail: tet@ifz.ru

\*\*\*e-mail: batov@ipu.ru

Поступила в редакцию 08.07.2019 г.

После доработки 12.08.2019 г.

Принята к публикации 02.09.2019 г.

Получено модельное распределение аномальных масс в юго-западной части равнины Элизий под областью установки сейсмометра миссии InSight. Численное моделирование проводится с помощью метода S-аппроксимаций используя разложение по сферическим гармоникам данных топографии и гравитационного поля Марса (модель MRO120D) до 90 степени и порядка. Выявлена неоднородность плотностного строения: показаны зоны более плотных и менее плотных блоков в приповерхностных слоях исследуемой области.

**Ключевые слова:** гравитационное поле, топография, гравитационные аномалии, аномальные массы, Марс

**DOI:** 10.31857/S0320930X2001003X

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на Марсе в рамках миссии NASA “InSight” (Interior exploration using Seismic investigations, geodesy and heat transport – Исследование внутреннего строения с использованием сейсмических исследований, данных геодезии и измерений теплового потока) проводится сейсмический эксперимент SEIS (Banerdt и др., 2013; Panning и др., 2017; Lognonné и др., 2019). Сейсмометр установлен в юго-западной части равнины Элизий (4.5° N, 135.9° E).

Топографическая поверхность Марса крайне нерегулярна. Марс характеризуется дихотомией (южные возвышенности и северные низменности). Зона установки сейсмометра находится в непосредственной близости от границы между южными возвышенностями с более тонкой корой и северными низменными районами с более толстой корой (так называемая линия дихотомии). Эти области имеют различную геологическую историю (Golombek и др., 2018), что могло привести к различным неоднородностям состава под поверхностью этого района. Наличие неоднородностей

может оказывать влияние на распространение сейсмического сигнала.

Определение плотностных неоднородностей, как и любая обратная задача геофизики, требует применения специальных численных методов, с помощью которых строятся искомые аппроксимации. Метод S-аппроксимаций (Stepanova, 2008; 2009) хорошо зарекомендовал себя при решении самых разнообразных задач земной гравиметрии интерпретационного характера, в том числе при построении трансформаций аномалий силы тяжести. При сложном рельефе земной поверхности линейные трансформации поля, построенные при помощи модифицированного метода S-аппроксимаций, правильно отражают физико-геологические особенности исследуемого поля (Степанова и др., 2018).

Аномалии плотности и гравитационного поля в недрах Марса оценивались ранее в работах (Чуйкова и др., 2012, 2014) с использованием данных только до 18-й степени и порядка. В настоящее время разложение гравитационного поля Марса по нормализованным сферическим функциям представлено до 120-й степени и порядка: модель MRO120D (Konopliv и др., 2016) и модель

GMM-3 (Genova и др., 2016). Данные о топографии Марса, полученные миссией Mars Global Surveyor, представлены в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра высот рельефа относительно центра масс до 1152-й степени и порядка (Smith и др., 2001).

Далее кратко опишем используемый метод и приведем результаты численных расчетов модельных плотностных неоднородностей в приповерхностных слоях в районе установки сейсмометра с шагом  $1 \times 1$  град по широте и долготе в рамках применения метода S-аппроксимаций, и проанализируем полученные результаты.

### МЕТОД S-АППРОКСИМАЦИЙ

Наблюдаемые гравитационные аномалии являются суммарными аномалиями, представляющими совокупность аномалий, обусловленных структурными особенностями приповерхностной зоны коры, строением кристаллического фундамента, глубинным строением и другими геологическими факторами. Интерпретация данных об аномалиях гравитационного поля и функциях, задающих рельеф местности, невозможна без разработки специальных численных методов, с помощью которых строятся искомые аппроксимации (Степанова, 2008; 2009). Следует отметить, что решается трехмерная задача интерпретации, которая в полной мере соответствует реальной геофизической практике.

Метод S-аппроксимаций, основанный на представлении гармонической функции в виде суммы потенциалов простого и двойного слоев, является одним из вариантов метода линейных интегральных представлений. Подробное описание метода линейных интегральных представлений изложено в монографии (Страхов и др., 2009).

Аналитические аппроксимации аномального гравитационного поля в локальном варианте строятся с использованием системы прямоугольных декартовых координат.

Задача построения S-аппроксимационной конструкции вариационной постановкой сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$A\lambda = f_{\delta}, \quad (1)$$

в которой  $\lambda$  есть  $N$ -вектор с компонентами  $\lambda_i$  (множители Лагранжа),  $f_{\delta}$  есть  $N$ -вектор с компонентами  $f_{i,\delta}$ ,  $A$  есть  $(N \times N)$ -матрица со свойством

$$A = A^T \geq 0 \quad (2)$$

и элементами  $a_{pq}$ ,  $1 \leq p, q \leq N$ .

Аномалии плотности  $\delta\rho(r, \varphi, \lambda)$  в недрах планеты можно представить в виде бесконечно тонких слоев, расположенных на нескольких уровнях  $r_j$ . В рамках метода S-аппроксимаций известная компонента гравитационного поля аппроксимируется суммой простого и двойного слоев, распределенных на некоторой совокупности областей (в локальном случае ими являются горизонтальные плоскости, в региональном – сферы или сфероиды).

Решение СЛАУ является основной вычислительной проблемой при построении аппроксимационных конструкций на основе линейных интегральных представлений. В настоящей статье для решения СЛАУ используется регуляризованный итерационный трехслойный метод Чебышева с применением блочного метода контрастирования. Описание метода можно найти в работе (Степанова и др., 2018).

В данной работе представлены результаты построения аналитических аппроксимаций аномального гравитационного поля и рельефа в локальном варианте с использованием системы прямоугольных декартовых координат.

### ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В настоящее время имеются детальные данные о топографии Марса, полученные в миссии MGS (Mars Global Surveyor), которые были представлены в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра высот рельефа относительно центра масс группой (Smith и др., 2001).

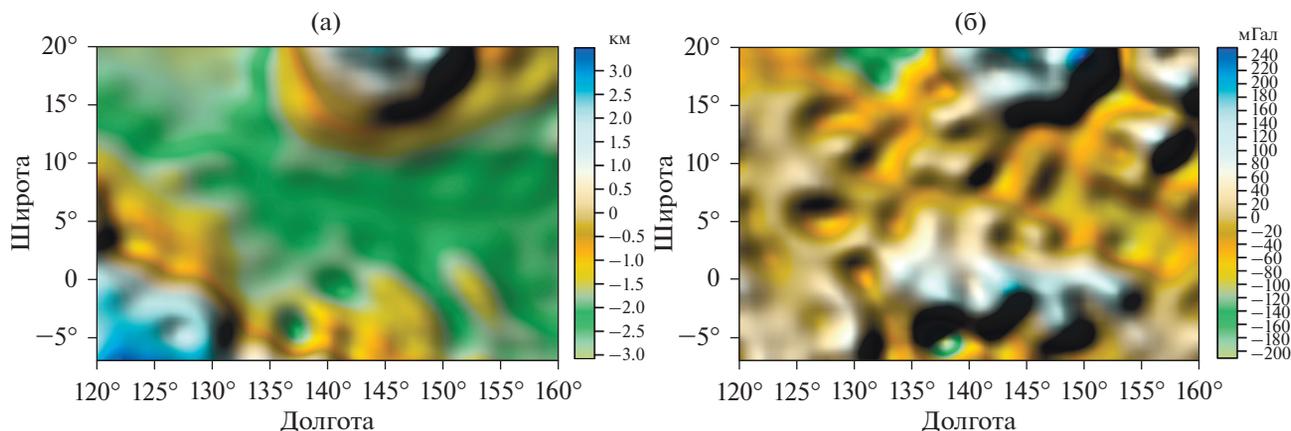
$$R_{\text{рельеф}}(r, \varphi, \lambda) = R + \sum_{n=1}^{1152} \sum_{m=0}^n [C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda] P_{nm}(\sin \varphi), \quad (3)$$

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

$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_{nm}^2(\sin \varphi) \begin{cases} \cos^2(m\lambda) \\ \sin^2(m\lambda) \end{cases} d(\sin \varphi) d\lambda = 4\pi. \quad (4)$$

Мы определяем топографию Марса по отношению к референсной поверхности, за которую выбираем равновесный сфероид (Zharkov и др., 2009; Жарков, Гудкова, 2016). На рис. 1 представлена карта высот марсианского рельефа после разложения в ряд до 90-й степени и порядка исследуемого региона.

Модели гравитационного поля Марса MRO120D (Konopliv и др., 2016) и модель GMM-3 (Genova и др., 2016), полученные по данным кос-



**Рис. 1.** Карта высот марсианского рельефа после разложения в ряд до 90-й степени и порядка (а) и карта гравитационных аномалий  $\delta g$  (б) (б) для гармоник степеней с 7 по 90-ю на поверхности Марса для юго-западной части области Элизий.

мических аппаратов Mars Global Surveyor, Mars Odyssey и Mars Reconnaissance Orbiter, представляют собой ряд полностью нормализованных коэффициентов 120-й степени и порядка.

Разложение гравитационного потенциала по нормализованным сферическим функциям до 120-й степени и порядка в сферической системе координат с началом в центре масс имеет стандартный вид:

$$V(r, \varphi, \lambda) = \frac{GM}{r} \left[ 1 + \sum_{n=2}^{120} \sum_{m=0}^n \left( \frac{R_e}{r} \right)^n \times \right. \\ \left. \times (C_{gnm} \cos m\lambda + S_{gnm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi) \right], \quad (5)$$

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

В работе (Батов и др., 2018) показано, что спектры двух моделей практически совпадают до степени 100. При гармониках выше 90 корреляция данных гравитационного поля обеих моделей заметно ухудшается. В работе мы будем использовать модель MRO120D (Konopliv и др., 2016). Данные доступны на сайте Системы планетных данных (<http://pds-geosciences.wustl.edu> под названием jgmgro-120d\_sha.tab).

Гравитационные аномалии  $\delta g$  (аномалии в свободном воздухе), определяются формулой (Жарков, Трубицын, 1980)

$$\delta g(\varphi, \lambda) = -\frac{\partial T}{\partial r} = g_0 \sum_{n=2}^{90} \sum_{m=0}^n (n+1) \left( \frac{R_e}{r} \right)^n \times \\ \times P_{nm}(\sin \varphi) (C_{gnm} \cos(m\lambda) + S_{gnm} \sin(m\lambda)), \quad (6)$$

где  $g_0 = GM/R^2 = 3.72 \text{ м/с}^2$ .

На рис. 1 приведена карта гравитационных аномалий  $\delta g$  (б) на поверхности Марса для юго-западной части области Элизий. В работе (Жарков, Гудкова, 2016) было показано, что в гравитационном потенциале Марса доминируют длинноволновые компоненты, а мелкомасштабные детали марсианского гравитационного поля практически не видны. Это связано с тем, что амплитуды гармоник степеней  $n = 2-6$  в спектре потенциала значительно превосходят амплитуды остальной части спектра и несут в себе информацию, прежде всего, о глобальной аномалии самого большого поднятия на Марсе Фарсида. Поэтому для выявления мелкомасштабной структуры рассматриваются гравитационные аномалии, полученные после устранения длинноволнового фона с суммированием ряда (б), начиная с седьмой гармоники.

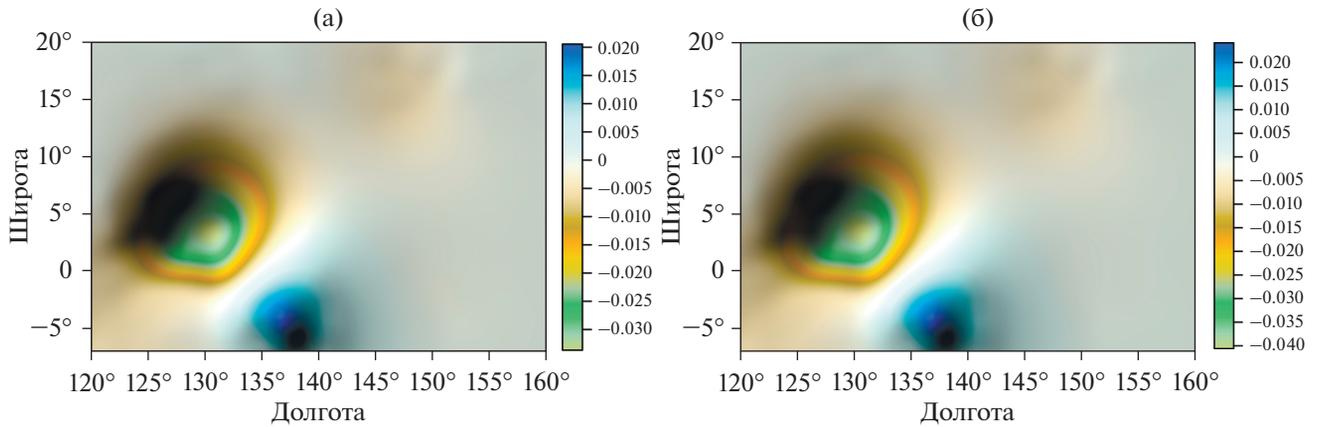
## МОДЕЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АНОМАЛЬНЫХ МАСС

Перепад высот рельефа на исследуемом участке составляет 6.5 км. Площадь участка  $40 \times 27$  град ( $2400 \times 1620$  км). Исходные данные представляют собой цифровые модели рельефа с шагом  $1^\circ$ . Общее число заданных точек составляет 1148.

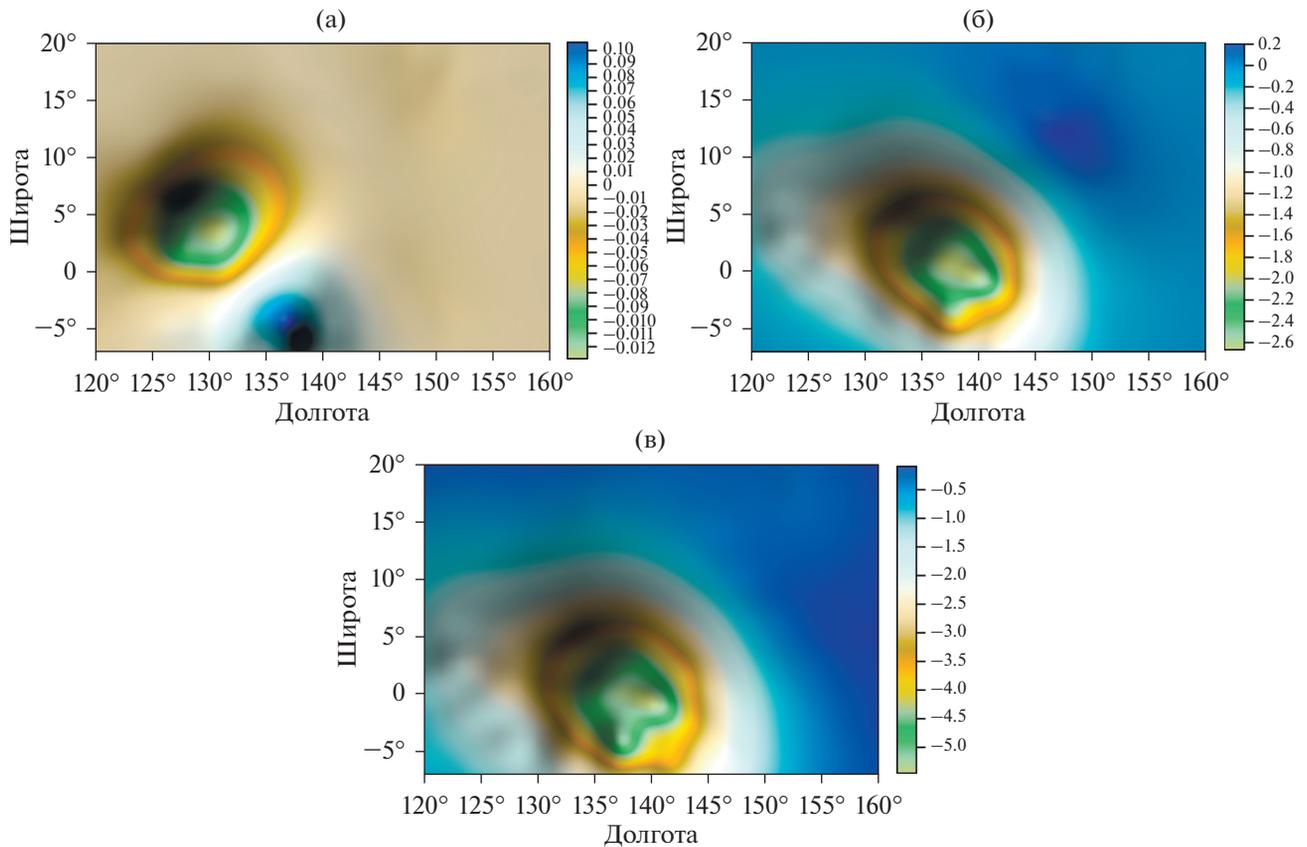
Исходные данные аномального гравитационного поля Марса в области от  $7^\circ$  южной широты до  $20^\circ$  северной широты и от  $120^\circ$  до  $160^\circ$  восточной широты характеризуются сложным строением поля, амплитуда поля на поверхности изменяется от  $-200$  до  $240$  мГал.

Рассмотрено несколько модельных примеров. Аномальное поле аппроксимировалось суммой простого и двойного слоев, распределенных на двух плоскостях.

**Модель 1.** Аномальное поле аппроксимировалось суммой двойного слоя, распределенного на



**Рис. 2.** Модельный пример распределения аномальных масс в приповерхностных слоях в районе установки сейсмометра миссии InSight. Модель 1. Аномальное поле аппроксимировалось суммой двойного слоя, распределенного на двух плоскостях, залегающих на глубинах  $-0.5$  км (а) и  $0.5$  км (б).



**Рис. 3.** Модельный пример распределения аномальных масс в приповерхностных слоях в районе установки сейсмометра миссии InSight. Модель 2. Аномальное поле аппроксимировалось простым слоем, распределенным на плоскости, залегающей на нескольких глубинах:  $0$  км (а),  $-2$  км (б) и  $-4$  км (в).

двух плоскостях, залегающих на глубинах  $-0.5$  и  $0.5$  км соответственно. Результаты расчетов представлены на рис. 2. Избыточная (недостаточная) плотность варьируется от  $-0.04$  до  $0.02$ .

**Модель 2.** Аномальное поле аппроксимировалось простым слоем, распределенным на плоскости, залегающей на нескольких глубинах:  $0$ ,  $-2$  и  $-4$  км. Результаты расчетов представлены на рис. 3. Избыточ-

ная (недостаточная) плотность варьируется от  $-0.12$  до  $0.1$ ; от  $-2.6$  до  $0.2$ ; и от  $-0.5$  до  $5$ , соответственно.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модельные примеры показывают неоднородность приповерхностных слоев Марса в районе установки сейсмометра миссии InSight. Непосредственно под сейсмометром наблюдаются зоны недостаточной плотности. Для дальнейшего более глубокого изучения приповерхностных областей планируется исследовать зависимость полученного решения от априорной информации об аномальном поле: максимальном и минимальном значениях аномалии, симметрии поля, глубине залегания источников, плотностях пород, геологических данных и данных других методов исследования геофизической среды.

Исследования аномалий на разных глубинах и выявление областей с большей и меньшей плотностью представляет интерес для интерпретации сейсмических сигналов, полученных во время проведения сейсмического эксперимента на Марсе. Понимание расположения возможных неоднородностей необходимо для правильной интерпретации полученных сейсмических записей.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ РАН и при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН 28.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Батов А.В., Гудкова Т.В., Жарков В.Н. Оценки напряженного состояния недр Марса под локальными топографическими структурами // Геофизические исследования. 2018. Т. 19. № 3. С. 5–22.
- Жарков В.Н., Трубицын 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. С. 250–267. (Zharkov V.N., Gudkova T.V. On model structure of gravity field of Mars // Sol. Syst. Res. 2016. V. 50. P. 250–267.)
- Страхов В.Н., Керимов И.А., Степанова И.Э. Разработка теории и компьютерной технологии построения линейных аналитических аппроксимаций гравитационных и магнитных полей. М.: ИФЗ РАН, 2009. 254 с.
- Степанова И.Э., Керимов И.А., Раевский Д.Н., Шенетлов А.В. Комбинированный метод F-, S- и R-аппроксимаций при решении задач геофизики и геоморфологии // Физика Земли. 2018. № 1. С. 96–113. (Stepanova I.E., Kerimov I.A., Raevski D.N., Shchepetlov A.V. Combined method of F-, S-, and R-approximations in solving the problems of geophysics and geomorphology // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2018. V. 54(1). P. 91–105.)
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г. Аномалии плотности, напряжений и гравитационного поля внутри Марса // Вестн. Московского ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2012. Т. 2. С. 70–77. (Chuiikova N.A., Nasonova L.P., Maksimova T.G. Anomalies of density, stresses, and the gravitational field in the interior of Mars // Moscow University Phys. Bull. 2012. V. 67. № 2. P. 218–225.)
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г. Аномалии плотности, напряжений и гравитационного поля внутри Земли и Марса и возможные геодинамические следствия: сравнительный анализ // Физика Земли. 2014. Т. 3. С. 127–143. (Chuiikova N.A., Nasonova L.P., Maksimova T.G. Density, stress and gravity anomalies in the interiors of the Earth and Mars and the probable geodynamical implications: comparative analysis // Izv. Phys. Solid Earth. 2014. V. 50. № 3. P. 427–443.)
- Banerdt W.B., Smrekar S., Lognonné P., Spohn T., Asmar S.W., Banfield D., Boschi L., Christensen U., Dehant V., Folkner W., Giardino D., Goetze W., Golombek M., Grott M., Hudson T., Johnson C., Kargl G., Kobayashi N., Maki J., Mimoun D., Mocquet A., Morgan P., Panning M., Pike W.T., Tromp J., van Zost T., Weber R., Wic-zorek M.A., Garcia R., Hurst K. InSight: a discovery mission to explore the interior of Mars // Lunar and Planet. Sci. Conf. 2013. V. 44. P. 1915.
- Genova A., Goossens S., Lemoine F.G., Mazarico E., Neumann G.A., Smith D.E., Zuber M.T. Seasonal and static gravity field of Mars from MGS, Mars Odyssey and MRO radio science // Icarus. 2016. V. 272. P. 228–245.
- Golombek M., Grott M., Kargl G., Andrade J., Marshall J., Warner N., Teanby N. A., Abarca H.E., Deen R.G., Ansan V., Hauber E., Voigt J., Lichtenheldt R., Knapmeyer-Endrun B., Trebi-Ollennu A., Singer J., Maki J., Schmelzbach C., Kedar S., Banfield D., Daubar I.J., Kipp D., Muller N., Lognonné P., Folkner W., Le Maistre S., Mimoun D., Murdoch N., Piqueux S., Delage P., Pike W.T., Charalambous C., Lorenz R., Fayon L., Smrekar S., Lucas A., Rodriguez S., Morgan P., Spiga A., Gudkova T., Karatekin O., Panning M., Garcia R., Giardino D., Christensen U., Nicollier T., Sollberger D., Robertsson J., Ali K., Kim W., Khan O., Sorice C., Bailey P., Kenda B., Siegler M., Vrettos C., Banerdt W.B. Geology and physical properties investigations by the InSight Lander // Space Sci. Rev. 2018. V. 214(5). P. 84.
- Konopliv A.S., Park R.S., Folkner W.M. An improved JPL Mars gravity field and orientation from Mars orbiter and lander tracking data // Icarus. 2016. V. 274. P. 253–260.
- Lognonné P., Banerdt W.B., Giardino D., Pike W.T., Christensen U., Laudet P. et al. SEIS: Insight's Seismic Experiment for internal structure of Mars // Space Sci. Rev. 2019. V. 215(1). P. 12.
- Panning M.P., Lognonne Ph., Banerdt W.B., Garcia R., Golombek M., Kedar S., Knapmeyer-Endrun B., Mocquet A., Teanby N.A., Tromp J., Weber R., Beucler E., Blanchette-Guertin J.-F., Drilleau M., Gudkova T., Hempel S., Khan A., Lekic V., Plesa A.-C., Rivoldini A., Schmerr N., Ruan Y., Verhoeven O., Gao C., Christensen U., Clinton J., Dehant V., Giardino D., Mimoun D., Pike W.T., Smrekar S., Wic-zorek M., Knapmeyer M.,

- Wookey J.* Planned products of the Mars structure service for the InSight mission to Mars // *Space Sci. Rev.* 2017. <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0317-5>
- Smith D.E., Zuber M.T., Frey H.V., Garvin J.B., Head J.W., Muhleman D.O., Pettengill G.H., Phillips R.J., Solomon S.C., Zwally H.J., Banerdt W.B., Duxbury T.C., Golombek M.P., Lemoine F.G., Neumann G.A., Rowlands D.D., Aharonson O., Ford P.G., Ivanov A.B., Johnson C.L., McGavern P.J., Abshire J.B., Afzal R.S., Sun X.* Mars Orbiter Laser Altimeter: Experimental summary after the first year of global mapping of Mars // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106(E10). P. 23689–23722.
- Stepanova I.* On the S-approximation of the Earth's gravity field // *Inverse Problems in Science and Engineering.* 2008. V. 16(5). P. 547–566.
- Stepanova I.* On the S-approximation of the Earth's gravity field. Regional version // *Inverse Problems in Science and Engineering.* 2009. V. 17(8). P. 1095–1111.
- Zharkov V.N., Gudkova T.V., Molodensky S.M.* On models of Mars' interior and amplitudes of forced nutations. 1. The effects of deviation of Mars from its equilibrium state on the flattening of the core-mantle boundary // *Physics of the Earth and Planetary Interiors.* 2009. V. 172. P. 324–334.

УДК 523.42;550.3

## МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗЕМЛЕПОДОБНОЙ ВЕНЕРЫ

© 2020 г. Т. В. Гудкова<sup>а</sup>, \*, В. Н. Жарков<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

\*e-mail: gudkova@ifz.ru

Поступила в редакцию 03.07.2019 г.

После доработки 02.08.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Используя данные наблюдений и общий опыт геофизики, построена рабочая земледобная модель внутреннего строения Венеры (распределение плотности, давления, гравитационного ускорения и скоростей продольных и поперечных сейсмических волн по радиусу). Рассчитаны поправки из-за влияния неупругости недр планеты на значение модельного числа Лява  $k_2$ . Рассчитаны параметры равновесной фигуры Венеры.

**Ключевые слова:** Венера, земледобная модель внутреннего строения, неупругость, параметры равновесной фигуры

**DOI:** 10.31857/S0320930X20010041

### ВВЕДЕНИЕ

В отличие от атмосферы и поверхности Венеры, которые интенсивно исследовались космическими аппаратами, внутреннее строение планеты не достаточно изучено из-за больших интервалов ошибок в данных наблюдений. Для определения внутренней структуры планеты сейсмические данные могли бы служить хорошей базой. Из-за сложных технических условий на поверхности Венеры (температура 740 К и давление 9.3 МПа), сейсмический эксперимент пока не проводится. В настоящее время разрабатывается совместный проект Роскосмоса и NASA, в котором планируется отправка станции Венера-Д со спускаемым модулем (одним из приборов будет сейсмометр), который должен проработать на поверхности планеты около двух месяцев. Европейское космическое агентство разрабатывает проект EnVision (Ghail и др., 2018), направленный на уточнение данных о гравитационном поле Венеры. Предложена миссия VERITAS для улучшения точности гравитационного поля Венеры до 3 мГал, и пространственным разрешением 145 м (Smrekar и др., 2016).

В связи с планируемыми экспериментами интерес к исследованию недр Венеры последнее время возрастает – это работы по тепловой истории и реологии Венеры, определению толщины коры и структуры литосферы по данным гравитационного поля и топографии Венеры (Li и др., 2015; Jimenez-Diaz и др., 2015; Yang и др., 2016; Karimi, Dombard, 2016; Dumoulin и др., 2017).

Обычно при построении модели внутреннего строения планеты опираются на данные о гравитационном поле и топографии: масса, средний радиус, момент инерции и приливное число Лява  $k_2$ , которое является функционалом от распределения упругих параметров в недрах планеты. В отличие от Земли и Марса, для Венеры не существует данных наблюдений, которые позволяют рассчитать момент инерции (имеются оценки только до второго знака после запятой, значение безразмерного момента инерции  $I/MR^2$  варьируется от 0.327 до 0.342). Момент инерции является одним из основных ограничений на модель внутреннего строения. Полярный и экваториальные моменты инерции  $C$  и  $A \approx B$  в константе прецессии  $H = (C - A)/C$  не известны для Венеры, и не ясно, будет ли  $H$  определено в обозримом будущем. В работе (Жарков, Гудкова, 2019) с учетом данных о гравитационном поле, для земледобной модели Венеры было получено модельное значение момента инерции и прогностическое значение постоянной прецессии. Модельное значение  $H$  очень мало  $\sim 2 \times 10^{-5}$ . Поэтому, по-видимому, невозможно получить момент инерции Венеры из наблюдений в ближайшее время.

Единственное ограничение, полученное из данных наблюдений КА Magellan и Pioneer Venus Orbiter, это число Лява  $k_2$  для Венеры, но оно измерено с небольшой точностью. Из-за недостаточной точности оценки интервала значений приливного числа Лява  $k_2$  ( $k_2 = 0.295 \pm 0.066$ )

(Konopliv, Yoder, 1996) по солнечному приливу на Венере (период которого составляет 58.4 дня) и отсутствия данных о неупругих свойствах ее недр, продолжается обсуждение вопроса о том, находится ли ядро планеты в жидком или твердом состоянии, и имеется ли внутреннее твердое ядро (Dumoulin и др., 2017). Допустимые границы радиуса ядра находятся в интервале 2800–3500 км.

При оценке величины  $k_2$  имеются определенные сложности, так как требуется понимание неупругости недр Венеры. Значение  $k_2$  зависит от неупругости недр при периоде приливной волны. При построении модели внутреннего строения рассчитывается упругое значение  $k_2$ , поэтому необходимо вводить поправку за неупругость, учитывая, что приливные деформации при больших периодах происходят в режиме неустановившейся ползучести. Этот вопрос будет рассмотрен в данной работе.

По своим механическим параметрам – массе, среднему радиусу, средней плотности – Венера считается планетой-близнецом Земли. При расчетах землеподобных моделей внутреннего строения Венеры используют уравнения состояния земного вещества, определенные по динамическим и статическим экспериментальным данным.

Ряд моделей внутреннего строения Венеры был построен с использованием параметрической модели Земли (Dziewonski и др., 1975) как базисной (Zharkov и др., 1981; Жарков, Засурский, 1982; Козловская, 1982; Yoder, 1995; Mosquet и др., 2011; Aitta, 2012). В работах (Козловская, 1982; Zharkov, 1983) было рассчитано большое количество моделей Венеры, в которых получено распределение по радиусу плотности, давления, гравитационного ускорения, для того, чтобы выяснить различия между составом Венеры и средним химическим составом Земли. В работе (Жарков, Засурский, 1982) было проведено детальное исследование моделей внутреннего строения Венеры на базе моделей Земли и других данных и построена физическая модель Венеры (распределение теплоемкости, коэффициента теплового расширения, адиабатической температуры и эффективной вязкости). Было принято, что глубина венерианской литосферы равна 200 км, и на этой глубине температура равна  $\sim 1200^\circ\text{C}$ . Далее, считая, что распределение температур в мантии должно быть гладкой непрерывной функцией глубины, по аналогии с Землей, было получено оценочное значение температуры в зоне фазового перехода (примерно  $1500^\circ\text{C}$ ) и найдено, что в конвективной нижней мантии температура распределена по адиабате и на границе ядра и мантии составляет примерно  $\sim 3500\text{ K}$ . Температуры в ядре

считаются адиабатическими. В результате температура в центре Венеры найдена равной  $\sim 4670\text{ K}$ . Проведенные исследования выявили не только сходство, но также важные различия между Землей и Венерой и показали, что каждая планета имеет свои характерные особенности.

В отсутствие сейсмических данных для Венеры не известны глубины фазовых переходов, которые позволяют определить реперные точки в распределении температуры по фазовым диаграммам. Ясно, что недра Венеры находятся при высоких температурах, но конкретно, несмотря на важность этого вопроса, неопределенности в распределении температуры остаются, это видно, если сравнить теоретически рассчитанные профили температур из работ (Steinberger и др., 2010; Armann, Tackley, 2012). Неопределенности в распределении температуры в недрах Венеры оставляют открытым вопрос о том, является ли ядро Венеры жидким или твердым (Dumoulin и др., 2017).

До настоящего времени считалось, что кора Венеры должна быть толстая. Толщина коры выбиралась 60–70 км, что было обосновано тем, что в базальтах на этой глубине должен происходить фазовый переход базальт-эклогит. В тектонике плит существует механизм погружения коры в мантию, для Венеры такой механизм не предложен и кора накапливается (см., например, Zharkov, 1992). Оценки толщины коры, полученные из моделей тепловой эволюции планеты и интерпретации данных топографии и гравитационного поля, варьируются от 15 до 35 км (Breuer, Moore, 2007; Wiczorek, 2007). В ряде последних публикаций (Jimenez-Diaz и др., 2015; O'Rourke, Korenaga, 2015; Yang и др., 2016) вопрос о мощности коры пересмотрен в сторону уменьшения, причем указано, что средняя толщина коры может быть существенно меньше, около 25–30 км, при этом региональные толщины коры варьируются от 12 до 65 км (Yang и др., 2016). В работе (Dumoulin и др., 2017) авторы продолжают принимать толщину коры равной 60 км. Образцы пород приводят к оценкам плотности 2700–2900  $\text{kg m}^{-3}$ , что соответствует составу базальтов (Grimm, Hess, 1997).

Далее будут представлены землеподобные модели внутреннего строения Венеры, удовлетворяющие имеющимся наблюдательным данным, как с толстой, так и с тонкой корой; проведена оценка изменения числа Лява  $k_2$  за счет учета неупругости; и рассчитаны параметры равновесной фигуры планеты для модельного распределения плотности.

**Таблица 1.** Данные наблюдений Венеры

Параметры	Значения параметров
Масса $M$ , кг	$4.8669 \times 10^{24} = 0.815M_3$
Средний радиус $R$ , км	$6050.9 = 0.95R_3$
Экваториальный радиус $R_e$ , км	6051.0
Средняя плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	5241.9
Ускорение свободного падения на экваторе $g_0$ , м/с <sup>2</sup>	8.87
$I/MR^2$	0.331–0.341
$J_2$	$(4.4192 \pm 0.0016) \times 10^{-6}$
$k_2$	$0.295 \pm 0.066$
Период вращения $\tau$ , дни	243.0185
$m = 3\pi/G\rho\tau^2$	$6.1 \times 10^{-8}$

### ЗЕМЛЕПОДОБНЫЕ МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ВЕНЕРЫ

Данные наблюдений, используемые при построении модели внутреннего строения Венеры, собраны в табл. 1: масса  $M$ , средний и экваториальный радиус  $R$  и  $R_e$ , средняя плотность  $\rho$ , безразмерный момент инерции  $I/MR^2$  и число Лява  $k_2$ . Табл. 1 включает также период вращения  $\tau$  и величину малого параметра теории фигуры  $m$ .

Для расчета моделей внутреннего строения планет обычно используется уравнение гидростатического равновесия, уравнение для массы, и задается уравнение состояния. Полученный профиль плотности должен удовлетворять моменту инерции планеты и числу Лява  $k_2$ . Венера близка по массе и размеру Земле (табл. 1) и в основе нашего подхода мы учитываем это при построении модели внутреннего строения Венеры. За исход-

ное уравнение состояния примем уравнение состояния для Земли. Удобство такого выбора заключается еще в том, что тем самым автоматически учитывается влияние температуры на уравнение состояния, так как, по-видимому, распределение температуры в обеих планетах для глубин, больших  $\sim 200$  км, близко.

За базисную модель примем параметрическую простую модель Венеры PVM (Жарков, Засурский, 1982) (табл. 2), в которой распределение плотности  $\rho(x)$  и скоростей продольных  $V_p(x)$  и поперечных  $V_s(x)$  объемных сейсмических волн заданы кусочно-непрерывными аналитическими функциями радиуса  $x$  ( $x = r/R$  – безразмерный радиус,  $R = 6050$  км – средний радиус Венеры). Непрерывные куски распределений описываются полиномами от  $x$  не старше третьей степени.

Основным вопросом при построении модели внутреннего строения Венеры является параметризация (толщина коры, глубина фазовых переходов силикатов, радиус ядра). Учитывая имеющиеся неопределенности, варьируемыми параметрами в моделях являются радиус ядра  $R_c$  (от 2800 до 3500 км), толщина коры ( $h_{cr}$ ) (от 30 до 100 км) и плотность мантии  $\rho_m$  (см. табл. 3).

Плотность коры принята равной  $2800 \text{ кг м}^{-3}$ . Плотность мантии как функция давления задается введением коэффициента  $A$ :  $\rho_m(P) = \rho(P) \cdot A$ , где  $\rho(P)$  уравнение состояния базисной PVM модели. Тем самым кривые  $\rho_m(P)$  получаются смещением базовой плотности вверх или вниз по оси плотности. В табл. 3 включены модели как с “облегченной”, так и с “утяжеленной” силикатной мантией по сравнению с базовой моделью PVM. Отклонение плотности от базовой модели составляет до 6%. При коэффициенте  $A$  меньше единицы, содержание железа в мантийных силикатах меньше, чем в принятой базовой модели. Состав мантии меняется в результате изменения молярной доли Fe по отношению к магнию Mg

**Таблица 2.** Параметрически простая модель Венеры (PVM) (Жарков, Засурский, 1982)

$l$ , км	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$V_p$ , км/с	$V_s$ , км/с
70–470	$7.374 - 4.146x$	$27.17 - 19.74x$	$14.4 - 10.4x$
471–746	$10.101 - 6.871x$	$19.32 - 10.59x$	$13.54 - 9.21x$
747–2843	$6.77 - 2.467x - 0.266x^2$	$14.84 - 0.074x - 5.011x^2$	$6.83 + 2.65x - 3.95x^2$
2843–6050	$11.742 - 0.17x - 5.402x^2 - 3.642x^3$	$9.88 + 0.66x - 9.125x^2 - 0.74x^3$	

$\rho_k = 2.8 \text{ г/см}^3$ ;  $x = r/R$ ;  $R = 6050 \text{ км}$ .

Таблица 3. Параметры моделей Венеры

Модель	$h_{cr}$ , км	$\rho_{cr}$ , кг/м <sup>3</sup>	$R_{core}$ , км	$Coef A$	$I/MR^2$	$I_{core}/MR^2$	$k_2^S$
V_1	70	2800	2800	1.057	0.3439	0.0173	0.2122
V_2	70	2800	2900	1.045	0.3416	0.0204	0.2219
V_3	70	2800	3000	1.032	0.3392	0.0240	0.2321
V_4	70	2800	3100	1.017	0.3367	0.0280	0.2432
V_5	70	2800	3200	1.001	0.3341	0.0325	0.2542
V_6	70	2800	3300	0.984	0.3314	0.0375	0.2660
V_7	70	2800	3400	0.966	0.3287	0.0431	0.2777
V_8	70	2800	3500	0.946	0.3259	0.0493	0.2893
V_9	50	2800	3500	0.945	0.3260	0.0492	0.2893
V_10	30	2800	3500	0.944	0.3261	0.0493	0.2892
V_11	100	2800	3500	0.948	0.3257	0.0493	0.2892
V_12	50	2800	3400	0.965	0.3289	0.0431	0.2778
V_13	30	2800	3400	0.964	0.3290	0.0431	0.2779
V_14	100	2800	3400	0.968	0.3285	0.0431	0.2776
V_15	50	2800	3300	0.983	0.3316	0.0375	0.2660
V_16	30	2800	3300	0.982	0.3318	0.0375	0.2661
V_17	100	2800	3300	0.986	0.3312	0.0375	0.2658
V_18	50	2800	3200	1.000	0.3343	0.0325	0.2545
V_19	30	2800	3200	0.999	0.3345	0.0325	0.2546
V_20	100	2800	3200	1.004	0.3340	0.0325	0.2548

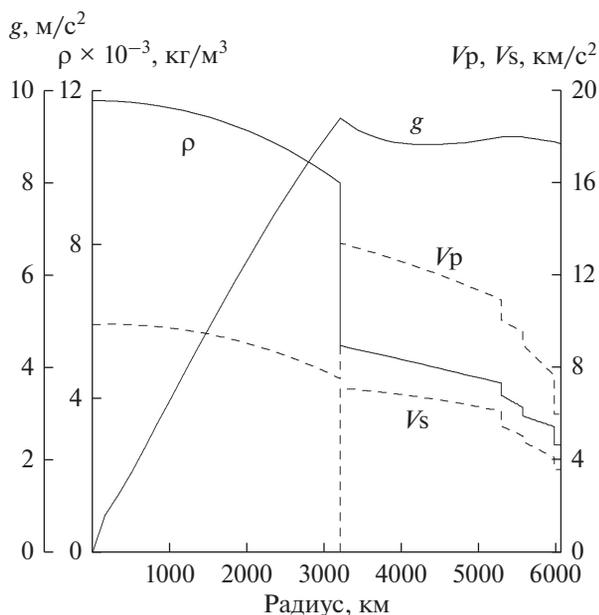
(Fe/(Mg + Fe)). Как было показано в (Zharkov, 1992), уменьшение плотности на 1% соответствует уменьшению железа в силикатах мантии на 1.4%.

Согласно данным космохимии содержание железа в мантийных силикатах должно систематически убывать при переходе от Марса к Меркурию. При коэффициенте  $A$  меньше единицы модели Венеры имеют дефицит железа в мантийных силикатах.

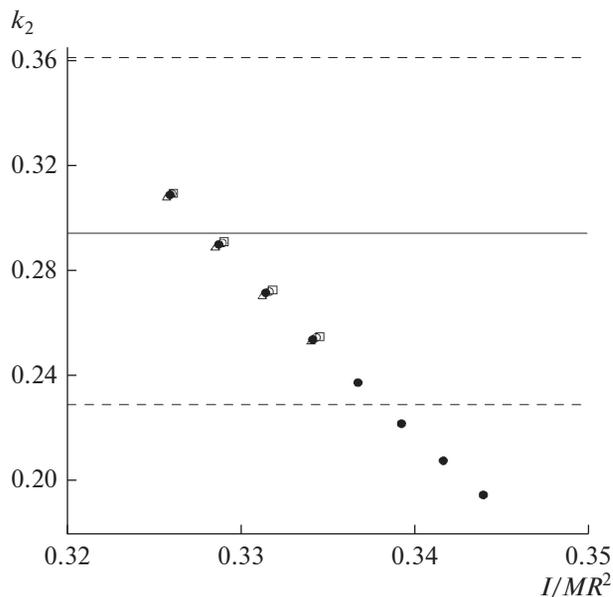
Ряд моделей внутреннего строения Венеры представлен в табл. 3. Зная распределение плотности в модели Венеры, можно построить сейсмическую модель планеты. Для этого следует воспользоваться функциями  $V_p$  и  $V_s$  для моделей РЕМ (параметрическая модель Земли – Parametric Earth Model) (Dziewonski, Anderson, 1981).

На рис. 1 показано распределение  $\rho$ , ускорения силы тяжести  $g$  и скоростей продольных  $V_p$  и

поперечных  $V_s$  волн в пробной модели Венеры V\_5. Модель Венеры включает три оболочки: кора, мантия, и ядро. Значение момента инерции представленных в табл. 3 моделей находится в диапазоне 0.326–0.344. Для каждой модели рассчитано число Лява  $k_2$ . Рис. 2 демонстрирует зависимость модельного упругого числа Лява  $k_2^S$  от безразмерного момента инерции  $I/MR^2$  для широкого диапазона состава коры, мантии и размеров ядра. Из рис. 1 и табл. 3 видно, что сильнее всего число Лява  $k_2$  коррелирует с размером ядра. Однако разброс допустимых значений числа Лява не позволяет наложить ограничения на радиус ядра планеты. Как будет показано ниже, из-за эффекта неупругости, границы допустимых наблюдаемых значений для применения к упругим моделям внутреннего строения надо сместить вниз по крайней мере на 0.02–0.03.



**Рис. 1.** Распределение плотности  $\rho$ , гравитационного ускорения  $g$ , и скоростей продольных  $V_p$  и поперечных  $V_s$  волн, как функция радиуса для модели V\_5, параметры которой приведены в табл. 3.



**Рис. 2.** Упругие числа Лява  $k_2^S$  в зависимости от безразмерного момента инерции  $I/MR^2$  для ряда моделей Венеры, представленных в табл. 3 (черные кружки – кора 70 км, белые кружки – 50 км, черные треугольники – 30 км). Горизонтальная сплошная линия соответствует наблюдаемому значению  $k_2$ . Горизонтальные штриховые линии показывают полосу допустимых наблюдаемых значений  $k_2$ .

**ЭФФЕКТЫ НЕУПРУГОСТИ**

Модели внутреннего строения Венеры являются упругими (модельный модуль сдвига не зависит от частоты), а значение  $k_2$  содержит как упругую, так и неупругую составляющие. Чтобы использовать  $k_2$  как ограничение при построении моделей внутреннего строения Венеры, оценка  $k_2$  должна быть уменьшена из-за эффекта неупругости недр. Задача о разделении числа Лява  $k_2$  на упругую и неупругую составляющие для Марса подробно разобрана в работе (Жарков, Гудкова, 2005).

В данной работе для определения поправки за неупругость и с учетом того, что Венера по своим механическим параметрам (массе, радиусу и плотности) похожа на Землю, в качестве распределения  $Q_\mu(l)$  в недрах силикатной оболочки Венеры

положим распределение  $Q_\mu(l)$  в недрах Земли. За исходное распределение примем четырехслойное кусочно-постоянное распределение из земной модели QML9 (Lawrence, Wyssession, 2006) (табл. 4): (0–80 км),  $Q_\mu = 600$ ; (80–220 км),  $Q_\mu = 80$ ; (220–400 км),  $Q_\mu = 143$  и (400–670 км),  $Q_\mu = 276$ .

В диссипативной среде, каковой являются недра Венеры, диссипативная функция  $Q_\mu(l)$ , модуль сдвига  $\mu(l)$  и приливное число Лява планеты  $k_2$  являются функциями частоты.

Определение частотной зависимости диссипативного фактора  $Q_i$  земных недр опирается на сейсмические данные и данные лабораторных исследе-

**Таблица 4.** Значения диссипативного фактора  $Q_\mu(l)$  и изменения модуля сдвига в четырех слоях силикатной оболочки Венеры при переходе от периода 1 с к периоду 1 ч и периоду 58.4 дней, которые соответствуют частотам  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ , и значениях  $n = 0.15$  и  $0.2$  в формулах (1) и (2)

$n$	0.15				0.2				
	Глубина, км	0–80	80–220	220–400	400–670	0–80	80–220	220–400	400–670
$Q(\sigma_1)$		600	80	143	276	600	80	143	276
$Q(\sigma_2)$		202	27	48	93	140	20	35	65
$\mu(\sigma_2)/\mu(\sigma_1)$		0.991	0.935	0.964	0.981	0.991	0.935	0.964	0.981
$\mu(\sigma_3)/\mu(\sigma_2)$		0.96	0.7	0.903	0.91	0.93	0.5	0.71	0.85
$\mu(\sigma_3)/\mu(\sigma_1)$		0.95	0.65	0.77	0.89	0.92	0.47	0.68	0.83

дований (Жарков, 2012). Обзор последних работ по исследованию диссипативных свойств земных недр можно найти в работе (Жарков и др., 2017).

В стандартной модели Земли PREM в интервале периодов от  $\sim 1$  с до  $\sim 1$  ч ( $3.6 \times 10^3$  с), который соответствует земной сейсмологии, значение  $Q_\mu$  постоянно. Этому случаю отвечает логарифмическая функция крипа (модель Ломница) (Жарков, 2012), а отношение модулей сдвига  $\mu_0(\sigma)$  на двух частотах  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  дается формулой (Акопян и др., 1977)

$$\frac{\mu_0(\sigma_2)}{\mu_0(\sigma_1)} = 1 - \frac{2}{\pi Q_\mu} \ln \frac{\sigma_1}{\sigma_2}. \quad (1)$$

Для меньших частот имеет место слабая зависимость  $Q_\mu$  от частоты, относящаяся к стадии неустановившейся ползучести (Zharkov, Molodensky, 1979; Молоденский, Жарков, 1982; Anderson, Minster, 1979; Smith, Dahlen, 1981; Zharkov и др., 1996) и справедливы формулы (Акопян и др., 1977; Жарков, 2012)

$$\frac{\mu_0(\sigma_2)}{\mu_0(\sigma_1)} = 1 - \frac{1}{Q_\mu(\sigma_1)} \left[ \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)^n - 1 \right] \operatorname{ctg} \frac{n\pi}{2}, \quad (2)$$

$$Q_\mu(\sigma_2) = Q_\mu(\sigma_1) \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^n. \quad (3)$$

Показатель  $n$  в (2)–(3) лежит в интервале  $\sim 0.1$ – $0.2$ .

В данной работе в интервале периодов от 1 с до 1 ч будем использовать модель Ломница, формулу (1) для отношения модулей сдвига  $\mu_0(\sigma)$ . В интервале периодов от 1 ч до 58.4 дня используется формула (2). Обозначим через  $\sigma_1$  частоту, соответствующую периоду, равному 1 с, через  $\sigma_2$  частоту, соответствующую периоду, равному 1 ч =  $3.6 \times 10^3$  с. Частоту Солнечной приливной волны на Венере, соответствующую периоду, равному  $\sim 58.4$  дня,  $\approx 5 \times 10^6$  с, обозначим через  $\sigma_3$ . Формулы (1) и (2) позволяют оценить уменьшение модуля сдвига при переходе от частоты  $\sigma_1$  к  $\sigma_3$  (см. табл. 4).

В табл. 4 приведены результаты расчета преобразования исходного распределения  $Q_\mu(t)$  в сейсмической полосе периодов ( $\sim 1$  с) к периодам 1 ч и 58.4 дней, соответствующие изменения модуля сдвига в четырех слоях в силикатной оболочке Венеры, а также суммарное изменение модуля сдвига. Исходя из лабораторных данных и опыта изучения этой задачи для Земли, было выбрано значение  $n$  в интервале 0.15–0.2.

Из-за неупругости,  $\mu(5 \times 10^6$  с) меньше, чем  $\mu(1$ с) на 5, 35, 23 и 11% в четырех слоях, соответственно. Так как число  $k_2$  приблизительно обратно пропорционально модулю сдвига, эффект неупругости недр приводит к увеличению значения

числа Лява  $k_2$  по сравнению со значением для упругой модели  $k_2^s$ .

Численный расчет показал, что при использовании показателя степени  $n$  в интервале 0.15–0.2 число  $k_2$  увеличивается на 8–12%. Таким образом, по этой оценке различие между  $k_2(5 \times 10^6$  с) и  $k_2(1$  с) составляет, соответственно, 0.02–0.03, что находится в пределах ошибки измерения числа Лява.

Значения чисел Лява  $k_2$  для моделей Венеры с жидким и твердым ядрами заметно различаются.

Для моделей с твердым ядром  $k_2^s$  равно 0.17 (Yoder, 1995). В работе (Dumoulin и др., 2017) сделан вывод, что с учетом эффекта неупругости нельзя утверждать, находится ли ядро Венеры в жидком или твердом состоянии.

Оценки изменения величины  $k_2$  за счет неупругости зависят от выбора диссипативного фактора в недрах планеты и величины  $n$  в функции ползучести. При выборе  $n = 0.25$ – $0.3$  нельзя исключить наличие твердого ядра. Шагом вперед в этом вопросе может быть уменьшение ошибки измерений, что также позволит уточнить радиус ядра и содержание железа в мантии.

### ПАРАМЕТРЫ РАВНОВЕСНОЙ ФИГУРЫ ВЕНЕРЫ

При построении равновесной фигуры уравнение стандартного сфероида (фигура планеты) ищется в виде (Жарков, Трубицын, 1980; Жарков, Гудкова, 2005)

$$r(s, \theta) = s \{ 1 + s_0(s) + s_2(s)P_2(t) + s_4(s)P_4(t) + \dots \}, \quad (4)$$

где  $s$  – средний радиус (радиус сферы эквивалентного объема),  $P_2(t)$  и  $P_4(t)$  – два первых четных полинома Лежандра, зависящих от четных степеней  $t = \cos \theta$ . Величина второго порядка  $s_0(s)$  связана с  $s_2(s)$  соотношением

$$-s_0 = \frac{1}{5} s_2^2. \quad (5)$$

Внешний гравитационный потенциал  $V(r, t)$  равновесной планеты также содержит только четные гармоники

$$V(r, t) = \frac{GM}{r} \times \left\{ 1 - \left( \frac{R_e}{r} \right)^2 J_2^0 P_2(t) - \left( \frac{R_e}{r} \right)^4 J_4^0 P_4(t) - \dots \right\}, \quad (6)$$

где  $r$  – расстояние от центра планеты,  $R_e$  – экваториальный радиус (нормирующий радиус в  $V(r, t)$ ),  $M$  – масса планеты и  $G$  – гравитационная постоянная.

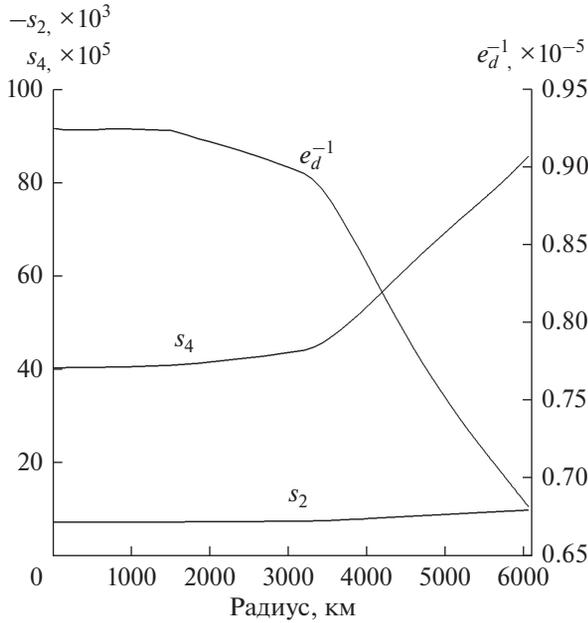


Рис. 3. Функции  $s_2$ ,  $s_4$  и  $e_d^{-1}$  в зависимости от среднего радиуса планеты  $s$ .

Теория фигуры строится последовательными приближениями. Малым параметром теории фигуры является безразмерный квадрат угловой скорости вращения планеты:

$$m = \frac{\omega^2 R^3}{GM} = \frac{3\pi}{G\rho_0\tau^2}, \quad (7)$$

где  $\omega$ ,  $\tau$  и  $\rho_0$  — угловая скорость, период вращения и средняя плотность планеты, соответственно.

В теории фигуры первого приближения в формуле (4) удерживается функция  $s_2(s)$ , а в (6) момент  $J_2^0$ , которые являются малыми величинами порядка  $m$ . В этом случае урвненными поверхностями являются эллипсоиды вращения. В теории фигуры второго приближения — теории Дарвина—Де Ситтера — в (4) сохраняется следующая функция  $s_4(s)$ , а в (6) момент  $J_4^0$ , а урвненные поверхности во втором приближении отклоняются от эллипсоидов вращения, обе функции  $s_4(s)$  и  $J_4^0$  порядка  $m^2$ .

Венера является самой неравновесной планетой в Солнечной системе. Этот факт, по-видимому, не является случайным и связан с тем, что вращение Венеры в прошлом было сильно замедлено приливным трением. Молодая Венера в раннюю эпоху вращалась намного быстрее, с периодом  $\sim 10$  ч (Жарков, Трубицын, 1980). В работе (Жарков, Гудкова, 2019) для эффективно равновесной Венеры отношение  $J_2/m$  было принято

равным 0.3 (т.е. примерно такое же, как для Земли) и отмечено, что в результате остывания недр 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. Применяя отношение  $J_2/m = 0.312$  для эффективно равновесной Венеры, для величины малого параметра  $m$  получим значение  $0.15 \times 10^{-6}$ . Это значение сохранилось от эпохи, когда была зафиксирована равновесная фигура планеты, палеопериод вращения Венеры в то время составлял  $\approx 15.7$  дней. Для дальнейших вычислений значение малого параметра взято для эффективно равновесной Венеры.

Для модельного распределением плотности  $\rho(s)$  уравнения теории фигуры второго приближения позволяют рассчитать параметры фигуры  $s_2(R) = s_2^0$  и  $s_4(R) = s_4^0$ . Алгебраические соотношения связывают параметры теории фигуры с гравитационными моментами (Жарков, Трубицын, 1980)

$$\begin{aligned} -J_2^0 &= s_2^0 + \frac{m}{3} + \frac{1}{7}(1s_2^0 + m)s_2^0, \\ -J_4^0 &= s_4^0 + \frac{6}{7}\left(\frac{6}{5}s_2^0 + m\right)s_2^0. \end{aligned} \quad (8)$$

Динамическое сжатие равновесной планеты  $e_d^0$  — сжатие внешней урвненной поверхности при  $s = R$  — с точностью до членов  $m^2$  равно

$$e_d^0 = \frac{1}{2}(3J_2^0 + m)\left(1 + \frac{3}{2}J_2^0\right) + \frac{5}{8}J_4^0. \quad (9)$$

Функции  $s_2$ ,  $s_4$ ,  $e_d^{-1}$  в зависимости от среднего радиуса планеты показаны на рис. 3.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имеющиеся данные наблюдений не накладывают жестких ограничений на толщину коры и радиус ядра Венеры. После первых российских успешных полетов к Венере (Венера-9, -10, -15, -16) были построены землеподобные модели Венеры, ряд особенностей которых сохраняется и в современных моделях.

В работе рассмотрены модели с широким диапазоном размера ядра, толщины коры и плотности мантии. Показано, что для отбора моделей по числу Лява  $k_2$  необходимо учитывать эффекты неупругости. Проведенные оценки показали, что неупругость мантии Венеры увеличивает  $k_2$  более чем на 10%. Определяемое из наблюдений число  $k_2$  для солнечного прилива на Венере, период которого составляет 58.4 дня, должно быть умень-

шено по крайней мере на 0.02–0.03, что пока находится в пределах ошибки измерений числа  $k_2$ .

Недра Венеры близки к сферической симметрии. Соответственно используются сферически симметричные модели Венеры. Для значения малого параметра землеподобной модели Венеры предложено принять значение малого параметра эффективно равновесной планеты. В работе также рассчитаны параметры равновесной фигуры Венеры: для выбранной пробной модели  $V_5 J_2^0 = 4.77 \times 10^{-6}$ ,  $J_4^0 = -5.79 \times 10^{-11}$ ,  $e_d^{-1} = 0.9 \times 10^{-6}$  (динамическое сжатие).

Данная работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ РАН и при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН 28.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акопян С.Ц., Жарков В.Н., Любимов В.М. Теория затухания крутильных колебаний Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1977. Т. 8. С. 15–24.
- Жарков В.Н., Засурский И.Я. Физическая модель Венеры // Астрон. вестн. 1982. Т. 16. С. 18–28. (Zharkov V.N., Zasurskii I.Ya. A physical model of Venus // Sol. Syst. Res. 1982. V. 16. P. 14–22.)
- Жарков В.Н. Физика земных недр. М.: ООО Наука и образование, 2012. 386 с.
- Жарков В.Н., Гудкова Т.В. Построение модели внутреннего строения Марса // Астрон. вестн. 2005. Т. 39. № 5. С. 1–32. (Zharkov V.N., Gudkova T.V. Construction of Martian Interior Model // Sol. Syst. Res. 2005. V. 39. № 5. P. 343–373).
- 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. № 1. P. 1–4.)
- Жарков В.Н., Гудкова Т.В., Батов А.В. Об оценке диссипативного фактора недр Марса // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 6. С. 479–490. (Zharkov V.N., Gudkova T.V., Batov A.V. On estimating the dissipative factor of the Martian Interior // Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. № 6. P. 512–523.)
- Жарков В.Н., Трубицин В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
- Козловская С.В. Внутреннее строение Венеры и содержание железа в планетах земной группы // Астрон. вестн. 1982. Т. 16. № 1. С. 3–17. (Kozlovskaya S.V. The internal structure of Venus and the iron content in the terrestrial planets // Sol. Syst. Res. 1982. V. 16. № 1. P. 1–14.)
- Молоденский С.М., Жарков В.Н. О чандлеровском колебании и частотной зависимости  $Q_{\mu}$  мантии Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 4. С. 3–16.
- Aitta A. Venus' internal structure, temperature and core composition // Icarus. 2012. V. 218. P. 967–974.
- Anderson D.L., Minster J.B. The frequency dependence of  $Q$  in the Earth and implications for mantle rheology and Chandler wobble // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1979. V. 58. P. 431–440.
- Armann M., Tackley P. Simulating the thermochemical magmatic and tectonic evolution of Venus's mantle and lithosphere: Two-dimensional models // J. Geophys. Res. Planets. 2012. V. 117. E12003. <https://doi.org/10.1029/2012JE004231>
- 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.
- Dumoulin C., Tobie G., Verhoeven O., Rambaux N. Tidal constraints on the interior of Venus // J. Geophys. Res. Planets. 2017. V. 122(6). P. 1338–1352. <https://doi.org/10.1002/2016JE005249>
- Dziewonski A.M., Anderson D.L. Preliminary reference Earth model // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. V. 25. P. 297–356.
- Dziewonski A.M., Hales A.L., Lapwond E.R. Parametrically simple Earth models consistent with geophysical data // Phys. Earth and Planet. Inter. 1975. V. 10. P. 12–48.
- Ghail R.C., Hall D., Mason P.J., Herrick R.R., Carter L.M., Williams Ed. VenSAR on EnVision: Taking Earth observation radar to Venus // Inter. J. Appl. Earth Observation and Geoinformation. 2018. V. 64. P. 365–376.
- Grimm R.E., Hess P.C. The crust of Venus // Venus II. Geology, geophysics, atmosphere, and solar wind environment / Eds Bougler S.W., Hunten D.M., Philipps R.J. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1997. P. 1163–1204.
- Jimenez-Diaz A., Ruiz J., Kirby J.F., Romeo I., Tejero R., Capote R. Lithospheric structure of Venus from gravity and topography // Icarus. 2005. V. 260. P. 215–231.
- Karimi S., Dombard A.J. Studying lower crustal flow beneath Mead basin: Implications for the thermal history and rheology of Venus // Icarus. 2017. V. 282. P. 34–39.
- 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.
- Lawrence J.F., Wysession M.E. QLM9: A new radial quality factor ( $Q_{\mu}$ ) model for the lower mantle // Earth and Planet. Sci. Lett. 2006. V. 241. P. 962–971.
- Li F., Yan J., Xu L., Jin S., Rodriguez A.P., Dohm J.H. A 10 km-resolution synthetic Venus gravity field model based on topography // Icarus. 2015. V. 247. P. 103–111.
- Mocquet A., Rosenblatt P., Dehant V., Verhoeven O. The deep interior of Venus, Mars, and the Earth: A brief review and the need for planetary surface-based Measurements // Planet. and Space Sci. 2011. V. 59. P. 1048–1061.
- O'Rourke J.G., Korenaga J. Thermal evolution of Venus with argon degassing // Icarus. 2015. V. 260. P. 128–140.
- Smith M.L., Dahlen F.A. The period and  $Q$  of the Chandler wobble // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1981. V. 64. P. 223–284.
- 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.
- Steinberger B., Werner S., Torsvik T.* Deep versus shallow origin of gravity anomalies, topography and volcanism on Earth, Venus and Mars // *Icarus*. 2010. V. 207. P. 564–577.
- Wieczorek M.A.* Gravity and topography of the terrestrial planets / Ed. Spohn T. // *Treatise on geophysics. Planets and Moons*. 2007. V. 10. P. 105–206.
- 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.
- Yoder C.* Venus's free obliquity // *Icarus*. 1995. V. 117. P. 250–286.
- Zharkov V.N.* Model of the interior structure: Earth-like models / Eds Barsukov V.L., Basilevsky A.T., Volkov V.P., Zharkov V.N. // *Venus geology, geochemistry and geophysics research results from the USSR*. Univ. Arizona Press, 1992. P. 233–240.
- Zharkov V.* Models of the internal structure of Venus // *The Moon and Planets*. 1983. V. 29. P. 139–175.
- Zharkov V.N., Kozlovskaya S.V., Zasurskii I.Ya.* Interior structure and comparative analysis of the terrestrial planets // *Adv. Space. Res.* 1981. V. 1. P. 117–129.
- Zharkov V.N., Molodensky S.M., Brzezinski A., Groten E., Varga P.* The Earth and its rotation: Low frequency geodynamics. Heidelberg: Herbert Wichman Verlag, 1996. 501 p.
- Zharkov V.N., Molodensky S.M.* Corrections to love numbers and Chandler period for anelastic Earth's models // *Phys. Solid Earth*. 1979. V. 6. P. 88–89.

УДК 523.4-852

## ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ МЕТАСТАБИЛЬНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ, ТРИТОНА, ТИТАНА И ПЛУТОНА

© 2020 г. А. С. Кириллов\*

ФГБНУ Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты, Мурманская область, Россия

\*e-mail: kirillov@pgia.ru

Поступила в редакцию 23.04.2019 г.

После доработки 06.06.2019 г.

Принята к публикации 13.06.2019 г.

При взаимодействии высокоэнергичных электронов с газами атмосфер планет, где основной составляющей является молекулярный азот, значительная доля энергии частиц тратится на возбуждение триплетных электронно-возбужденных состояний  $N_2$ . Рассмотрены процессы переноса энергии с метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  на другие составляющие в атмосферах Земли (смесь газов  $N_2-O_2-O$ ) и Титана, Тритона, Плутона (смесь газов  $N_2-CH_4-CO$ ). В работе обсуждаются процессы, при которых метастабильный молекулярный азот  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  влияет на кинетику электронно-возбужденных атомарного и молекулярного кислорода в авроральной ионосфере Земли. Кроме того, впервые численно показано, что вклад  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  в образование электронно-возбужденного угарного газа  $CO(a^3\Pi)$  значительно возрастает с ростом плотности в атмосферах Титана, Тритона, Плутона и становится доминирующим для нижних колебательных уровней  $CO(a^3\Pi)$ .

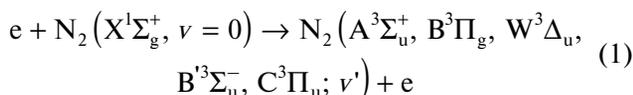
**Ключевые слова:** метастабильный молекулярный азот, высокоэнергичные электроны, межмолекулярные процессы переноса энергии, планеты Солнечной системы

DOI: 10.31857/S0320930X20010065

### ВВЕДЕНИЕ

Молекулярный азот является главной атмосферной составляющей Земли, Титана, Тритона, Плутона. При неупругих столкновениях фотоэлектронов или высокоэнергичных частиц (электронов, протонов) солнечного ветра с молекулами азота в атмосферах указанных планет происходит возбуждение различных электронно-возбужденных состояний  $N_2$ .

Расчеты деградационных спектров вторичных электронов в атмосфере азота и в воздухе (Коновалов, Сон, 1987; Коновалов, 1993) показали, что совокупная скорость возбуждения триплетных валентных ( $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $V^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$ ) состояний  $N_2$  высокоэнергичными электронами:



достаточно высока и близка по значению к скорости образования одной ион-электронной пары.

Следует заметить, что состояния  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $V^3\Sigma_u^-$  образуются из  $X^1\Sigma_g^+$  при переходе электрона

с орбитали  $1\pi_u$  на  $1\pi_g$ ,  $B^3\Pi_g$  – при переходе  $3\sigma_g \rightarrow 1\pi_g$ ,  $C^3\Pi_u$  – при переходе  $2\sigma_u \rightarrow 1\pi_g$  (Lofthus, Krupenie, 1977). Именно эти пять состояний имеют высокие значения сечений возбуждения высокоэнергичными электронами (Itikawa, 2006), что и приводит к высоким скоростям возбуждения потоками частиц (Коновалов, Сон, 1987; Коновалов, 1993).

Энергия электронного возбуждения молекул  $N_2$  может в дальнейшем как излучаться в виде фотонов ультрафиолетового, видимого, инфракрасного диапазонов, так и при неупругих атомно-молекулярных столкновениях трансформироваться в энергию возбуждения (электронных, колебательных, вращательных степеней свободы) других атомов и молекул. Таким образом, атмосферный молекулярный азот после неупругих взаимодействий с высокоэнергичными частицами аккумулирует на своих степенях свободы значительную часть энергии высыпавшихся частиц, а в дальнейшем передает энергию другим основным и малым газовым составляющим, которые участвуют в химическом, излучательном и тепловом балансе атмосфер.

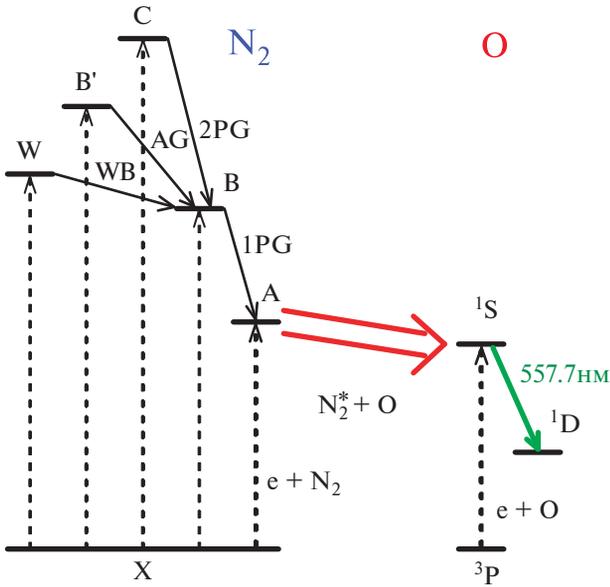
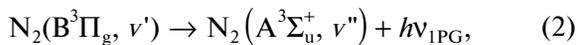


Рис. 1. Схема процессов образования метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  и переноса энергии электронного возбуждения на атомарный кислород в авроральной ионосфере Земли.

В настоящей работе рассмотрены процессы возбуждения триплетных состояний молекулярного азота в атмосферах Земли (смесь газов  $N_2-O_2-O$ ) и Титана, Тритона, Плутона (смесь газов  $N_2-CH_4-CO$ ) высокоэнергичными электронами. Особое внимание уделяется процессам переноса энергии при неупругих столкновениях метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  с другими атмосферными составляющими и показана важная роль подобных взаимодействий в формировании поля излучения атмосфер планет Солнечной системы.

### ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Как показали результаты измерений оптических спектров полярных сияний, полученных во время запусков ракет на острове Хейса в 1972–1973 гг. (Кириллов и др., 1987) и на полигоне Форт Черчилль в 1974 г. (Sharp и др., 1979), полосы первой положительной системы (1PG)



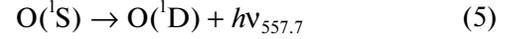
второй положительной системы (2PG)



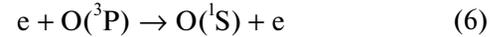
первой отрицательной системы иона  $N_2^+$  (1NG)



являются наиболее яркими эмиссиями молекулярного азота в полярной ионосфере во время выпадения в атмосферу Земли авроральных частиц. Несмотря на то, что концентрации атомарного кислорода на высотах нижней термосферы Земли примерно на порядок меньше концентраций  $N_2$ , интенсивности свечения зеленой линии 557.7 нм атомарного кислорода



превосходят интенсивности многих полос молекулярного азота, хотя скорости прямого электронного возбуждения авроральными частицами



оказываются недостаточными для объяснения данного факта.

В качестве основного механизма образования атомарного кислорода  $O(^1S)$  в авроральной ионосфере Земли в работе (Sharp и др., 1979) был рассмотрен процесс переноса энергии возбуждения с метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  при неупругих столкновениях с атомами  $O(^3P)$



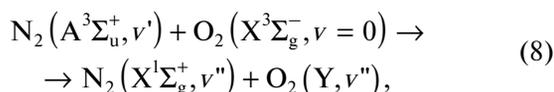
На рис. 1 приведена схема, показывающая процессы, приводящие к образованию метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  и переносу энергии электронного возбуждения на атомарный кислород. На ней учтены процессы (1)–(3), а также излучение полос Ву-Бенеша (WB) (переход  $W^3\Delta_u, v' \rightarrow B^3\Pi_g, v''$ ) и полос послесвечения (AG) (переход  $B^3\Sigma_u^-, v' \rightarrow B^3\Pi_g, v''$ ) у молекулы  $N_2$  (Lofthus, Krupenie, 1977; Gilmore и др., 1992).

В работе (McDade, Llewellyn, 1984) было показано, что учет только нулевого колебательного уровня  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' = 0)$  в процессе (7) достаточен для того, чтобы объяснить интенсивности свечения зеленой линии 557.7 нм в ракетном эксперименте (Sharp и др., 1979). При расчетах они использовали константы процесса (7), измеренные в (Piper и др., 1981; Piper, 1982). Также авторы (McDade, Llewellyn, 1984) указали на тот факт, что учет остальных колебательных уровней  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' > 0)$  в процессе (7) со скоростями возбуждения  $O(^1S)$  равными измеренной скорости для нулевого уровня  $v' = 0$  может привести к значительному превышению результатов расчета над экспериментальными данными.

Расчет констант скоростей переноса энергии возбуждения с  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' = 0-6)$  на атомы кислорода при неупругих взаимодействиях (7) был проведен в (Кириллов, Аладьев, 1998; Kirillov, 1998). При расчете использовалось квантово-хи-

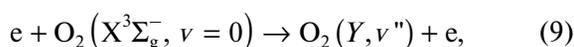
мическое приближение Ландау–Зинера (Андреев, Никитин, 1976; Русанов, Фридман, 1984). При расчетах в (Кириллов, Аладьев, 1998; Kirillov, 1998) было получено, что наибольшая эффективность переноса энергии возбуждения с метастабильного азота на атом кислорода с образованием состояния  $^1S$  происходит для нулевого колебательного уровня  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $v' = 0$ . Для остальных шести уровней  $v' = 1-6$  получаются значительно меньшие скорости образования  $O(^1S)$  в процессе (7), что согласуется с выводами авторов (McDade, Llewellyn, 1984). Таким образом, квантово-химические расчеты указали на особенности влияния метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  на кинетику электронно-возбужденного атомарного кислорода.

При исследовании электронной кинетики молекулярного азота и молекулярного кислорода в высокоширотной нижней термосфере и мезосфере в (Kirillov, 2010) впервые было показано, что учет процесса межмолекулярного переноса энергии возбуждения



где  $Y = c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$  (состояния Герцберга), очень важен при расчете колебательных населенностей электронно-возбужденных состояний  $O_2$ . При этом были учтены результаты теоретических расчетов констант скоростей процесса (8) в (Kirillov, 2010).

Результаты расчетов указали на то, что перенос энергии возбуждения с метастабильного азота на молекулу кислорода и последующие каскадные процессы в молекуле  $O_2$  приводят к тому, что вклад межмолекулярного процесса (8) в возбуждении высоких колебательных уровней синглетных состояний  $a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+$  оказывается значительно выше, чем вклад за счет прямого возбуждения высокоэнергичными электронами



где  $Y = a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+, c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$ .

Таким образом, в верхней атмосфере Земли при взаимодействии высокоэнергичных авроральных электронов с газами значительная часть энергии частиц тратится на возбуждение различных триплетных состояний молекул  $N_2$ . В дальнейшем в результате различных излучательных процессов молекула азота переходит в состояние  $A^3\Sigma_u^+$  и энергия электронного возбуждения аккумулируется на молекулах  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v')$ . Результаты экспериментальных измерений (Dreyer, Perner, 1973) и теоретических расчетов (Kirillov, 2016) для

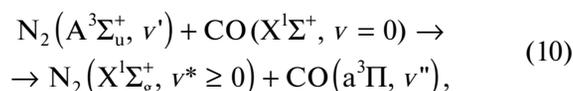
скоростей гашения метастабильного азота на молекулах  $N_2$  дали очень низкие значения скоростей данного процесса. Поэтому межмолекулярные процессы переноса энергии возбуждения (7) и (8)

с участием молекул  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  оказываются очень важными в электронном возбуждении атомарного и молекулярного кислорода при неупругих столкновениях с этими газами на различных высотах верхней атмосферы Земли во время высыпания высокоэнергичных частиц.

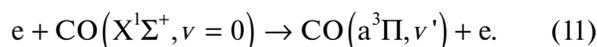
### ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРАХ ТИТАНА, ТРИТОНА, ПЛУТОНА

Исследование кинетики триплетных состояний молекулярного азота в верхних атмосферах Титана и Плутона за последние годы проводилось во многих работах (De La Haye и др., 2008; Campbell и др., 2010; Bhardwaj, Jain, 2012; Jain, Bhardwaj, 2015; Lavvas и др., 2015; Kirillov и др., 2017). В указанных работах были рассмотрены различные излучательные переходы между триплетными состояниями, особенности свечения различных систем полос в атмосферах этих планет.

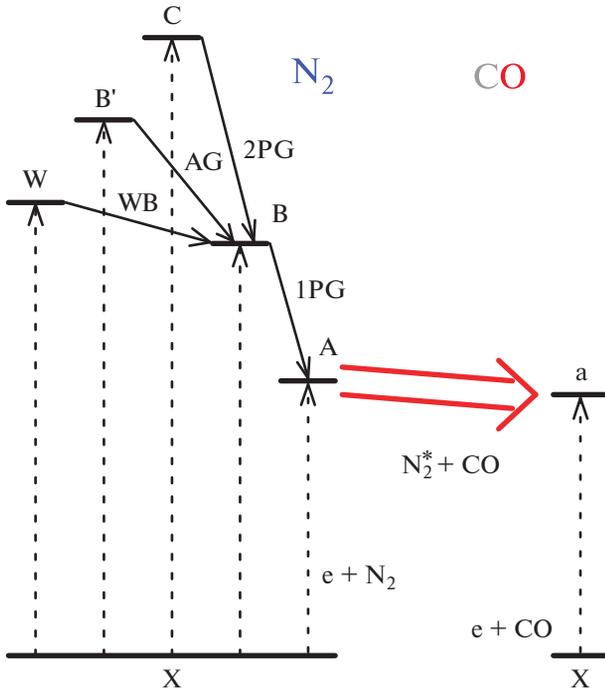
В работе (Kirillov и др., 2017) впервые была исследована роль межмолекулярных процессов переноса энергии в возбуждении угарного газа  $CO(a^3\Pi)$  при воздействии на атмосферу Титана фотоэлектронов, образованных в результате процессов фотоионизации (рис. 2). Используя рассчитанные в (Kirillov, 2016) константы скоростей процесса переноса энергии



впервые было показано, что с ростом плотности атмосферы Титана возрастает роль межмолекулярных процессов переноса энергии (10) в возбуждении  $CO(a^3\Pi)$ , и для колебательных уровней  $v'' \leq 4$  их вклад становится больше процессов прямого возбуждения фотоэлектронами



Проведем в настоящей работе расчет колебательных населенностей метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  и электронно-возбужденного угарного газа  $CO(a^3\Pi)$  в верхних атмосферах Тритона и Плутона и исследуем роль межмолекулярных процессов переноса энергии (10) при неупругих столкновениях в электронном возбуждении молекул угарного газа  $CO(a^3\Pi)$  в атмосферах этих планет. При расчете скоростей возбуждения различных колебательных уровней триплетных состояний  $A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, V^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$  во внима-



**Рис. 2.** Схема процессов образования метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  и электронно-возбужденного угарного газа  $CO(a^3\Pi)$  в атмосфере Титана, Тритона и Плутона.

ние брались соответствующие факторы Франка–Кондона для переходов (1) (Gilmore и др., 1992). У состояния  $B^3\Pi_g$  учитывались только 13 колебательных уровней, поскольку для  $v' > 12$  наблюдается диссоциация молекулы (Полак и др., 1972). Константы скоростей гашения электронно-возбужденного  $CO(a^3\Pi, v)$  на молекулярных газах атмосферы Тритона и Плутона при расчетах учитывались аналогично (Kirillov и др., 2017).

При расчетах профили концентраций молекулярного азота  $N_2$  для атмосферы Тритона брались согласно (Krasnopolsky, Cruikshank, 1995), для атмосферы Плутона – согласно (Gladstone и др., 2016). Содержание метана  $CH_4$  и угарного газа  $CO$  учитывалось для Тритона согласно (Strobel, Zhu, 2017), для Плутона согласно (Gladstone и др., 2016; Lellouch и др., 2017). Константы скоростей взаимодействия и продукты взаимодействия метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  с молекулами метана  $CH_4$  учитывались согласно (Неггон, 1999; Sharipov и др., 2016), а для столкновений с молекулами  $N_2$  и  $CO$  – согласно (Kirillov, 2016).

Расчет колебательной населенности триплетных состояний молекулярного азота на различных высотах атмосфер Тритона и Плутона проведен при условии взаимодействия фотоэлектронов

с атмосферами планет (процессы (1)). При расчетах расстояние от Тритона до Солнца полагалось  $R_{\text{Trit-S}} = 30$  а. е., а от Плутона до Солнца рассмотрен случай перигелия, т.е.  $R_{\text{Pl-S}} = 30$  а. е. Распределение фотоэлектронов по энергии в атмосфере молекулярного азота в зависимости от проходимой массы  $N_2$  учитывались согласно (Campbell и др., 2010), представленных для верхней атмосферы Титана. Кроме того, было учтено, что расстояние от Титана до Солнца  $R_{\text{Tit-S}} = 9.5$  а. е., поэтому для распределения фотоэлектронов по энергии проводилась перенормировка с учетом расстояния до планет.

Результаты расчетов колебательных населенностей для метастабильного угарного газа  $CO(a^3\Pi, v = 0-10)$  в атмосферах Тритона (170 и 320 км) и Плутона (420 и 660 км) представлены на рис. 3 и 4, соответственно. Здесь приведены вклады процесса переноса электронного возбуждения при молекулярных столкновениях (10), а также процесса прямого возбуждения фотоэлектронами (11).

Как видно из приведенных рисунков, с ростом плотности атмосфер данных планет возрастает роль межмолекулярных процессов переноса энергии (10) в электронном возбуждении молекул угарного газа. Для нижних рассмотренных высот (170 км у Тритона, 420 км у Плутона) вклад процессов (10) превышает вклад процесса прямого возбуждения фотоэлектронами (11) для колебательных уровней  $v'' \leq 4$  состояния  $a^3\Pi$ . Как известно, электронно-возбужденная молекула  $CO(a^3\Pi)$  излучает полосы Камерона ультрафиолетового диапазона (спонтанные переходы  $a^3\Pi, v' \rightarrow X^1\Sigma^+, v''$ ) (Хьюбер, Герцберг, 1984). Поэтому данные процессы межмолекулярного переноса энергии электронного возбуждения (10) сказываются в формировании поля излучения верхних атмосфер планет во время прохождения потоков фотоэлектронов.

Более того, при спонтанных излучательных переходах  $a^3\Pi, v' \rightarrow X^1\Sigma^+, v''$  происходит образование колебательно-возбужденных молекул  $CO(X^1\Sigma^+, v > 0)$ , которые излучают в инфракрасных полосах 4.7 и 2.3 мкм (Lopez-Valverde и др., 2005). Поэтому при исследовании спектра излучения верхних атмосфер Титана, Тритона и Плутона при образовании фотоэлектронов в результате фотоионизации на освещенной Солнцем стороне необходимо учитывать как процессы прямого электронного возбуждения высокоэнергичными электронами (11), так и межмолекулярные процессы переноса энергии (10).

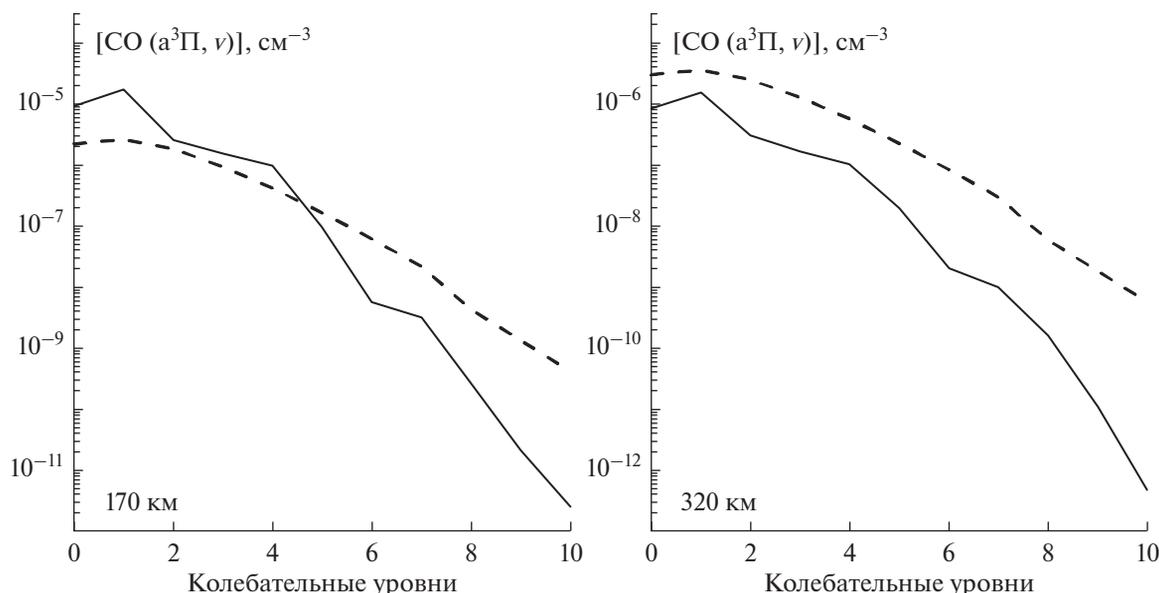


Рис. 3. Вклады процессов (10) (сплошная линия) и (11) (пунктирная линия) в образовании  $\text{CO}(\text{a}^3\Pi, v=0-10)$  в верхней атмосфере Тритона на высотах 170 и 320 км.

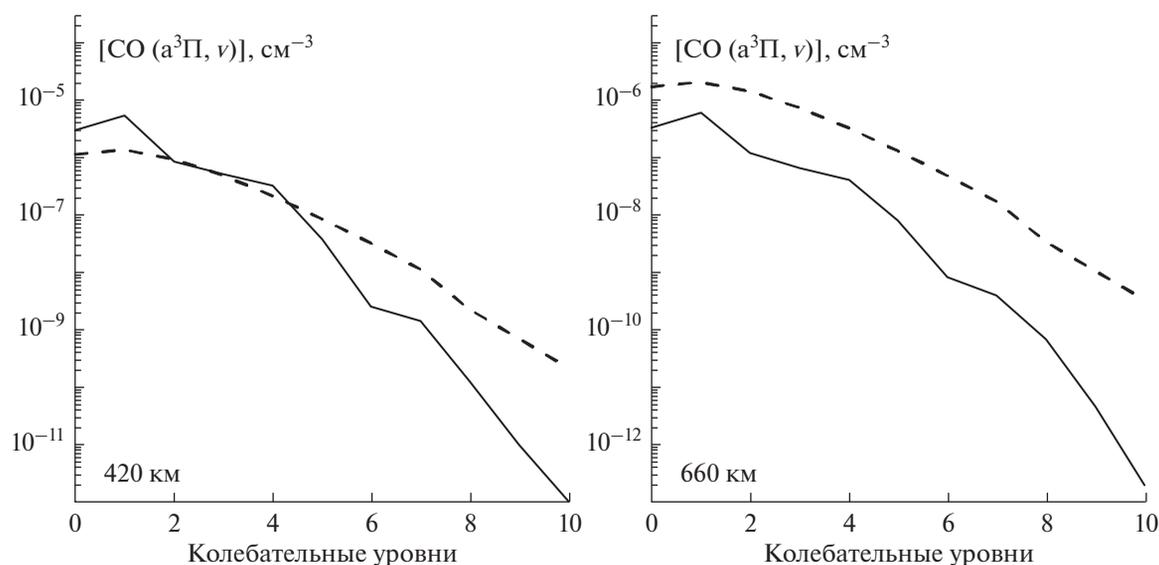


Рис. 4. Вклады процессов (10) (сплошная линия) и (11) (пунктирная линия) в образовании  $\text{CO}(\text{a}^3\Pi, v=0-10)$  в верхней атмосфере Плутона на высотах 420 и 660 км.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие теоретически рассчитанных констант скоростей неупругого столкновения электронно-возбужденного молекулярного азота (Кириллов, Аладьев, 1998; Kirillov, 1998; 2010; 2016) с различными атмосферными газами позволяет исследовать роль процессов переноса энергии возбуждения с молекул  $\text{N}_2$  на другие газы. Исследование роли метастабильного молекулярного азота  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$  в электронной кинетике атмосфер

Земли (смесь газов  $\text{N}_2\text{--O}_2\text{--O}$ ) и Титана, Тритона, Плутона (смесь газов  $\text{N}_2\text{--CH}_4\text{--CO}$ ) дало следующие результаты.

1. В авроральной ионосфере Земли при взаимодействии  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$  с атомарным кислородом  $\text{O}(^3\text{P})$  эффективно протекает процесс переноса электронного возбуждения (7) с образованием  $\text{O}(^1\text{S})$  и свечением зеленой линии. При этом основной вклад в процесс (7) вносит нулевой колебательный уровень метастабильного молекуляр-

ного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ . Кроме того, на высотах высокоширотной нижней термосферы и мезосферы необходимо учитывать вклад межмолекулярного процесса обмена энергией (8) в возбуждение высоких колебательных уровней синглетных состояний  $a^1\Delta_g$ ,  $b^1\Sigma_u^+$ , поскольку он оказывается значительно выше, чем вклад прямого возбуждения высокоэнергичными электронами (9).

2. В атмосферах Титана, Тритона, Плутона метастабильный молекулярный азот  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  образуется в результате взаимодействия фотоэлектронов с основной газовой составляющей атмосфер  $N_2$ . В дальнейшем в результате процессов межмолекулярного переноса энергии электронного возбуждения (10) образуется CO ( $a^3\Pi$ ), который излучает полосы Камерона ультрафиолетового диапазона. Расчеты показали, что с ростом плотности атмосфер данных планет возрастает роль межмолекулярных процессов обмена энергией (10) в электронном возбуждении молекул угарного газа, причем их вклад начинает превышать вклад прямого возбуждения фотоэлектронами (11).

Автор выражает огромную признательность профессору, д. ф.-м. н. Густаву Моисеевичу Шведу за ценные замечания при написании данной работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреев Е.А., Никитин Е.Е. Передача колебательной и электронной энергии при атомно-молекулярных столкновениях // Химия плазмы. 1976. Т. 3. С. 28–94.
- Кириллов А.С., Ягодкина О.И., Иванов В.Е., Воробьев В.Г. Механизмы возбуждения 1PG системы  $N_2$  в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. № 3. С. 419–427.
- Кириллов А.С., Аладьев Г.А. Роль реакции  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O$  в свечении зеленой линии и колебательной кинетике молекулярного азота в высокоширотной верхней атмосфере // Космич. исслед. 1998. Т. 36. № 5. С. 451–457.
- Коновалов В.П. Деградиционный спектр электронов в азоте, кислороде и воздухе // Журн. техн. физики. 1993. Т. 63. № 3. С. 23–33.
- Коновалов В.П., Сон Э.Е. Деградиционные спектры электронов в газах // Химия плазмы. 1987. Т. 14. С. 194–227.
- Полак Л.С., Словецкий Д.И., Соколов А.С. Вероятности преддиссоциации и тушения колебательных уровней состояния  $V^3\Pi_g$  молекулярного азота // Оптика и спектроскопия. 1972. Т. 32. № 3. С. 472–480.
- Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. 416 с.
- Хьюбер К.-П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. Т. 1. М.: Мир, 1984. 408 с.
- Bhardwaj A., Jain S.K. Production of  $N_2$  Vegard–Kaplan and other triplet band emissions in the dayglow of Titan // Icarus. 2012. V. 218. № 2. P. 989–1005.
- Campbell L., Kato H., Brunger M.J., Bradshaw M.D. Electron-impact excitation heating rates in the atmosphere of Titan // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A09320. <https://doi.org/10.1029/2010JA015482>
- De La Haye V., Waite J.H., Cravens T.E., Bougher S.W., Robertson I.P., Bell J.M. Heating Titan's upper atmosphere // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A11314. <https://doi.org/10.1029/2008JA013078>
- Dreyer J.W., Perner D. Deactivation of  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-7)$  by ground state nitrogen, ethane, and ethylene measured by kinetic absorption spectroscopy // J. Chem. Phys. 1973. V. 58. № 3. P. 1195–1201.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. № 5. P. 1005–1107.
- Gladstone G.R., Stern S.A., Ennico K., Olkin C.B., Weaver H.A., Young L.A., Summers M.E., Strobel D.F., Hinson D.P., Kammer J.A., Parker A.H., Steffl A.J., Linscott I.R., Parker J.W., Cheng A.F., Slater D.C., Versteeg M.H., Greathouse T.K., 15 co-авторы. The atmosphere of Pluto as observed by New Horizons // Science. 2016. V. 351. № 6279. aad8866.
- Herron J.T. Evaluated chemical kinetics data for reactions of  $N(^2D)$ ,  $N(^2P)$ , and  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  in the gas phase // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28. № 5. P. 1453–1483.
- Itikawa Y. Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V. 35. № 1. P. 31–53.
- Jain S.K., Bhardwaj A. Production of  $N_2$  Vegard–Kaplan and Lyman-Birge-Hopfield emissions on Pluto // Icarus. 2015. V. 246. P. 285–290.
- Kirillov A.S. Application of Landau-Zener approximation in the calculations of rate coefficients of the reaction  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O(^3P) \rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+, v') + O(^3P, ^1D, ^1S)$  // Conf. Proc. 24th Annual European Meeting by Optical Methods. 1998. ISBN 82-994583-0-7. P. 47–50.
- Kirillov A.S. Electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // Ann. Geophys. 2010. V. 28. № 1. P. 181–192.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-10)$  with CO and  $N_2$  molecules // Chem. Phys. Lett. 2016. V. 643. P. 131–136.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V. The influence of metastable molecular nitrogen  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  on the electronic kinetics of CO molecules // Chem. Phys. Lett. 2017. V. 685. P. 95–102.
- Krasnopolsky V.A., Cruikshank D.P. Photochemistry of Triton's atmosphere and ionosphere // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. № E10. P. 21271–21286. <https://doi.org/10.1029/95JE01904>
- Lavvas P., Yelle R.V., Heays A.N., Campbell L., Brunger M.J., Galand M., Vuitton V.  $N_2$  state population in Titan's atmosphere // Icarus. 2015. V. 260. P. 29–59.

- Lellouch E., Gurwell M., Butler B., Fouchet T., Lavvas P., Strobel D.F., Sicardy B., Moullet A., Moreno R., Bockelee-Morvan D., Biver N., Young L., Lis D., Stansberry J., Stern A., Weaver H., Young E., Zhu X., Boissier J.* Detection of CO and HCN in Pluto's atmosphere with ALMA // *Icarus*. 2017. V. 286. P. 289–307.
- Lofthus A., Krupenie P.H.* The spectrum of molecular nitrogen // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1977. V. 6. № 1. P. 113–307.
- Lopez-Valverde M.A., Lellouch E., Coustenis A.* Carbon monoxide fluorescence from Titan's atmosphere // *Icarus*. 2005. V. 175. № 2. P. 503–521.
- McDade I.C., Llewellyn E.J.* A comment on proposed mechanisms for the excitation of O (<sup>1</sup>S) in the aurora // *Planet. and Space Sci.* 1984. V. 32. № 9. P. 1195–1198.
- Piper L.G., Caledonia G.E., Kennealy J.P.* Rate constants for deactivation of N<sub>2</sub>(A) v' = 0.1 by O<sub>2</sub> // *J. Chem. Phys.* 1981. V. 74. № 5. P. 2888–2895.
- Piper L.G.* The excitation of O (<sup>1</sup>S) in the reaction between N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) and O (<sup>3</sup>P) // *J. Chem. Phys.* 1982. V. 77. № 5. P. 2373–2377.
- Sharipov A.S., Loukhovitski B.I., Starik A.M.* Theoretical study of the reactions of methane and ethane with electronically excited N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) // *J. Phys. Chem. A*. 2016. V. 120. № 25. P. 4349–4359.
- Sharp W.E., Rees M.H., Stewart A.I.* Coordinated rocket and satellite measurements of an auroral event. 2. The rocket observations and analysis // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. № A5. P. 1977–1985.
- Strobel D.F., Zhu X.* Comparative planetary nitrogen atmospheres: Density and thermal structures of Pluto and Triton // *Icarus*. 2017. V. 291. P. 55–64.

УДК 523.44;520.82

## ИССЛЕДОВАНИЕ АСТЕРОИДА (13553) MASAAKIKOYAMA

© 2020 г. Д. Л. Горшанов<sup>а, \*</sup>, А. В. Девяткин<sup>а</sup>, А. В. Иванов<sup>а</sup>, К. Н. Наумов<sup>а</sup>, С. Н. Петрова<sup>а</sup>,  
С. А. Русов<sup>а</sup>, В. Н. Львов<sup>а</sup>, С. Д. Цекмейстер<sup>а</sup>

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

\*e-mail: dengorsh@mail.ru

Поступила в редакцию 15.04.2019 г.

После доработки 11.07.2019 г.

Принята к публикации 01.08.2019 г.

В Пулковской обсерватории с помощью наблюдений, выполненных на телескопах ЗА-320М и МТМ-500М в августе–сентябре 2018 г., проведено исследование астероида (13553) Masaakikoyama. По наблюдаемым отрезкам кривой блеска с привлечением наблюдений В.Д. Уорнера определен новый период осевого вращения астероида:  $97.2 \pm 0.3$  ч. Определение периода было затруднено близкой соизмеримостью его значения с сутками. На кривой блеска присутствуют признаки “вращения с кувырканием”, а также указания на сложную форму астероида. С помощью полученных астрометрических положений астероида улучшена его орбита.

**Ключевые слова:** астероид, кривая блеска, период вращения, улучшение орбиты

**DOI:** 10.31857/S0320930X20010028

### ВВЕДЕНИЕ

Астероид (13553) Masaakikoyama (1992 JE) был открыт в 1992 г. в японской обсерватории Геисеи. Он относится к астероидам, сближающимся с Землей, к типу “амурцев”. Параметр MOID этого астероида для Земли составляет 0.189213 а. е., для Марса – 0.0533416 а. е. ([http://www.minorplanetcenter.net/db\\_search/show\\_object?object\\_id=13553](http://www.minorplanetcenter.net/db_search/show_object?object_id=13553)).

В работе (Krugly и др., 2007) период осевого вращения астероида 13553 был определен как “>30 ч”.

В базе данных астероидов JPL (<https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi#top>), помимо элементов его орбиты и других орбитальных параметров, содержатся оценки только двух физических параметров: абсолютной звездной величины ( $H = 16.4^m$ ) и периода осевого вращения. До наблюдений 2018 г. (вблизи последнего противостояния) приводилось его значение 38 ч, после – 58 ч (см. ниже). Причем в примечании по поводу этого периода приведена стандартная фраза “Result based on less than full coverage, so that the period may be wrong by 30 percent or so” (результат основан не на полном покрытии периода, поэтому ошибка может составлять до 30%).

В архиве физических параметров астероидов, который создан в чешской обсерватории Ондржеев (<http://www.asu.cas.cz/~ppravac/newres.txt>) для (13553) Masaakikoyama содержатся оценки большего числа параметров. В частности, приводятся абсолютная звездная величина в полосе  $R$

( $H_R = 16.22^m \pm 0.12^m$ ) и параметр наклона фазовой зависимости ( $G = 0.24 \pm 0.11$ ). Период вращения указан такой же (38 ч), и в примечании написано “NPA rotator”. Это означает, что астероид вращается не вокруг главной оси инерции – так называемое “вращение с кувырканием” (“tumbling rotation”). При этом индекс “PAR” (Principal Axis Rotation), обозначающий надежность определения либо простого вращения, либо “кувыркания”, указан в диапазоне от  $-2$  до  $-3$ ; т.е. вращение не вокруг главной оси установлено, но периоды точно не определены. Амплитуда изменения блеска в полосе  $R - 1.1^m$ .

Новое значение периода (58 ч) было получено В.Д. Уорнером и опубликовано в базе данных кривых блеска астероидов, которую поддерживает Центр исследований Солнечной системы (Center for Solar System Studies, см. [http://www.planetarysciences.org/PHP/CS3\\_Lightcurves.php](http://www.planetarysciences.org/PHP/CS3_Lightcurves.php)). В соответствующей таблице приведено новое значение периода вращения астероида равное  $58 \pm 3$  ч. В работе (Warner, Stephens, 2019), помимо этого периода, приведены еще два значения:  $32 \pm 2$  и  $39.1 \pm 0.1$  ч. Однако на приведенных в статье графиках ни один из периодов не показывает непротиворечивой кривой блеска, что авторы объясняют наличием двух периодов (т.е. вращения с кувырканием).

В работе (Ieva и др., 2014) Masaakikoyama изучался в числе астероидов – возможных целей для будущих космических миссий, и его таксономи-

**Таблица 1.** Характеристики телескопов и ПЗС-камер

Телескоп	ЗА-320М	МТМ-500М
Диаметр апертуры	32 см	50 см
Экв. фокусное расстояние	320 см	410 см
Масштаб	64"/мм	50"/мм
<b>ПЗС-камера</b>	<b>SBIG STX-16803</b>	<b>SBIG STL-1001E</b>
Размеры ПЗС-матрицы	36.8 × 36.8 мм	24.5 × 24.5 мм
Число пикселей	4096 × 4096	1024 × 1024
Угловой размер пиксела	При биннировании 3 × 3 1".7 × 1".7	1".2 × 1".2
Поле зрения	39' × 39'	20'.5 × 20'.5

ческий класс был определен как Cg. Там же приводятся абсолютная звездная величина  $H = 16.71$ , альbedo  $p_V = 0.03$  и диаметр 3.49 км.

В "Бюллетене малых планет" ("The Minor Planet Bulletin") Masaakikoyama указан в списке астероидов, для которых очень желательно получить наблюдения в 2018 г. с целью уточнения периодов их вращения (см. Warner и др., 2018).

В июле 2018 г. были запланированы радарные наблюдения этого астероида обсерваторией Голдстоун, но затем были отменены ([https://echo.jpl.nasa.gov/asteroids/goldstone\\_asteroid\\_schedule.html](https://echo.jpl.nasa.gov/asteroids/goldstone_asteroid_schedule.html)).

Противостояние 2018 г. происходило вблизи перигелия орбиты астероида, что является благоприятным условием для наблюдений в силу наименьшего взаимного расстояния Земли и астероида в этот период. В период наблюдений, использованных в настоящей работе, расстояние до астероида изменялось от 0.218 до 0.233 а. е.

## НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ ОБРАБОТКА

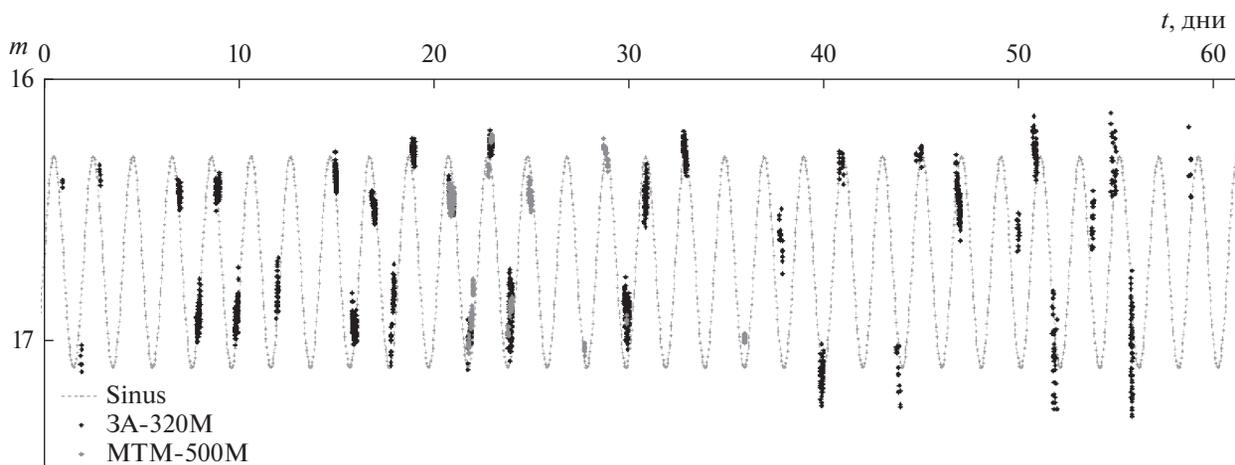
Для уточнения периода осевого вращения (13553) Masaakikoyama в ГАО РАН в августе–сентябре 2018 г. были проведены фотометрические наблюдения этого астероида. Они выполнялись на телескопах ЗА-320М и МТМ-500М. Телескоп ЗА-320М расположен в Пулковской обсерватории, он имеет оптическую схему Кассегрена с диаметром главного зеркала 320 мм (Девяткин и др., 2004). Телескоп МТМ-500М находится на Горной астрономической станции ГАО РАН на северо-востоке Кавказа на высоте 2100 м над уровнем моря; он имеет оптическую схему Максудова–Кассегрена и диаметр входной апертуры 500 мм (Кулиш и др., 2009). Телескопы оборудованы ПЗС-камерами фирмы SBIG. Некоторые характеристики этих инструментов представлены в табл. 1.

Определение столь длинного периода вращения астероида (как ожидалось, он должен был составлять около 38 ч) требует нескольких ночей

наблюдения, поскольку за одну ночь или даже за две–три невозможно покрыть наблюдениями весь период и составить полную кривую блеска. Но, помимо этого затруднения, возникло еще одно. Наблюдения в течение первых нескольких ночей показали, что искомым период как-то соизмерим с сутками, т.е. с интервалом между наблюдениями. Данные, полученные в таких условиях, плохо поддаются частотному анализу, так как наблюдения, выполненные в разные ночи, попадают приблизительно на одни и те же фазы кривой блеска, и каждое новое наблюдение мало что добавляет к предыдущим. Поэтому приходится проводить много сеансов наблюдений, которые должны быть распределены на длинном интервале времени; в нашем случае – всего 42 сеанса в течение почти двух месяцев.

Наблюдения представляли собой получение серий ПЗС-кадров без использования светофильтров (точнее, через прозрачное бесцветное стекло – "clear filter"), т.е. в интегральных фотометрических полосах инструментов. По таким сериям строились фрагменты кривой блеска астероида. На телескопе ЗА-320М астероид наблюдался в течение 33 ночей с 1 августа по 28 сентября; на телескопе МТМ-500М – в течение 9 ночей с 21 августа по 5 сентября. Количество кадров, получаемых за ночь, сильно различалось: от 3 до 276. Всего для построения кривой блеска было использовано 2844 значения блеска астероида.

До 7 сентября блеск астероида колебался в пределах  $14.3^m$ – $15.2^m$ , затем начал спадать. После 13 сентября он находился в пределах между  $15^m$  и  $16.5^m$ , что привело к понижению точности фотометрических измерений и увеличению разброса данных. Значительная часть наблюдений выполнялась при плохих погодных условиях, временами даже при наличии тонкой облачности. В целом точность фотометрии получилась невысокой (особенно для телескопа ЗА-320М) и сильно различающейся от ночи к ночи: внутренняя точность изменяется от  $0.015^m$  до  $0.15^m$ . Однако боль-



**Рис. 1.** Фрагменты кривой блеска астероида (13553) Masaakikoyama, полученные по наблюдениям на телескопах ЗА-320М и МТМ-500М и исправленные за топоцентрическое и гелиоцентрическое расстояния и угол фазы. По оси абсцисс отложено время  $t$  в днях, отсчитываемое от 0 ч 1 августа 2018 г. по шкале UTC (MJD 58331.0). На график наложена синусоида с периодом 48.6 ч.

шой размах колебаний блеска астероида (около одной звездной величины) и большое количество наблюдений позволили получить искомый результат.

Фазовый угол астероида за период наблюдений уменьшился от  $33^\circ$  1-го августа до  $9^\circ$  13-го сентября и затем вновь увеличился до  $14^\circ$  к 28-му сентября. Обстоятельства наблюдений при получении отрезков кривой блеска представлены в табл. 2.

Из-за соизмеримости главного периода колебаний блеска с сутками большая часть наблюдаемых отрезков кривой блеска попадала на области вблизи максимумов и минимумов, а промежутки между ними оставались почти незаполненными. Поэтому необходимо было использовать наблюдения всех ночей, поскольку даже результаты ночи с низкой точностью и большим разбросом, могут указать на то, как проходит кривая блеска. В результате, на построенной кривой блеска отрезки, измеренные вблизи максимумов (около  $14.5^m$ ), имеют умеренный разброс, а вблизи минимумов (слабее  $15^m$ ) – большой. Также большой разброс показывают данные, полученные в середине и в конце сентября, когда блеск астероида ослабел.

Обработка ПЗС-кадров выполнялась с помощью программного пакета АПЕКС-II, разработанного в Пулковской обсерватории (Девяткин и др., 2010). После калибровки кадров, т.е. учета темного сигнала и плоского поля, звездные величины объектов на кадрах определялись методом PSF-фотометрии с аппроксимацией профилей изображений двумерной функцией Гаусса. В качестве опорного фотометрического каталога использовался инфракрасный обзор 2MASS; блеск звезд в инфракрасных полосах пересчитывался

вался в оптический диапазон по методике, описанной в работе (Warner, 2007).

Полученные значения блеска астероида и соответствующие моменты времени были исправлены за изменение его расстояний от Земли и Солнца и за угол фазы. Эфемеридные значения топоцентрического и гелиоцентрического расстояний и угла фазы для (13553) Masaakikoyama вычислялись с помощью программного пакета ЭПОС, также созданного в Пулковской обсерватории (Львов, Цекмейстер, 2012). За угол фазы блеск исправлялся по методике, описанной в работе (Lagekvist, Williams, 1987), значение параметра наклона фазовой зависимости ( $G = 0.24$ ) было взято с Интернет-сайта обсерватории Ондржеев (<http://www.asu.cas.cz/~ppravec/newres.txt>).

На рис. 1 показаны значения блеска астероида Masaakikoyama, полученные из наблюдений с телескопами ЗА-320М и МТМ-500М и подвергнутые вышеописанным редуцициям.

### ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННОГО НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО РЯДА

Полученный таким образом ряд значений блеска был исследован с помощью частотного анализа по методу Скаргла (Scargle, 1982). На созданной этим методом периодограмме выделяются три высоких пика, соответствующие периодам  $P_1 = 48.04$ ,  $P_2 = 15.98$  и  $P_3 = 9.59$  ч и еще один небольшой пик  $P_4 = 6.84$  ч. Обнаруженные периоды связаны между собой целочисленными отношениями:  $P_1 = 3P_2$ ,  $P_1 = 5P_3$  и  $P_1 = 7P_4$  с невязками 0.10, 0.09 и 0.16 ч соответственно. Это говорит о том, что все выявленные пики являются нечетными гармониками одного периода. Среди них глав-

**Таблица 2.** Обстоятельства наблюдений отрезков кривой блеска астероида Masaakikoyama. Приведено: модифицированная юлианская дата (MJD) для среднего момента отрезка (шкала UTC);  $\Delta t$  – продолжительность отрезка в часах;  $N$  – число ПЗС-кадров,  $m$  – среднее значение блеска;  $\alpha$  – угол фазы астероида; телескоп, на котором выполнялись наблюдения (ЗА – ЗА-320М, МТМ – МТМ-500М);  $\lambda_{\text{РАВ}}$  и  $\beta_{\text{РАВ}}$  – эклиптические долгота и широта биссектора фазового угла

Дата вечера (гггг-мм-дд)	Ср. момент (MJD)	$\Delta t$ , ч	$N$	$m$	$\alpha$ , °	Телескоп	$\lambda_{\text{РАВ}}$ , °	$\beta_{\text{РАВ}}$ , °
2018-08-01	58331.9507	0.1	3	14.5	32.6	ЗА	322.0	18.7
2018-08-02	58332.9269	1.6	6	15.2	32.2	ЗА	322.8	18.5
2018-08-03	58333.8995	1.3	7	14.5	31.8	ЗА	323.6	18.2
2018-08-07	58337.9391	3.2	67	14.5	29.9	ЗА	326.7	17.3
2018-08-08	58338.9301	4.7	151	15.0	29.4	ЗА	327.5	17.0
2018-08-09	58339.9291	4.7	163	14.5	28.9	ЗА	328.2	16.7
2018-08-10	58340.9248	4.3	102	15.0	28.3	ЗА	328.9	16.5
2018-08-12	58342.9966	1.8	33	14.9	27.1	ЗА	330.4	15.9
2018-08-15	58345.9954	2.1	82	14.4	25.2	ЗА	332.4	15.0
2018-08-16	58346.9244	5.8	191	15.0	24.6	ЗА	333.1	14.7
2018-08-17	58347.9331	5.3	73	14.6	24.0	ЗА	333.7	14.4
2018-08-18	58348.9107	4.4	68	14.9	23.3	ЗА	334.3	14.1
2018-08-19	58349.9751	3.4	129	14.4	22.6	ЗА	335.0	13.8
2018-08-21	58351.9240	6.2	82	14.6	21.2	ЗА	336.2	13.2
	58351.9368	6.0	276	14.6	21.2	МТМ	336.2	13.2
2018-08-22	58352.8533	3.4	32	15.1	20.6	ЗА	336.7	12.9
	58352.9211	5.5	78	15.0	20.5	МТМ	336.8	12.9
2018-08-23	58353.9189	5.2	41	14.4	19.8	МТМ	337.3	12.6
2018-08-23	58353.9404	2.9	48	14.4	19.9	ЗА	337.4	12.6
2018-08-24	58354.9261	6.3	96	15.0	19.1	ЗА	337.9	12.3
	58354.9359	5.2	61	15.0	19.1	МТМ	337.9	12.3
2018-08-25	58355.9713	3.3	69	14.6	18.4	МТМ	338.5	11.9
2018-08-28	58358.7542	0.4	12	15.2	16.5	МТМ	340.0	11.1
2018-08-29	58359.8417	5.5	39	14.4	15.7	МТМ	340.6	10.7
2018-08-30	58360.9153	6.3	94	15.1	15.0	ЗА	341.1	10.4
	58360.9154	0.4	12	15.1	15.0	МТМ	341.1	10.4
2018-08-31	58361.8590	4.5	61	14.6	14.4	ЗА	341.6	10.1
2018-09-02	58363.9010	3.8	92	14.5	13.1	ЗА	342.6	9.5
2018-09-05	58366.9586	0.5	14	15.3	11.4	МТМ	344.1	8.6
2018-09-07	58368.8457	4.0	20	14.9	10.5	ЗА	345.0	8.1
2018-09-09	58370.9278	3.5	55	15.5	9.7	ЗА	345.9	7.5
2018-09-10	58371.9407	5.9	22	14.7	9.4	ЗА	346.4	7.2
2018-09-13	58374.8562	4.7	19	15.6	9.0	ЗА	347.7	6.4
2018-09-14	58375.9102	7.2	17	14.8	9.0	ЗА	348.1	6.2
2018-09-16	58377.9484	5.5	120	15.1	9.1	ЗА	349.0	5.6
2018-09-19	58381.0093	1.6	16	15.4	9.8	ЗА	350.3	4.9
2018-09-20	58381.8637	4.9	55	15.1	10.1	ЗА	350.6	4.7
2018-09-21	58382.8888	5.8	43	16.0	10.5	ЗА	351.0	4.5
2018-09-23	58384.8566	2.4	21	15.6	11.3	ЗА	351.9	4.1
2018-09-24	58385.8905	5.8	27	15.4	11.7	ЗА	352.3	3.9
2018-09-25	58386.8385	3.4	73	16.2	12.1	ЗА	352.7	3.7
2018-09-28	58389.8805	4.6	9	15.7	13.5	ЗА	353.9	3.1

ным, по-видимому, является наибольший пик с периодом  $P_1$ .

Для проверки найденных периодов выполнялось приведение наблюдательного ряда к каждому из них — все точки ряда приводились с соответствующей фазой к одному периоду. При этом рассматривались значения периодов, найденные по периодограмме, а также их удвоенные значения: из предположения, что кривая главных колебаний блеска имеет два максимума и два минимума, что типично для большинства астероидов.

Ни для одного испробованного значения не удалось получить четкую форму кривой блеска. Так на графиках, построенных с периодами 9.59 и 15.98 ч и с их удвоенными значениями, облака точек в максимумах и минимумах блеска перекрывались друг с другом по времени — кривая блеска не прорисовывалась. А для периода  $P_1 = 48.04$  ч (пик наибольшей мощности) и для его удвоенного значения максимумы и минимумы хорошо разделялись. На графике одинарного периода  $P_1$  все точки собираются в два облака: одно в максимуме, другое в минимуме. На графике удвоенного периода ( $2P_1 = 96.08$  ч) получается два максимума и два минимума, немного отличающихся друг от друга по глубине, что соответствует предположению о “двугорбой” форме кривой блеска. Можно предварительно заключить, что период главных колебаний блеска астероида *Masaakikoyama* составляет около 96 ч.

Однако на графике для удвоенного значения главного пика периодограммы (96.08 часа), как и на всех остальных, в областях максимумов и минимумов данные образуют неструктурированные облака точек, складывающиеся из результатов наблюдений, проведенных в разные ночи, с разбросом по блеску, превышающим точность результатов отдельных ночей. Промежутки между максимумами и минимумами остаются незаполненными.

Этот период почти точно равен четырем суткам. Истинный период, по-видимому, очень близок к этому значению, то есть почти соизмерим с интервалом между наблюдениями (сутками). Это обстоятельство, скорее всего, и привело к тому, что на периодограмме отобразился не истинный период, а ближайший соизмеримый с сутками.

#### ДОПОЛНЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗУЛЬТАТАМИ НАБЛЮДЕНИЙ ДРУГОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Для того чтобы попытаться преодолеть это затруднение, мы дополнили наши данные результатами наблюдений астероида *Masaakikoyama*, заимствованными из базы данных кривых блеска (<http://alcddef.org>), которую поддерживает Центр малых планет (MPC). Эти наблюдения были вы-

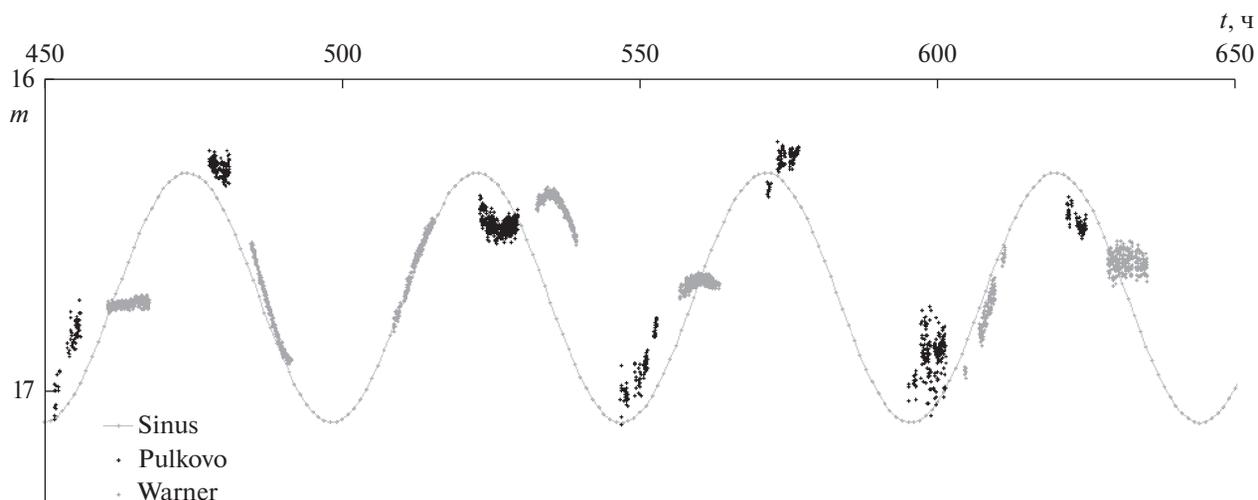
полнены B.D. Warner на обсерватории Палмер Дивайд (“CS3 — Palmer Divide Station”, США, Калифорния, код MPC — U82) в течение семи ночей с 19 по 26 августа 2018 г. (т.е. внутри интервала наших наблюдений). Warner представил эти данные в виде “абсолютизированных” значений блеска в полосе *V*. В большинстве случаев точность его фотометрии лучше, чем нашей. Это видно и по разбросу данных, и по точности отдельных кадров, приводимой автором:  $0.007^m - 0.033^m$ .

Данные Warner были подвергнуты нами точно таким же редуцированием, описанным выше, как результаты наших наблюдений. Несмотря на то, что Warner представил результаты в полосе *V*, а наши наблюдения выполнены без фильтра, по уровню звездных величин они хорошо совпали между собой, что демонстрирует рис. 2. В большинстве случаев отрезки кривой блеска, полученные Warner и нами, являются продолжением друг друга с небольшим зазором по времени, так как наши обсерватории находятся в разных полушариях Земли: восточном и западном. Особенно хорошо это видно на рис. 2 в диапазонах времени 478–492 ч (20 августа), 523–540 ч (22 августа) и 547–564 ч (23 августа).

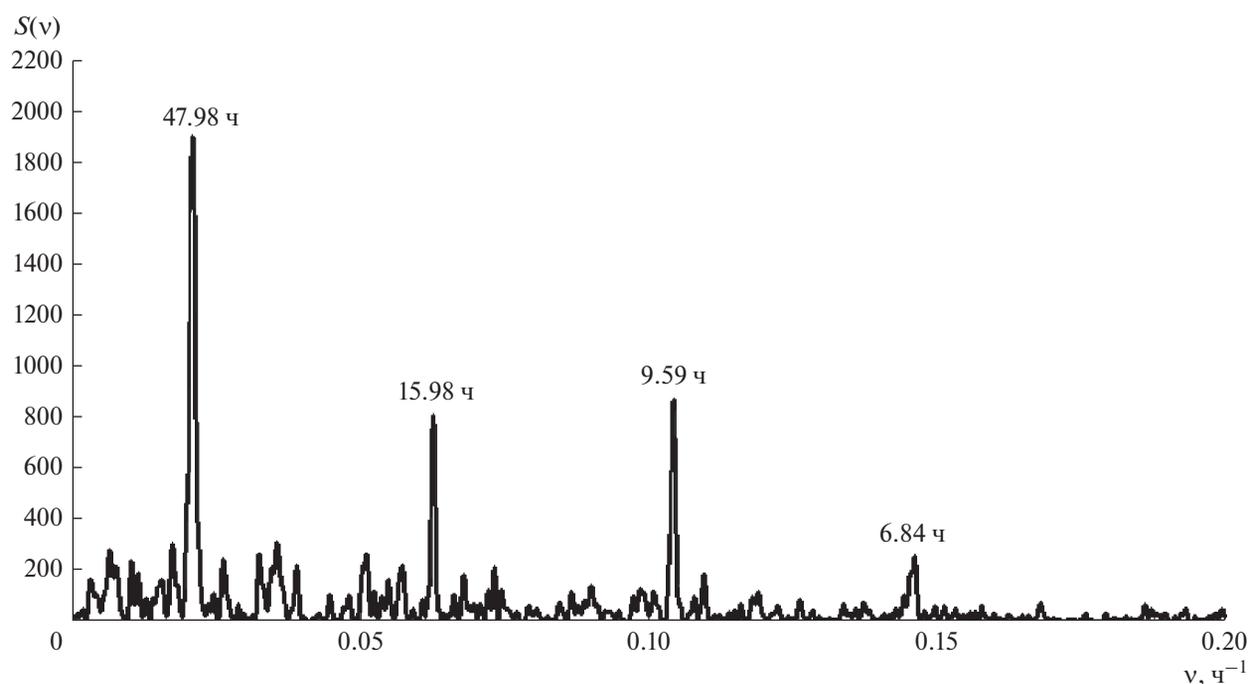
#### ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ ОБЪЕДИНЕННОГО РЯДА

Периодограмма, построенная методом Скаргла по объединенному ряду, состоящему из значений блеска астероида, полученных в настоящей работе и Warner, почти не отличается от периодограммы, полученной только по пулковским наблюдениям. Относительная мощность главного пика увеличилась по сравнению с остальными, которые стали ниже его более чем в два раза. Это подтверждает то, что первый период является главным. Незначительно изменилось значение этого периода:  $P_1 = 47.98$  ч, значения остальных периодов остались прежними. При новом значении  $P_1$  точнее выполняются соотношения  $P_1 = 3P_2$ ,  $P_1 = 5P_3$  и  $P_1 = 7P_4$ : невязки 0.04, 0.03 и 0.10 ч соответственно. На рис. 3 представлена периодограмма, построенная по объединенному ряду в интервале частот от 0.0005 до  $0.2 \text{ ч}^{-1}$ , что соответствует интервалу искомым периодов от 2000 до 5 ч соответственно.

Было выполнено приведение объединенного ряда ко всем найденным периодам, к их удвоенным значениям и к периодам, предположенным по предыдущим исследованиям (32, 38, 39.1 и 58 ч). Ни в одном случае график не показал четкой кривой блеска. На рис. 4 приведен пример наиболее четкого графика — построенного с удвоенным значением главного периода. На нем пулковские наблюдения собраны в неструктурированные облака в максимумах и минимумах, а наблюдения Warner располагаются между ними.



**Рис. 2.** Объединенная кривая блеска (13553) MASAAKIKOYAMA по наблюдениям Пулковской обсерватории и Warner на общем интервале наблюдений. Время  $t$  по оси абсцисс отсчитывается в часах от 0 ч 31 июля 2018 г. по UTC. На график наложена синусоида с периодом 48.6 ч.

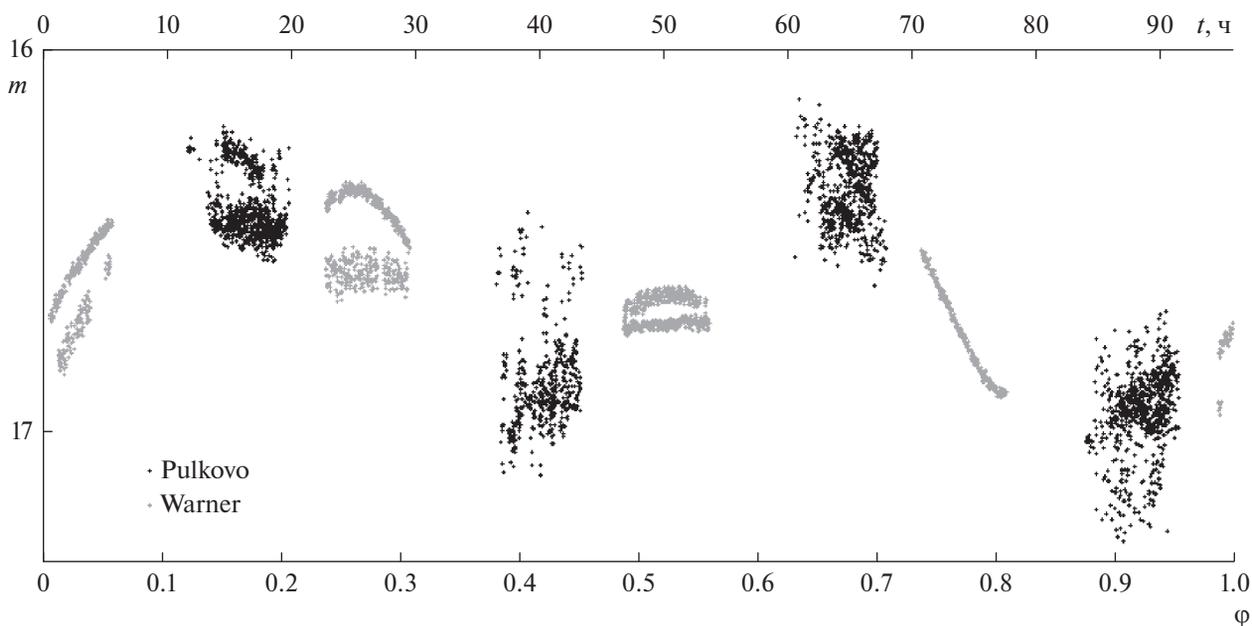


**Рис. 3.** Периодограмма, полученная методом Скаргла по объединенному (Пулково + Warner) ряду фотометрических наблюдений астероида (13553) MASAAKIKOYAMA. По оси абсцисс отложена частота  $\nu = 1/P$ , выраженная в единицах  $\text{ч}^{-1}$ , по оси ординат – мощность сигнала  $S(\nu)$  в относительных единицах. У наиболее выдающихся пиков подписаны соответствующие им значения периода  $P$  (в ч).

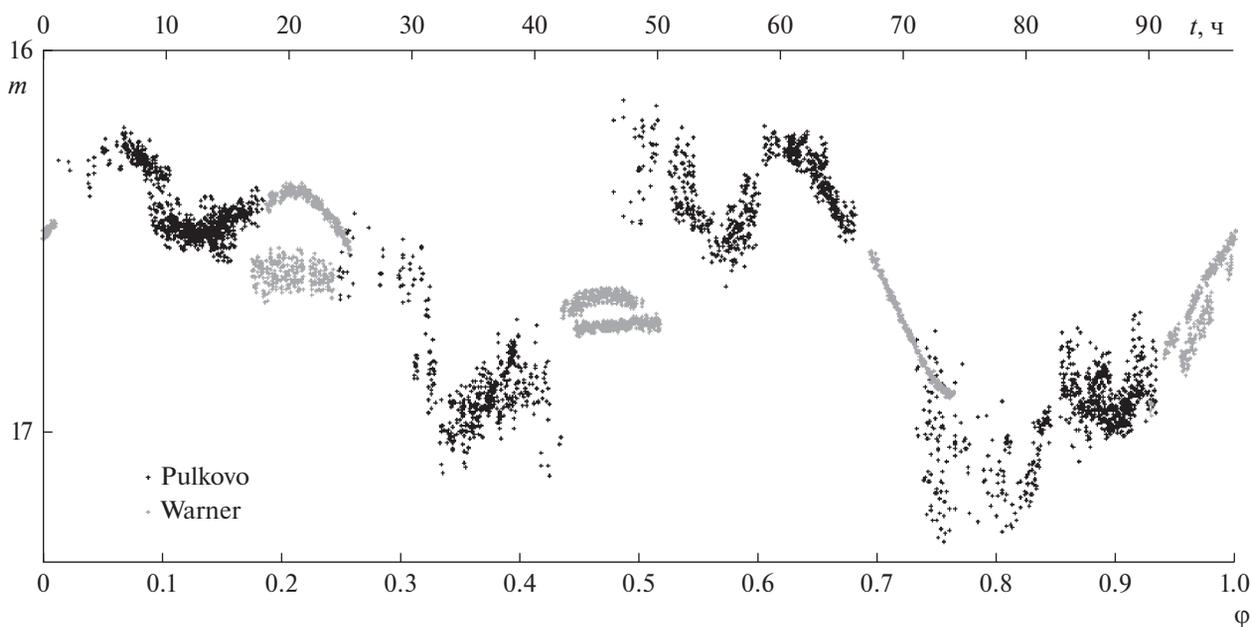
Таким образом, дополнение наших наблюдений результатами Warner не позволило преодолеть затруднение, вызванное близкой соизмеримостью периода с сутками.

Тогда нами было предпринято ручное варьирование периода вблизи всех вышеперечислен-

ных значений. Лишь в одном случае удалось добиться того, что данные в областях максимумов и минимумов (одновременно всех) выстроились в волнообразную структуру, а часть точек, относящихся к пулковским результатам, попала на “склоны” между экстремумами. Это происходит при значениях периода  $97.2 \pm 0.3$  ч (см. рис. 5).



**Рис. 4.** Объединенная кривая блеска (13553) Masaakikoyama по наблюдениям Пулковской обсерватории и Warner, приведенная к периоду 95.96 ч. По верхней оси абсцисс отложено время  $t$  в ч, по нижней — фаза  $\phi$  колебаний блеска астероида (интервал фазы 0–1 соответствует длительности указанного периода), по оси ординат — звездная величина  $m$ .



**Рис. 5.** Объединенная кривая блеска (13553) Masaakikoyama по наблюдениям Пулковской обсерватории и Warner, приведенная к периоду 97.2 ч. Обозначения такие же, как и на рис. 4.

При таком периоде отрезки кривой блеска, полученные Warner, почти полностью заполняют промежутки в нашей кривой, при этом они удачно подходят по уровню звездной величины. Промежутки между отрезками, полученными нами и Warner в течение одних суток, заполняются нашими результатами, наблюденными в других

циклах (сравните промежутки 478–492 ч и 525–540 ч на рис. 2 с соответствующими им промежутками 60–74 ч и 10–25 ч на рис. 5). Хорошо стыкуются наблюдения Warner, полученные 21 августа, (промежутки 508–515 ч на рис. 2) с нашими наблюдениями, полученными в другие даты, см. промежутки 90–0–5 ч на рис. 5.

**Таблица 3.** Элементы начальной орбиты астероида Masaakikoyama на эпоху JD2458000.5 и орбиты MPC на эпоху JD2458600.5

	Начальные (JD2458000.5)	MPC (JD2458600.5)
$M, ^\circ$	261.97734	84.52854
$\omega, ^\circ$	109.89701	109.91655
$\Omega, ^\circ$	193.52461	193.49940
$i, ^\circ$	5.87457	5.87434
$e$	0.4641520	0.4639282
$a, \text{a. e.}$	2.18915870	2.18933550
$q, \text{a. e.}$	1.17305631	1.17364102

Синусоида с периодом 48.6 ч (равным половине найденного: в предположении о двугорбой форме кривой блеска) наложена на графики результатов наблюдений на рис. 1 и 2.

Однако отрезки, полученные Warner в разных циклах, но приходящиеся на одну фазу, не совпадают друг с другом по уровню блеска (см. на рис. 5 интервалы 90–0–1, 17–25 и 42–50 ч). То же относится и к результатам пулковских наблюдений, например, в интервалах 30–40 и 80–90 ч.

Такая картина вполне соответствует предположению о вращении астероида с кувырканием, проявляющемся в одновременном наличии на кривой блеска двух периодов: вращения астероида вокруг оси и вращения (прецессии) самой оси. У “кувыркающихся” астероидов кривая блеска не повторяет свою форму в точности от цикла к циклу. Поэтому, если приводить ее к одному из периодов, то отрезки кривой с одинаковой фазой, но полученные в разные циклы, не совпадают друг с другом по уровню звездной величины (см. Pravac и др., 2005), и получаются графики, похожие на рис. 5.

Полный размах изменений блеска составляет примерно  $0.9^m$ , что может объясняться вытянутой формой астероида с отношением осей фигуры примерно 2.3.

Волнообразные колебания блеска в областях максимумов, достигающие  $0.3^m$ , могут вызываться сложной формой астероида (крупными выпуклостями и впадинами). Такие же колебания угадываются и в других частях графика, но из-за большого разброса данных уверенно говорить об их наличии нельзя.

### УЛУЧШЕНИЕ ОРБИТЫ АСТЕРОИДА MASAAKIKOYAMA С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАБЛЮДЕНИЙ ПУЛКОВСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

Наблюдения астероида (13553) Masaakikoyama, выполненные на телескопах Пулковской обсерватории, были использованы также для получения точных астрометрических координат астероида, которые, в свою очередь, позволили провести улучшение его орбиты.

Астрометрическая обработка ПЗС-кадров выполнялась также с помощью программного пакета АПЕКС-II (Девяткин и др., 2010). В качестве опорного астрометрического каталога использовался каталог UCAC-4. Астрометрическая редукция выполнялась методом восьми постоянных. Всего из пулковских наблюдений было получено 2923 астрометрических положения астероида.

Улучшение орбиты астероида выполнялось дифференциальным методом с помощью программы Orbimpr из программного пакета ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012).

Помимо пулковских результатов, использовались также данные наблюдений обсерваторий всего мира, собранные на сайте Центра малых планет (IAU Minor Planet Center – MPC, [https://www.minorplanetcenter.net/db\\_search/show\\_object?utf8=✓&object\\_id=13553](https://www.minorplanetcenter.net/db_search/show_object?utf8=✓&object_id=13553)). Из всего массива было сформировано три набора входных данных:

- 1) Все мировые наблюдения плюс пулковские наблюдения (ЗА-320М и МТМ-500М);
- 2) Все мировые наблюдения плюс пулковские (только ЗА-320М);
- 3) Мировые наблюдения, полученные только в 2018 г. (в последнюю оппозицию), плюс пулковские наблюдения (ЗА-320М и МТМ-500М).

Первые два набора включают наблюдения за 1992–2018 гг.

В процессе улучшения орбиты часть входных данных отбрасывалась по критерию “3 сигма”.

В качестве начальной использовалась орбита, построенная на эпоху 17 декабря 2017 г. (JD2458000.5) по предшествующим наблюдениям, общим числом 851. Новые элементы орбиты получались на эту же эпоху, а затем переводились на эпоху JD2458600.5 для сравнения с орбитой MPC. Элементы начальной орбиты и орбиты сравнения даны в табл. 3. В табл. 4 показано количество исходных и использованных данных из трех наборов, а также точность данных относительно исходной и улучшенной орбит. Результаты нашего улучшения орбиты по разным наборам данных и их сравнение представлены в табл. 5–7.

Сравнительный анализ таблиц показывает, что имеется существенное улучшение элементов орбит астероида в тех случаях, когда привлека-

**Таблица 4.** Характеристики использованных наборов данных и орбит, улучшенных с их помощью

Набор данных	Использовано данных	RMS исходной орбиты	RMS улучшенной орбиты
1	3704	0".755	0".108
2	3177	0".664	0".120
3	3357	0".707	0".116

**Таблица 5.** Улучшенные элементы орбиты астероида Masaakikoyama и их сравнение с орбитой MPC. Входные данные – все мировые наблюдения с сайта MPC плюс пулковские наблюдения (ЗА-320М и МТМ-500М)

	JD2458000.5			JD2458600.5	
	улучшенные	коррекция	ошибка	улучшенные	улучшенные – MPC
$M, ^\circ$	261.97732	-0.00002	0.000001	84.52854	0.00000
$\omega, ^\circ$	109.89713	0.00012	0.000004	109.91664	0.00009
$\Omega, ^\circ$	193.52450	-0.00011	0.000003	193.49931	-0.00009
$i, ^\circ$	5.87456	-0.00001	0.000000	5.87433	-0.00001
$e$	0.4641520	0.0000000	0.00000000	0.4639283	0.0000001
$a, \text{ а. е.}$	2.18915868	-0.00000002	0.000000000	2.18933555	-0.00000005
$q, \text{ а. е.}$	1.17305623			1.17364089	-0.00000012

**Таблица 6.** То же, что и в табл. 5, но входные данные – все мировые наблюдения с сайта MPC плюс наблюдения только ЗА-320М

	JD2458000.5			JD2458600.5	
	улучшенные	коррекция	ошибка	улучшенные	улучшенные – MPC
$M, ^\circ$	261.97732	-0.00002	0.000001	84.52854	0.00000
$\omega, ^\circ$	109.89713	0.00012	0.000004	109.91664	0.00009
$\Omega, ^\circ$	193.52450	-0.00011	0.000003	193.49931	-0.00009
$i, ^\circ$	5.87456	-0.00001	0.000000	5.87433	-0.00001
$e$	0.4641520	0.0000000	0.00000000	0.4639283	0.0000001
$a, \text{ а. е.}$	2.18915868	-0.00000002	0.000000000	2.18933555	0.00000005
$q, \text{ а. е.}$	1.17305623			1.17364089	0.00000013

лись наблюдения, полученные в ГАО РАН. В целом использование новых наблюдений 2018 г. уменьшило RMS с  $\approx 0''.7$  до  $\approx 0''.1$ . Также необходимо отметить, что использование только новых наблюдений 2018 года позволило получить орбиту астероида, которая близка к орбите, полученной за весь период наблюдений этого астероида.

## ВЫВОДЫ

По объединенному ряду значений блеска астероида (13553) Masaakikoyama, полученных на телескопах Пулковской обсерватории и по наблюдениям Warner ([http://alcdef.org/alcdef\\_GenerateALCDEFPage.php](http://alcdef.org/alcdef_GenerateALCDEFPage.php)), методом частотного анализа Скаргла был выделен период колебаний блеска астероида равный 47.98 ч. Еще три пика,

выделяющихся на периодограмме Скаргла, являются гармониками этого периода.

Период осевого вращения астероида, по-видимому, близок к удвоенному значению найденного периода (95.96 ч). Кривая блеска, приведенная к этому периоду, имеет двугорбую форму (рис. 4), но точки в областях минимумов и максимумов лежат в широком диапазоне звездных величин, образуя неструктурированные облака.

Однако ручной подбор периода вблизи указанного выше значения позволил найти такое его значение ( $97.2 \pm 0.3$  ч), при котором фазированная кривая блеска получает структурированную форму (рис. 5). Правда, расхождение отрезков кривой, полученных на разных циклах, частично сохраняется.

**Таблица 7.** То же, что и в табл. 5 и 6, но входные данные – мировые наблюдения только за 2018 год с сайта MPC плюс пулковские наблюдения (ЗА-320М и МТМ-500М)

	JD2458000.5			JD2458600.5	
	улучшенные	коррекция	ошибка	улучшенные	Улучшенные – MPC
$M$ , °	261.97737	0.00003	0.000010	84.52851	–0.00003
$\omega$ , °	109.89706	0.00005	0.000009	109.91657	0.00002
$\Omega$ , °	193.52454	–0.00007	0.000006	193.49935	–0.00005
$i$ , °	5.87456	–0.00001	0.000001	5.87433	–0.00001
$e$	0.4641522	0.0000002	0.00000002	0.4639284	0.0000002
$a$ , а. е.	2.18915934	0.00000064	0.000000137	2.18933621	–0.00000071
$q$ , а. е.	1.17305628			1.17364094	–0.00000009

Объяснение такой кривой блеска может иметь два варианта.

Либо астероид совершает простое вращение с периодом около 97.2 ч без прецессии, а расхождения отдельных отрезков кривой вызваны неточностью наблюдений и их обработкой.

Либо прецессия оси вращения существует и проявляется в несовпадении отрезков кривой, но ее период значительно больше периода осевого вращения астероида. Такой период пока не может быть обнаружен в силу недостаточной длительности общего интервала наблюдений.

Никаких других периодов (включая ранее предполагавшиеся значения около 32, 38, 39.1 и 58 ч) частотный анализ не обнаружил.

Сложности в определении периода вращения астероида MASAAKIKOYAMA вызваны следующими причинами.

Во-первых, большой длительностью главного периода (около 97 ч).

Во-вторых, близкой соразмерностью периода с сутками (около 4 сут), т.е. со средним интервалом между наблюдениями.

В-третьих, возможным присутствием на кривой блеска еще одного периода (возможное вращение с кувырканием).

В-четвертых, наличием на кривой блеска дополнительных колебаний (похоже, непериодических) с амплитудой до примерно 1/3 от амплитуды основного периода, вызванных, по-видимому, сложной формой астероида.

Также по полученным на пулковских телескопах астрометрическим положениям астероида проведена процедура улучшения его орбиты. Наблюдения, полученные в ГАО РАН, позволили существенно улучшить элементы орбиты астероида.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-02-01183.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Девяткин А.В., Канаев И.И., Кулиш А.П., Рафальский В.Б., Шумахер А.В., Куприянов В.В., Бехтева А.С. Автоматизация астрономических наблюдений на ЗА-320. II // Изв. ГАО РАН. 2004. № 217. С. 505–530.
- Девяткин А.В., Горшанов Д.Л., Куприянов В.В., Верещагина И.А. Программные пакеты “Апекс-I” и “Апекс-II” для обработки астрономических ПЗС-наблюдений // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 1. С. 74–87. (Devyatkin A.V., Gorshanov D.L., Kouprianov V.V., Verestchagina I.A. Apex I and Apex II software packages for the reduction of astronomical CCD observations // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 1. P. 68–80.)
- Кулиш А.П., Девяткин А.В., Рафальский В.Б., Ибрагимов Ф.М., Куприянов В.В., Верещагина И.А., Шумахер А.В. Автоматизация комплекса телескопа МТМ-500М // Изв. ГАО РАН. 2009. № 219. Вып. 1. С. 192–218.
- Львов В.Н., Цекмейстер С.Д. Использование программного пакета ЭПОС для исследования объектов Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 2. С. 190–192. (Lvov V.N., Tsekmeister S.D. The use of the EPOS software package for research of the Solar System objects // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 2. P. 177–179.)
- Ieva S., Dotto E., Perna D., Barucci M.A., Bernardi F., Fornasier S., De Luise F., Perozzi E., Rossi A., Brucato J.R. Low delta-V near-Earth asteroids: A survey of suitable targets for space missions // Astron. and Astrophys. 2014. V. 569. A59.
- Krugly Yu.N., Gafonyuk N.M., Belskaya I.N., Chiorny V.G., Shevchenko V.G., Velichko F.P., Lupishko D.F., Konovalenko A.A., Falkovich I.S., Molotov I.E. Kharkiv study of near-Earth asteroids // Proc. IAU Symp. № 236: “Near Earth Objects, our Celestial Neighbors: Opportunity and Risk” (Prague, Czech Republic, August 14–18, 2006) / Eds Milani A., Valsecchi G.B., Vokrouhlický D. 2007. P. 385–389.
- Lagekvist C.-I., Williams I.P. Physical studies of asteroids. XV. Determination of slope parameters and absolute magnitudes for 51 asteroids // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1987. V. 68. P. 295–315.

- Pravec P., Harris A.W., Scheirich P., Kušnirák P., Šarounová L., Hergenrother C.W., Mottola S., Hicks M.D., Masi G., Krugly Yu.N., Shevchenko V.G., Nolan M.C., Howell E.S., Kaasalainen M., Galád A., Brown P., DeGraff D.R., Lambert J.V., Cooney Jr. W.R., Foglia S.* Tumbling asteroids // *Icarus*. 2005. V. 173. P. 108–131.
- Scargle J.D.* Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data // *Astrophys. J.* 1982. V. 263. P. 835–853.
- Warner B.D.* Initial results from a dedicated H-G project // *Minor Planet Bull.* 2007. V. 34. P. 113–119.
- Warner B.D., Harris A.W., Ďurech J., Benner L.A.M.* Light-curve photometry opportunities: 2018 July–September // *Minor Planet Bull.* 2018. V. 45. № 3. P. 304–309.
- Warner B.D., Stephens R.D.* Near-Earth asteroids lightcurve analysis at the Center for Solar System studies: 2018 July–September // *Minor Planet Bulletin*. 2019. V. 46. № 1. P. 27–40.
- <https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi#top>
- <http://www.asu.cas.cz/~ppravec/newres.txt>
- [http://alcdef.org/alcdef\\_GenerateALCDEFPage.php](http://alcdef.org/alcdef_GenerateALCDEFPage.php)
- [http://www.planetarysciences.org/PHP/CS3\\_Lightcurves.php](http://www.planetarysciences.org/PHP/CS3_Lightcurves.php)
- [https://www.minorplanetcenter.net/db\\_search/show\\_object?utf8=✓&object\\_id=13553](https://www.minorplanetcenter.net/db_search/show_object?utf8=✓&object_id=13553)
- [https://echo.jpl.nasa.gov/asteroids/goldstone\\_asteroid\\_schedule.html](https://echo.jpl.nasa.gov/asteroids/goldstone_asteroid_schedule.html)

УДК 523.44

## ПОЛЯРИМЕТРИЯ АСТЕРОИДА (599) LUISA – НОВОГО БАРБАРИАНЦА

© 2020 г. Д. Ф. Лупишко<sup>a, \*</sup>, Н. Н. Киселев<sup>b</sup>, Н. В. Карпов<sup>c, d</sup>

<sup>a</sup>НИИ астрономии Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

<sup>b</sup>Крымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук (КрАО РАН), Крым, Россия

<sup>c</sup>Терскольский филиал ИНАСАН Российской академии наук, г. Тырныауз, Россия

<sup>d</sup>Международный центр астрономических и медико-экологических исследований НАН Украины, г. Харьков, Украина

\*e-mail: lupishko@astron.kharkov.ua

Поступила в редакцию 16.05.2019 г.

После доработки 24.06.2019 г.

Принята к публикации 11.07.2019 г.

Приведены результаты поляриметрических наблюдений астероида (599) Luisa, выполненных на однотипных апертурных фотоэлектрических поляриметрах 2.6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории и телескопа Цейсс-2000 обсерватории Пик Терскол в ноябре 2018 г. и феврале 2019 г. По этим и имеющимся литературным данным получены параметры составной фазовой зависимости степени поляризации  $P_{\min} = -1.68\%$ ,  $\alpha_{\min} = 14.7^\circ$ ,  $\alpha_{\text{inv}} = 29.2^\circ$ , свидетельствующие о принадлежности астероида к классу “барбарянцев”. Показано возрастание абсолютного значения отрицательной степени поляризации астероида с длиной волны в области фотометрических полос *BVRI*, которое противоречит данным Wagnulo и др. (2015), но согласуется со спектральным ходом поляризации остальных силикатных астероидов S-, K- и L-типов, включая известных барбарянцев. Обсуждаются возможные причины различий в спектральном ходе степени поляризации этого астероида. Отмечена уникальность свойств астероида (599) Luisa, в котором сочетаются спектральные свойства силикатных астероидов L-типа и поляризационные свойства ( $P_{\min}$  и наклон  $h$ ) низкоальбедных C- и Ch-астероидов.

**Ключевые слова:** астероиды, астероиды-барбарянцы, (599) Luisa, поляриметрия, фазовая кривая поляризации, спектральная зависимость поляризации, классификация

DOI: 10.31857/S0320930X20010077

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в работе Cellino и др. (2006) впервые было сообщено, что астероид (234) Barbara показывает аномально широкую отрицательную ветвь фазовой кривой поляризации. При фазовом угле  $\alpha \sim 20^\circ$  измеренная поляризация его была отрицательной и составляла около  $-1\%$ , а предполагаемый угол инверсии в этом случае ожидался в области  $\alpha \sim 30^\circ$ . По таксономической классификации Tholen (1984) Barbara относится к S-классу, а точнее, к S-комплексу, в котором позже по мере накопления новых данных было выделено ряд подклассов. Так, Bus, Binzel (2002) и DeMeo и др. (2009) по характеру спектрального наклона выделили среди S-астероидов K-, L- и Ld-подклассы и классифицировали астероид Barbara как Ld- и L-объект. Таких астероидов всего оказалось около двух десятков, при этом поляриметрические измерения были сделаны только для (234) Barbara.

В связи с этим Gil-Hutton и др. (2008) выполнили программу поляриметрии L- и K-астероидов с целью поиска объектов с аномальными поляриметрическими свойствами. В результате были

проведены новые более детальные наблюдения астероида Barbara (к сожалению, только в полосе *V*). Авторы обнаружили четыре новых астероида с параметрами поляризации, подобными (234) Barbara, это астероиды L-класса (172) Vaucis, (236) Honoria, (980) Anacostia и астероид K-класса (679) Raх. Все они показали аномально широкую отрицательную ветвь фазовой кривой, которая для всех этих пяти астероидов описывается такими средними параметрами: глубина отрицательной ветви фазовой кривой  $P_{\min} = -1.36 \pm 0.13\%$ , фазовый угол минимума поляризации  $\alpha_{\min} = 13.8^\circ$ , наклон фазовой кривой в точке инверсии (поляриметрический наклон)  $h = 0.183 \pm 0.007$  и угол инверсии  $\alpha_{\text{inv}} = 28.4^\circ$ . Таким образом, отрицательная ветвь фазовой кривой этой группы астероидов, названных “барбарянами”, продолжается почти до  $\alpha_{\text{inv}} \sim 30^\circ$  вместо обычных  $\alpha_{\text{inv}} \sim 20^\circ$ .

Как отметили Cellino и др. (2014), некоторые из астероидов-барбарянцев, например, (980) Anacostia, относятся к динамическому семейству Watsonia или же в пространстве собственных элементов находятся в непосредственной близости к

**Таблица 1.** Степень поляризации (599) Luisa и других астероидов по данным измерений Bagnulo и др. (2015)

Астероид	Тип	$\alpha$ , °	$V$ , %	$R$ , %	$I$ , %
<b>599 Luisa</b>	<b>S/K/L</b>	<b>26.9</b>	<b>-0.39</b>	<b>-0.30</b>	<b>-0.16</b>
7 Iris	S/S/S	26.9	0.58	0.52	0.48
		27.5	0.68	0.62	0.56
		28.2	0.75	0.68	0.64
8 Flora	S-/S	28.4	0.78	0.68	0.60
208 Lacrimosa	S/Sk/-	13.7	-0.46	-0.47	-0.50
236 Honoria	S/L/L	7.1	-1.00	-1.08	-1.17
24 Themis	C/B/C	14.0	-1.23	-1.18	-1.12
51 Nemausa	CU/Ch/Cgh	15.7	-1.11	-1.10	-1.06

этому семейству, как например, еще один астероид-барбариец (387) Aquitania. Оба они, как и сам астероид (234) Barbara, классифицируются как объекты L-класса (Bus, Binzel, 2002) или S-класса по классификации Tholen (1984) и показывают подобные спектры отражения с признаками минерала шпинель ( $[\text{Fe}, \text{Mg}]\text{Al}_2\text{O}_4$ ), что вообще является довольно редким свойством среди остальных силикатных типов астероидов. В то же время из спектральных данных известно, что один из членов семейства Watsonia – астероид (599) Luisa – тоже содержит признаки минерала шпинель (Sunshine и др., 2008) и, следовательно, тоже может быть кандидатом в барбарийцы. Однако из-за отсутствия поляриметрических наблюдений этого астероида, принадлежность Luisa к барбарийцам оставалась не выясненной.

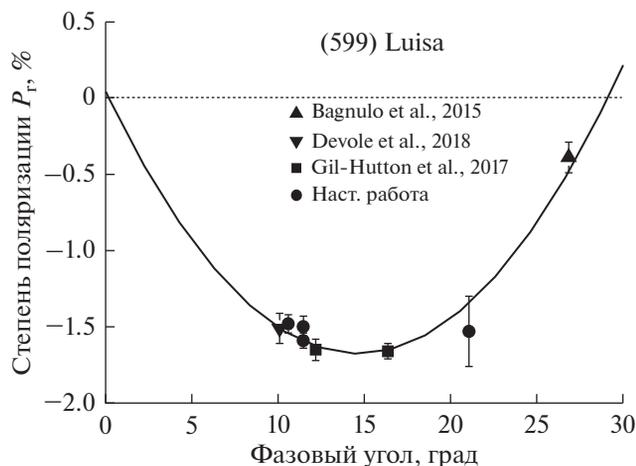
Первые поляриметрические наблюдения (599) Luisa вместе с 11 другими астероидами разных типов были проведены Bagnulo и др. (2015). В табл. 1 приведены результаты измерений степени поля-

ризации (599) Luisa и еще нескольких силикатных и низкоальбедных астероидов, взятые из статьи этих авторов ( $\alpha$  – фазовый угол, а тип астероида указан по трем классификациям: (Tholen, 1984), (Bus, Binzel, 2002), (DeMeo и др., 2009)).

Bagnulo и др. (2015) отметили, что астероид (599) Luisa при  $\alpha = 26.9^\circ$  показывает не положительную степень поляризации (как это имеет место для большинства астероидов), а отрицательную, причем довольно значительную  $P(V) = -0.39\%$ . Если это измерение правильное, то оно означает, что астероид имеет аномально широкую отрицательную ветвь фазовой кривой поляризации, простирающуюся вплоть до  $\alpha \sim 30^\circ$ . На этом основании авторы упомянутой статьи предположили, что Luisa является новым кандидатом в барбарийцы.

Однако вызывает большой вопрос характер изменения степени поляризации (599) Luisa по спектру. Хорошо известно, что абсолютные значения степени отрицательной поляризации астероидов силикатных типов (S, Q, L, K) возрастают с длиной волны, а положительной – наоборот, уменьшаются (Lupishko, Shkuratov, 2016). Это подтверждается также измерениями Bagnulo и др. (2015) для остальных астероидов этих типов (см. астероиды (208) Lacrimosa и (236) Honoria в табл. 1). Однако, ход поляризации (599) Luisa противоречит этим данным. Из рис. 1 статьи Bagnulo и др. (2015) видно, что спектральный наклон отрицательной поляризации (599) Luisa противоположен наклону отрицательной поляризации указанных астероидов (208) Lacrimosa и (236) Honoria (тоже барбарийец!), что видно также и из табл. 1. В то же время этот наклон оказался одинаковым по знаку с наклонами для низкоальбедных астероидов.

Что же может быть причиной такого спектрального наклона отрицательной поляризации (599) Luisa? В принципе, можно рассматривать следующие возможности:



**Рис. 1.** Составная фазовая зависимость степени поляризации астероида (599) Luisa в фильтре  $V$ , полученная по всем имеющимся данным.

а) измеренная Vagnulo и др. (2015) поляризация (599) Luisa при  $\alpha = 26.9^\circ$  на самом деле является положительной, а не отрицательной;

б) астероид (599) Luisa является не силикатным S/K/L-классов, а низкоальбедным.

Однако у нас нет оснований не доверять имеющимся поляриметрическим или спектральным наблюдениям, точно так же, как и имеющимся классификациям (599) Luisa по типам. Поэтому можно пока предположить, что астероид (599) Luisa является уникальным по своим свойствам и не вписывается в известные “нормы”. Но поскольку измерения поляризации астероида были проведены только для одного угла фазы  $\alpha = 26.9^\circ$  (Vagnulo и др., 2015), то естественно, что нужны более полные и многоцветные поляриметрические наблюдения астероида.

### НАБЛЮДЕНИЯ (599) LUISA

Новые поляриметрические наблюдения (599) Luisa были проведены в ноябре 2018 г. и в феврале 2019 г. на телескопах 2.6 м Крымской астрофизической обсерватории и Цейсс 2000 Международной обсерватории Пик Терскол, соответственно. В обоих случаях использовались однотипные двухканальные фотоэлектрические поляриметры (Шаховской и др., 2020). Оптический тракт каждого поляриметра включает в себя вращающуюся ахроматическую четверть-волновую фазовую пластинку и поляризационный анализатор – призму Волластона. Призма разделяет входящий свет на два ортогонально поляризованных пучка, которые затем разделяются с помощью отклоняющих зеркал на два канала. В красном канале используется охлаждаемый ФЭУ Hamamatsu R943-02. Этот канал предназначен для наблюдений в полосах *UBVRI*. В синем канале используется ФЭУ EMI 6556 B, который в сочетании с фильтрами обеспечивает проведение наблюдений в полосах *UBV*. Для регистрации сигнала используется принцип синхронного детектирования, то есть вращение фазовой пластинки синхронизируется со счетом импульсов ФЭУ. Наблюдения стандартных звезд показали низкую инструментальную степень поляризации  $P_{instr} \leq 0.02\%$  и ее высокую стабильность от сезона к сезону наблюдений для обоих поляриметров.

В табл. 2 приведены результаты наших наблюдений вместе с появившимися в последнее время результатами других авторов (Vagnulo и др., 2015; Gil-Hutton и др., 2017; Devogele и др., 2018). Она содержит дату и средний момент наблюдений, обозначение фотометрической полосы, фазовый угол  $\alpha$ , позиционный угол плоскости рассеяния  $\psi$ , измеренную степень поляризации  $P$  и позиционный угол плоскости поляризации  $\theta$  с их среднеквадратическими ошибками  $\sigma_P$  и  $\sigma_\theta$ , степень по-

ляризации  $P_r$  и позиционный угол плоскости поляризации  $\theta_r$  в системе координат, связанной с плоскостью рассеяния, и ссылку на наблюдения.

Средние значения степени инструментальной поляризации и их ошибки были учтены в приводимых в табл. 1 наших данных для астероида (599) Luisa. Приведенная ошибка степени поляризации в основном определялась статистикой накопленных импульсов. Большая ошибка измерений степени поляризации  $\approx 0.2\%$  11 февраля 2019 г. вызвана малым накоплением импульсов из-за облачности.

### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены все имеющиеся данные наблюдений (599) Luisa в полосе *V* и составная фазовая зависимость поляризации, построенная по этим данным. Аппроксимация наблюдательных данных на этом рисунке (как и на последующих) выполнена полиномом 2-й степени. Параметры кривой степени поляризации Luisa  $\alpha_{min} = 14.7^\circ$ ,  $P_{min} = -1.68\%$ ,  $\alpha_{inv} = 29.2^\circ$  указывают на очень широкую и глубокую отрицательную ветвь, что убедительно подтверждает предположение Vagnulo и др. (2015) о том, что этот астероид действительно является барбарянцем. При этом полученное значение угла инверсии, как видно из рис. 2, является одним из наибольших среди всех известных барбарянцев (наибольшим может быть у астероида (402) Chloe, однако пока нет его измерений на  $\alpha > 23.2^\circ$ ).

Отметим, что с одной стороны, спектр астероида Luisa (см., например, Sunshine и др., 2008; Devogele и др., 2018) хорошо измерен в области 0.5–2.5 мкм и полностью соответствует спектрам с полосами поглощения силикатов вблизи 1 и 2 мкм других астероидов-барбарянцев L-класса, таких как (234) Barbara, (387) Aquitania и (980) Apacostia. Спектры этих астероидов с устойчивым возрастанием отражательной способности в красную область кардинально отличаются от почти нейтральных спектров низкоальбедных астероидов. Но, с другой стороны, глубина отрицательной ветви фазовой кривой поляризации (599) Luisa  $P_{min} = -1.68\%$  является очень близкой к среднему значению для низкоальбедных C- и Ch-астероидов  $P_{min} = -1.70 \pm 0.37\%$ , а не к среднему значению  $P_{min} = -1.43 \pm 0.20\%$  для L-астероидов и, тем более, к значению  $0.75 \pm 0.20\%$  для S-астероидов (Belskaya и др., 2017). Соответствующее значение поляриметрического альбедо (599) Luisa, согласно обобщенной калибровке шкалы поляриметрических альбедо астероидов (Lupishko, 2018), получается равным  $p_v = 0.066$  по параметру  $P_{min}$  и  $p_v = 0.085$  по параметру наклона  $h$ . Среднее из этих двух значений  $p_v = 0.075$  тоже больше со-

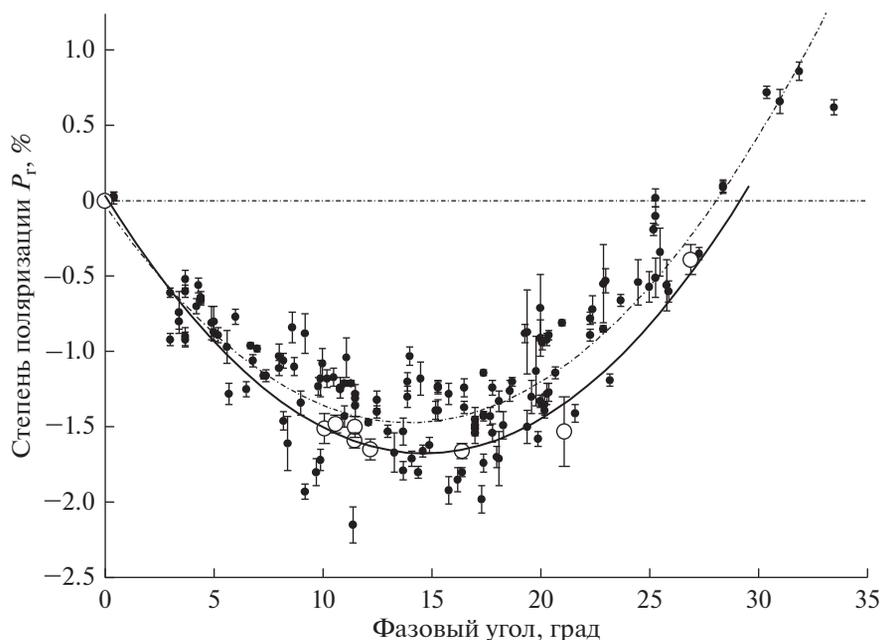
**Таблица 2.** Результаты поляриметрических наблюдений астероида (599) Luisa

Дата, UT	Полоса	$\alpha$ , °	$\psi$ , °	$P$ , %	$\sigma P$ , %	$\theta$ , °	$\sigma\theta$ , °	$P_{\Gamma}$ , %	$\theta_{\Gamma}$ , °	Ссылка
2018 11 02.980	V	11.5	249	1.47	0.07	69.63	1.41	-1.47	90.62	Наст. работа
2018 11 02.993	R	11.5	249	1.77	0.05	65.69	0.75	-1.76	86.69	Наст. работа
2018 11 02.994	V	11.5	249	1.61	0.05	64.24	0.97	-1.59	85.24	Наст. работа
2018 11 03.010	I	11.5	249	1.77	0.04	66.75	0.72	-1.76	87.75	Наст. работа
2018 11 04.898	B	10.6	247	1.44	0.13	62.76	2.57	-1.42	85.66	Наст. работа
2018 11 04.962	V	10.6	247	1.50	0.06	62.96	1.24	-1.48	85.86	Наст. работа
2018 11 04.935	R	10.6	247	1.62	0.06	64.40	1.10	-1.61	87.30	Наст. работа
2018 11 04.994	I	10.6	247	1.78	0.05	65.76	0.76	-1.78	88.74	Наст. работа
2018 11 05.013	B	10.6	247	1.27	0.12	58.08	2.63	-1.21	81.06	Наст. работа
2019 02 11.886	V <sup>1</sup>	21.1	77.6	1.54	0.23	80.12	4.28	-1.53	92.53	Наст. работа
2019 02 11.879	R <sup>1</sup>	21.1	77.6	1.45	0.16	73.20	3.20	-1.43	85.61	Наст. работа
2019 02 11.892	I <sup>1</sup>	21.1	77.6	1.76	0.20	60.57	3.22	-1.46	72.98	Наст. работа
2013–2014	V	26.9	—	—	0.1	—	—	-0.39	—	Bagnulo и др., 2015
2013–2014	R	26.9	—	—	0.1	—	—	-0.30	—	Bagnulo и др., 2015
2013–2014	I	26.9	—	—	0.1	—	—	-0.16	—	Bagnulo и др., 2015
2013 09 04	V	16.4	110.5	1.66	0.05	109.7	0.8	-1.66	—	Gil-Hutton и др., 2017
2013 10 05	V	12.2	9.6	1.65	0.07	7.0	1.3	-1.65	—	Gil-Hutton и др., 2017
2019 04 10	V	10.9	—	—	0.1	—	—	-1.51	—	Devoegele и др., 2018

**Примечание.** <sup>1</sup> Малое накопление сигнала из-за облачности.

ответствует среднему альбедо C- и Ch-астероидов  $0.068 \pm 0.015$ , чем среднему альбедо L-астероидов  $0.157 \pm 0.039$  (Belskaya и др., 2017). Таким образом,

астероид (599) Luisa действительно можно рассматривать как уникальный по своим свойствам. Спектрально Luisa соответствует среднеальбед-



**Рис. 2.** Фазовая зависимость поляризации в полосе V для всей популяции известных барбарянцев (точки) согласно данным Lupishko (2019), пунктирная кривая — ее аппроксимация. Открытые кружки — имеющиеся наблюдения астероида (599) Luisa, а сплошная кривая — их аппроксимация.

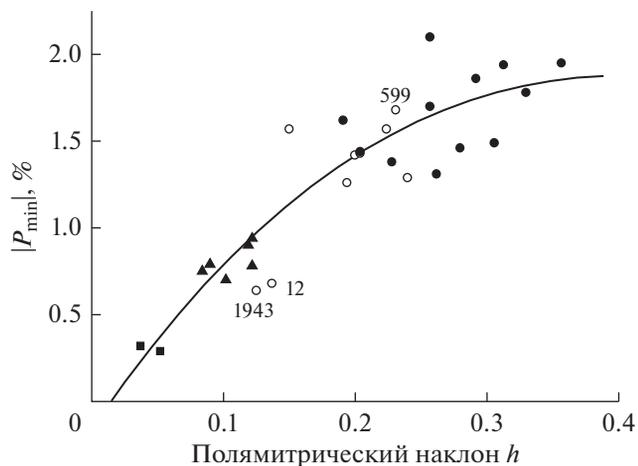


Рис. 3. Положение астероидов разных типов на диаграмме “ $P_{\min}$ –наклон  $h$ ”. ● – низкоальбедные С-, G-, В- и Р-типы, ○ – L-тип, ▲ – S-тип и ■ – E-тип.

ным силикатным астероидам L-класса, а поляриметрически – низкоальбедным С- и Ch-астероидам и одновременно удовлетворяет основному критерию астероидов-барбарянцев – большое значение угла инверсии.

На диаграмме параметров  $P_{\min}$  и поляриметрический наклон  $h$  (рис. 3) астероиды L-класса барбарянцы вплотную примыкают к низкоальбедным астероидам С-, В- и G-классов и даже частично перекрываются, при этом барбарянец (599) Luisa наиболее близок к последним. В то же самое время L-астероиды не барбарянцы (12) Victoria и (1943) Anteros (см. Binzel и др., 2004), примыкают вплотную к S-астероидам.

Однако вернемся к спектральному ходу отрицательной поляризации астероида, который по измерениям Bagnulo и др. (2015) противоречит имеющимся данным для других астероидов этого класса. Как видно из табл. 2, наши наблюдения были проведены в полосах BVRI, предусматривая тем самым также оценку спектрального хода поляризации. По измерениям 2 и 4 ноября 2018 г. (измерения 11 февраля 2019 г. отягощены существенно большими погрешностями) можно видеть возрастание степени отрицательной поляризации (599) Luisa в красную область спектра, как и должно быть для среднеальбедных силикатных S-, K- и L-астероидов. А почему измерения Bagnulo и др. (2015) дают обратный спектральный ход, в отличие от их же измерений S- и L-астероидов (208) Lacrimosa и (236) Honoria – остается загадкой. Нужны дополнительные измерения поляризации этого астероида в разных участках спектра.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые поляриметрические наблюдения астероида (599) Luisa, в спектре которого обнаружено присутствие минерала шпинель, уверенно подтвердили принадлежность его к группе барбарянцев с параметрами поляризационной фазовой кривой  $\alpha_{\min} = 14.7^\circ$ ,  $P_{\min} = -1.68\%$ ,  $\alpha_{\text{inv}} = 29.2^\circ$ . Эти наблюдения показали возрастание абсолютного значения отрицательной поляризации астероида в красную область спектра в области BVRI-длин волн, что противоречит данным Bagnulo и др. (2015), но согласуется со спектральным ходом остальных силикатных астероидов S-, K- и L-типов. Отмечена уникальность свойств астероида Luisa, в котором сочетаются спектральные свойства силикатных астероидов L-типа и поляризационные свойства низкоальбедных С- и Ch-астероидов. В целом, по своим поляризационным свойствам астероиды L-типа барбарянцы близки к низкоальбедным астероидам, а астероиды этого же типа, но не барбарянцы – близки к обычным S-астероидам. Не исключено, что при большем накоплении наблюдательных данных выявится непрерывный переход поляриметрических свойств от астероидов S-типа через L-тип к низкоальбедным С-, Ch-, G-, В- и Р-астероидам и (599) Luisa будет одним из таких переходных объектов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шаховской Д.Н., Киселев Н.Н., Долгополов А.В., Антоноук К.А., Розенбуш В.К., Иванов Ю.С., Карпов Н.В., Тарадий В.К., Колесников С.В. Двухканальные апертурные поляриметры Крымской астрофизической обсерватории и Обсерватории Пик Терскол // Бюллетень САО. 2020. (В печати).
- Bagnulo S., Cellino A., Sterzik M.F. Linear spectropolarimetry: A new diagnostic tool for the classification and characterisation of asteroids // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2015. V. 446. № 1. P. L11–L15.
- Belskaya I.N., Fornasier S., Tozzi G.P., Gil-Hutton R., Cellino A., Antonyuk K., Krugly Yu.N., Dovgopol A.N., Faggi S. Refining the asteroid taxonomy by polarimetric observations // Icarus. 2017. V. 284. № 1. P. 30–42.
- Binzel R.P., Birlan M., Bus S.J., Harris A.W., Rivkin A.S., Fornasier S. Spectral observations for near-Earth objects including potential target 4660 Nereus: Results from Meudon remote observations at the NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) // Planet. and Space Sci. 2004. V. 52. P. 291–296.
- Bus S.J., Binzel R.P. Phase II of the small main-belt asteroid spectroscopic survey: A feature-based taxonomy // Icarus. 2002. V. 158. № 1. P. 146–177.
- Cellino A., Bagnulo S., Tanga P., Novakovic B., Delbo M. A successful search for hidden Barbarians in the Watsonia asteroid family // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. Lett. 2014. V. 439. № 1. P. L75–L79.
- Cellino A., Belskaya I.N., Bendjoya Ph., Di Martino M., Gil-Hutton R., Muinonen K., Tedesco E.F. The strange pola-

- rimetric behavior of asteroid (234) Barbara // *Icarus*. 2006. V. 180. № 2. P. 565–567.
- DeMeo F.E., Binzel R.P., Slivan S.M., Bus S.J.* An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared // *Icarus*. 2009. V. 202. № 1. P. 160–180.
- Devogele M., Tanga P., Cellino A., Bendjoya Ph., Rivet J.-P., Surdej J., Vernet D., Sunshine J.M., Bus S.J., Abe L., Bagnulo S., Borisov G., Campins H., Carry B., Licandro J., McLean W., Pinilla-Alonso N.* New polarimetric and spectroscopic evidence of anomalous enrichment in spinel-bearing Calcium-Aluminium-rich Inclusions among L-type asteroids // *Icarus*. 2018. V. 304. № 1. P. 31–57.
- Gil-Hutton R., Garcia-Migani E.* Polarimetric survey of main-belt asteroids VI. New results from the second epoch of the CASLEO survey // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 607. A103. 6 p.
- Gil-Hutton R., Mesa V., Cellino A., Bendjoya P., Peñaloza L., Lovos F.* New cases of unusual polarimetric behavior in asteroids // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 482. P. 309–314.
- Lupishko D.F.* Generalized calibration of the polarimetric albedo scale of asteroids // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 2. P. 98–114.
- Lupishko D.* (Ed.) Asteroid Polarimetric Database V9.0. EAR-A-3-RDR-APD-POLARIMETRY-V9.0. NASA Planetary Data System, 2019.
- Lupishko D.F., Shkuratov Yu.G.* On spectral dependence of polarization of asteroids // *Sol. Syst. Res.* 2016. V. 50. № 5. P. 329–336.
- Sunshine J.M., Connolly H.C., McCoy T.J., Bus S.J., La Croix L.M.* Ancient asteroids enriched in refractory inclusions // *Science*. 2008. V. 320. P. 514–520.
- Tholen D.I.* Asteroid taxonomy from cluster analysis of photometry: Doct. Thesis. — Tucson: Univ. Arizona Press, 1984. 150 p.

УДК 521.1

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ В СПУТНИКОВОЙ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ДВУКРАТНО ОСРЕДНЕННОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

© 2020 г. М. А. Вашковьяк\*

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

*\*e-mail: vashkov@keldysh.ru*

Поступила в редакцию 10.06.2019 г.

После доработки 20.06.2019 г.

Принята к публикации 01.07.2019 г.

Рассмотрен внутренний (или спутниковый) вариант ограниченной эллиптической задачи трех тел. В разложении возмущающей функции задачи сохранены слагаемые до четвертой степени включительно относительно малого параметра. Отношение больших полуосей орбит возмущаемого и возмущающего тел является таким параметром, а их средние долготы – наиболее быстрыми переменными. Для анализа эволюции орбиты тела пренебрежимо малой массы использована схема Гаусса независимого двойного осреднения по быстрым переменным. Приведены явные аналитические выражения двукратно осредненной возмущающей функции и ее производных по элементам, входящих в правые части эволюционных уравнений. Детально исследованы интегрируемые случаи двукратно осредненной задачи: плоские и ортогонально-апсидальные орбиты. В общем (неинтегрируемом) случае проведено численное интегрирование эволюционной системы для некоторых специальных значений параметров задачи и начальных условий, в частности, для совокупности орбитальных элементов, в которой проявляются так называемые “флипы” – переходы орбиты из прямого типа к обратному и наоборот. В модели Солнце–Юпитер–астероид на примере некоторых особенных астероидных орбит показано влияние на их эволюцию учетных в работе слагаемых четвертой степени и эллиптичности орбиты Юпитера.

**Ключевые слова:** ограниченная эллиптическая задача трех тел, внутренний вариант, двукратное осреднение, интегрируемые случаи, численное интегрирование

**DOI:** 10.31857/S0320930X20010090

### ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Осредненные задачи небесной механики являются как предметом самостоятельного аналитического и численного исследования, так и одной из методических основ для изучения динамики реальных астрономических объектов на длительных промежутках времени. Специальный интерес представляют различные осредненные схемы задачи трех тел как общей, так и ограниченной. Особо выделяется так называемая схема Гаусса независимого осреднения силовой функции задачи по двум наиболее быстрым переменным – средним долготам возмущающего и возмущаемого тел, когда их средние движения несоизмеримы. В ограниченной задаче для круговой орбиты возмущающего тела относительно центрального Н.Д. Моисеев получил полную систему независимых первых интегралов осредненных (эволюционных) уравнений в элементах (Моисеев, 1945). Качественное и аналитическое исследование эволюционных уравнений было впервые прове-

дено М.Л. Лидовым для спутникового варианта задачи, когда в разложении возмущающей функции по степеням малого параметра  $\alpha$  (отношения больших полуосей возмущаемого и возмущающего тел) сохранены лишь слагаемые второй степени (Лидов, 1961). Практически одновременно Y. Kozai выполнил исследование астероидного варианта задачи с учетом слагаемых порядка  $\alpha^8$ , включительно (Kozai, 1962). Наряду с приложениями к динамике спутников планет и астероидов, в указанных работах был выявлен эффект падения на центральное тело тела бесконечно малой массы, если его орбита сильно наклонена к плоскости орбиты возмущающего тела. Описанию этого эффекта, получившего название “эффект Лидова–Козаи”, вместе с его астрофизическими приложениями посвящена монография И.И. Шевченко (Shevchenko, 2017). Развитием исследования (Kozai, 1962) послужила работа (Ito, 2016), в которой получено разложение двукратно осредненной возмущающей функции ограниченной круговой задачи трех тел с точностью до  $\alpha^{14}$ , включительно,

для внутреннего варианта ( $\alpha < 1$ ) и до  $\alpha^{-15}$ , включительно, для внешнего варианта ( $\alpha > 1$ ). Необходимо отметить, несомненно, полиграфическую опечатку в последней строке формулы (33) последней работы.

Естественным обобщением эволюционной задачи трех тел является ее развитие на случай, более близкий к реальности, когда орбита возмущающего тела отличается от круговой. Соответствующая двукратно осредненная ограниченная эллиптическая задача имеет лишь несколько интегрируемых случаев (Вашковьяк, 1984), а в общем случае не интегрируема. Тем не менее в ней также проявляется эффект Лидова–Козаи и, как следствие, возникает новая качественная особенность – сильно эксцентрические орбиты, изменяющие в процессе эволюции свой тип с прямого на обратный и наоборот. Это явление, связанное с прохождением орбитального наклона через  $90^\circ$  и открытое исследованиями (Katz и др., 2011; Naoz и др., 2011), получило название “флип”. Указанному явлению в двукратно осредненной эллиптической задаче трех тел (как общей, так и ограниченной) с приложениями к динамике экзопланет, тройных звездных систем и малых тел Солнечной системы посвящено достаточно большое количество работ. Их обширная библиография содержится в уже упомянутой книге (Shevchenko, 2017). Из относительно недавних работ укажем статьи (Naoz, 2016; Sidorenko, 2018), посвященные “эксцентрическому эффекту Козаи–Лидова”.

В данной работе получена специальная форма разложения двукратно осредненной возмущающей функции ограниченной эллиптической задачи трех тел с точностью до  $\alpha^4$ , включительно (слагаемые порядка  $\alpha^4$  содержат, в частности, квадрат эксцентриситета орбиты возмущающего тела). Проведено более детальное рассмотрение интегрируемых случаев задачи, выполнено численное интегрирование эволюционной системы с начальными данными, отвечающими как флип-орбите, так и устойчивому равновесному решению соответствующей плоской эллиптической задачи. Кроме того, проведены численные расчеты, показывающие, что учет слагаемых порядка  $\alpha^4$  является необходимым при анализе эволюции особых астероидных орбит, в частности, ряда орбит нумерованных астероидов с либрационным изменением аргумента перигелия: № 143219, 159518, 417444 и 1866.

Рассмотрим движение материальной точки  $P$  пренебрежимо малой массы под действием притяжения центральной точки  $S$  массы  $m$  и возмущающей точки  $J$  массы  $m_1 \ll m$ , движущейся относительно  $S$  по эллиптической орбите с большой полуосью  $a_1$  и эксцентриситетом  $e_1$ . Введем прямоугольную систему координат  $Ox_1y_1z_1$  с началом в точке  $S$ , основная плоскость  $x_1Oy_1$  которой совпа-

дает с плоскостью орбиты точки  $J$ . Ось  $Ox_1$  пусть направлена в перицентр орбиты точки  $J$ , ось  $Oy_1$  – в сторону ее движения от перицентра в основной плоскости, а ось  $Oz_1$  дополняет систему координат до правой. Возмущенная орбита точки  $P$  характеризуется оскулирующими кеплеровскими элементами: большой полуосью  $a$ , эксцентриситетом  $e$ , наклоном  $i$ , аргументом перицентра  $\omega$  и долготой восходящего узла  $\Omega$ . Внутренний вариант задачи предполагает, что расстояние апоцентра орбиты точки  $P$  в процессе ее эволюции не превосходит расстояния перицентра орбиты возмущающей точки  $J$ , т.е.

$$a(1 + e) < a_1(1 - e_1).$$

Для исследования эволюции орбиты точки  $P$ , как правило, используется вековая часть  $W$  полной возмущающей функции

$$W(a, e, i, \omega, \Omega, a_1, e_1) = \frac{fm_1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\lambda_1 d\lambda}{\Delta(\lambda, \lambda_1)}.$$

Здесь, кроме уже введенных обозначений элементов орбит,  $f$  – гравитационная постоянная,  $\Delta$  – расстояние между возмущаемой и возмущающей точками  $P$  и  $J$ ,  $\lambda$  и  $\lambda_1$  – суть средние долготы этих точек, соответственно. Процедура подобного (независимого) двукратно осреднения по быстрым переменным носит название схемы Гаусса, в которой предполагается отсутствие соизмеримостей низких порядков между средними движениями точек  $J$  и  $P$ . Как следствие, в двукратно осредненной задаче появляются первые интегралы уравнений возмущенного движения в элементах (Моисеев, 1945)

$$a = \text{const}, \quad W(a, e, i, \omega, \Omega, a_1, e_1) = \text{const}, \quad (1)$$

а в случае  $e_1 = 0$  существует еще один первый интеграл  $(1 - e^2)\cos^2 i = \text{const}$ . В функции  $W$   $a_1$  и  $e_1$  вместе с  $a$  играют роль параметров эволюционной задачи.

#### СПЕЦИАЛЬНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ОСРЕДНЕННОЙ ВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФУНКЦИИ СПУТНИКОВОГО ВАРИАНТА ЗАДАЧИ И ЭВОЛЮЦИОННЫЕ УРАВНЕНИЯ

В аналитических исследованиях нередко используется и другое равносильное выражение функции  $W$  с помощью известных формул

$$W(a, e, i, \omega, \Omega, a_1, e_1) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - e\cos E) V(E) dE, \quad (2)$$

$$V(E) = \frac{fm_1}{2\pi a_1^2 \sqrt{1 - e_1^2}} \int_0^{2\pi} \frac{r_1^2}{\Delta(E, v_1)} dv_1.$$

Здесь  $E$  – эксцентрическая аномалия возмущаемой точки,  $v_1$  – истинная аномалия возмуща-

ющей точки,  $r_1 = a_1(1 - e_1^2)/(1 + e_1 \cos v_1)$ , а  $V$  представляет собой силовую функцию эллиптического гауссова кольца, моделирующего осредненное влияние точки  $J$ . В дальнейшем будет рассматриваться так называемый внутренний или спутниковый вариант задачи, в предположении  $r \ll r_1$ , а в разложении функции  $1/\Delta$  по полиномам Лежандра  $P_n$  (или по степеням отношения  $r/r_1$ ) будут сохранены слагаемые до четвертой степени, включительно, так что

$$\frac{1}{\Delta} = \frac{1}{r_1} \sum_{n=0}^{N=4} \left(\frac{r}{r_1}\right)^n P_n(\cos H),$$

$$\cos H = \frac{1}{r} (x \cos v_1 + y \sin v_1),$$

$$V(E) = \frac{fm_1}{2\pi a_1^2 \sqrt{1 - e_1^2}} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} r_1 \left[ \begin{aligned} &1 + \frac{r}{r_1} \cos H + \frac{r^2}{2r_1^2} (3\cos^2 H - 1) + \\ &\frac{r^3}{2r_1^3} (5\cos^3 H - 3\cos H) + \\ &\frac{r^4}{8r_1^4} (35\cos^4 H - 30\cos^2 H + 3) \end{aligned} \right] dv_1. \quad (3)$$

Выполняя стандартную процедуру интегрирования в (3), получим явное выражение функции  $V$

$$V(E) = \frac{3fm_1}{2a_1^3 (1 - e_1^2)^{3/2}} \left\{ \frac{1}{2} (x^2 + y^2) - \frac{1}{3} r^2 + \right.$$

$$+ \frac{e_1 x}{4a_1 (1 - e_1^2)} [5(x^2 + y^2) - 4r^2] + \frac{1}{64a_1^2 (1 - e_1^2)^2} \times$$

$$\times \left[ \begin{aligned} &35(2 + 5e_1^2)x^4 + 70(2 + 3e_1^2)x^2y^2 + \\ &35(2 + 5e_1^2)y^4 - 20(4 + 9e_1^2)r^2x^2 - \\ &- 20(4 + 9e_1^2)r^2y^2 + 8(2 + 3e_1^2)r^4 \end{aligned} \right] \left. \right\}, \quad (4)$$

в котором  $x, y, r$  выражаются через эксцентрическую аномалию  $E$  с помощью известных формул невозмущенного эллиптического кеплеровского движения. Выполняя аналогичную процедуру интегрирования, получим функцию  $W$ .

Отметим, что в принятом приближении относительно  $\alpha$  выражение для функции  $W$  приведено в работе (Йокояма и др., 2003). Однако все последующие результаты, относящиеся к устойчивости внешних спутников Юпитера, получены для резонансной части функции  $W$ , содержащей лишь слагаемые  $\sim \cos(\Omega \pm \omega)$  и  $\sim \cos 2(\Omega \pm \omega)$ . В отличие от выражения, приводимого в указанной работе, в нижеследующих более компактных формулах непосредственно выделена зависимость  $W$  от

долготы восходящего узла  $\Omega$  (именно эта зависимость является препятствием для интегрируемости двукратно осредненной ограниченной эллиптической задачи трех тел)

$$W(e, i, \omega, \Omega, \alpha, e_1) = \frac{3fm_1\alpha^2}{8a_1(1 - e_1^2)^{3/2}} w,$$

$$w = w_0 - Aw_1 + Bw_2, \quad w_0 = e^2 - \sin^2 i + e^2 \sin^2 i (1 - 5\sin^2 \omega),$$

$$w_1 = A_1 \cos \Omega + B_1 \sin \Omega, \quad w_2 = \left(1 + \frac{3}{2}e_1^2\right) A_0 + e_1^2 (A_2 \cos 2\Omega + B_2 \sin 2\Omega), \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{a}{a_1}, \quad A = \frac{5\alpha e_1}{8(1 - e_1^2)}, \quad B = \frac{15\alpha^2}{64(1 - e_1^2)^2},$$

$$\alpha(1 + e) < 1 - e_1.$$

Здесь коэффициенты  $A_{0,1,2}$  и  $B_{1,2}$ , зависящие от элементов  $e, i, \omega$  и не зависящие от  $\Omega$ , определяются формулами

$$A_1 = C_1 e \cos \omega, \quad B_1 = [10(1 - e^2) \sin^2 i - C_1] \times$$

$$\times e \cos i \sin \omega, \quad C_1 = 4 + 3e^2 - 5\sin^2 i \times$$

$$\times (1 - e^2 + 7e^2 \sin^2 \omega), \quad A_0 = e^2 (8 + 3e^2) -$$

$$- 2\sin^2 i [(1 - e^2)(4 + 3e^2) + 21e^2 \times$$

$$\times (2 + e^2) \sin^2 \omega] + C_2, \quad A_2 = 7e^2 (2 + e^2) \times$$

$$\times \cos 2\omega + 2\sin^2 i [(1 - e^2)(3 - 10e^2) + 7e^2 \sin^2 \omega \times$$

$$\times (8 - 17e^2 + 21e^2 \sin^2 \omega)] - C_2,$$

$$B_2 = 7e^2 \cos i \sin 2\omega \times$$

$$\times [7\sin^2 i (1 - e^2 + 3e^2 \sin^2 \omega) - (2 + e^2)],$$

$$C_2 = 7\sin^4 i \left\{ (1 - e^2)^2 + 7e^2 \sin^2 \omega \times \right.$$

$$\times [2(1 - e^2) + 3e^2 \sin^2 \omega] \left. \right\}.$$

Функция  $w_1$  содержит множителем  $e$  и умножается на величину, пропорциональную  $e_1$ , а функция  $w_2$  содержит слагаемые нулевой и второй степени относительно  $e_1$ .

Далее удобно ввести новую независимую переменную – “безразмерное время”  $\tau$ , согласно формуле

$$\tau = \frac{3fm_1}{8a_1^3 (1 - e_1^2)^{3/2} n} (t - t_0), \quad (7)$$

где  $n = \frac{\sqrt{fm}}{a^{3/2}}$  – среднее движение точки  $P$ .

Для описания эволюции орбит будут использованы уравнения Лагранжа в элементах с функ-

цией  $w$ , являющейся их первым (и в общем случае единственным) интегралом

$$\begin{aligned} \frac{de}{d\tau} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial \omega}, \\ \frac{di}{d\tau} &= \frac{1}{\sin i \sqrt{1-e^2}} \left( \cos i \frac{\partial w}{\partial \omega} - \frac{\partial w}{\partial \Omega} \right), \\ \frac{d\omega}{d\tau} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial e} - \frac{\cos i}{\sin i \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial w}{\partial i}, \\ \frac{d\Omega}{d\tau} &= \frac{1}{\sin i \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial w}{\partial i}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для произвольных орбит точки  $P$  и  $e_1 > 0$  строгое решение уравнений (8) может быть найдено, по-видимому, лишь численным методом для заданных начальных условий, а процесс вычислений может контролироваться постоянством функции  $w$  вдоль этого решения. Для полноты совокупности формул мы приводим выражения для производных функций  $w_0$ ,  $w_1$  и  $w_2$  по элементам. Они необходимы для вычисления правых частей эволюционных уравнений.

Производные функции  $w_0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_0}{\partial e} &= 2e \left[ 1 + \sin^2 i (1 - 5\sin^2 \omega) \right], \\ \frac{\partial w_0}{\partial i} &= \sin 2i \left[ e^2 (1 - 5\sin^2 \omega) - 1 \right], \\ \frac{\partial w_0}{\partial \omega} &= -5e^2 \sin^2 i \sin 2\omega, \quad \frac{\partial w_0}{\partial \Omega} = 0. \end{aligned}$$

Производные функции  $w_1$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_1}{\partial e} &= \frac{\partial A_1}{\partial e} \cos \Omega + \frac{\partial B_1}{\partial e} \sin \Omega, \\ \frac{\partial A_1}{\partial e} &= \cos \omega \left\{ 4 + 9e^2 - 5\sin^2 i \left[ 1 - 3e^2 (1 - 7\sin^2 \omega) \right] \right\}, \\ \frac{\partial B_1}{\partial e} &= \cos i \sin \omega \times \\ &\times \left\{ -(4 + 9e^2) + 15\sin^2 i \left[ 1 - e^2 (3 - 7\sin^2 \omega) \right] \right\}, \\ \frac{\partial w_1}{\partial i} &= \frac{\partial A_1}{\partial i} \cos \Omega + \frac{\partial B_1}{\partial i} \sin \Omega, \\ \frac{\partial A_1}{\partial i} &= -5e \cos \omega \sin 2i (1 - e^2 + 7e^2 \sin^2 \omega), \\ \frac{\partial B_1}{\partial i} &= e \sin i \sin \omega \left\{ 4 + 3e^2 + 5(2 - 3\sin^2 i) \times \right. \\ &\times \left. \left[ 3(1 - e^2) + 7e^2 \sin^2 \omega \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_1}{\partial \omega} &= \frac{\partial A_1}{\partial \omega} \cos \Omega + \frac{\partial B_1}{\partial \omega} \sin \Omega, \\ \frac{\partial A_1}{\partial \omega} &= -\sin \omega \left\{ 4 + 3e^2 - 5\sin^2 i \left[ 1 - 3e^2 (5 - 7\sin^2 \omega) \right] \right\}, \\ \frac{\partial B_1}{\partial \omega} &= e \cos i \cos \omega \times \\ &\times \left[ 15\sin^2 i (1 - e^2 + 7e^2 \sin^2 \omega) - (4 + 3e^2) \right], \\ \frac{\partial w_1}{\partial \Omega} &= B_1 \cos \Omega - A_1 \sin \Omega. \end{aligned}$$

Производные функции  $w_2$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial e} &= \left( 1 + \frac{3}{2} e_1^2 \right) \frac{\partial A_0}{\partial e} + e_1^2 \left( \frac{\partial A_2}{\partial e} \cos 2\Omega + \frac{\partial B_2}{\partial e} \sin 2\Omega \right), \\ \frac{\partial A_0}{\partial e} &= 4e \left[ 4 + 3e^2 + (1 + 6e^2) \sin^2 i - 42(1 + e^2) \times \right. \\ &\times \left. \sin^2 i \sin^2 \omega \right] + \frac{\partial C_2}{\partial e}, \\ \frac{\partial A_2}{\partial e} &= 4e \left[ 7(1 + e^2) \cos 2\omega - (13 - 20e^2) \sin^2 i + \right. \\ &+ 14(4 - 17e^2) \sin^2 i \sin^2 \omega + 294e^2 \sin^2 i \sin^4 \omega \left. \right] - \frac{\partial C_2}{\partial e}, \\ \frac{\partial B_2}{\partial e} &= 14e \cos i \sin 2\omega \times \\ &\times \left[ 7(1 - 2e^2) \sin^2 i + 42e^2 \sin^2 i \sin^2 \omega - 2(1 + e^2) \right], \\ \frac{\partial C_2}{\partial e} &= 28e \sin^4 i \left[ e^2 - 1 + 7(1 - 2e^2) \sin^2 \omega + 21e^2 \sin^4 \omega \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial i} &= \left( 1 + \frac{3}{2} e_1^2 \right) \frac{\partial A_0}{\partial i} + e_1^2 \left( \frac{\partial A_2}{\partial i} \cos 2\Omega + \frac{\partial B_2}{\partial i} \sin 2\Omega \right), \\ \frac{\partial A_0}{\partial i} &= -2\sin 2i \left[ (1 - e^2)(4 + 3e^2) + \right. \\ &+ 21e^2 (2 + e^2) \sin^2 \omega \left. \right] + \frac{\partial C_2}{\partial i}, \\ \frac{\partial A_2}{\partial i} &= 2\sin 2i \left[ (1 - e^2)(3 - 10e^2) + \right. \\ &+ 7e^2 (8 - 17e^2) \sin^2 \omega + 147e^4 \sin^4 \omega \left. \right] - \frac{\partial C_2}{\partial i}, \\ \frac{\partial B_2}{\partial i} &= 7e^2 \sin i \sin 2\omega \left[ 16 - 13e^2 - 21(1 - e^2) \sin^2 i + \right. \\ &+ 21e^2 \sin^2 \omega (2 - 3\sin^2 i) \left. \right], \\ \frac{\partial C_2}{\partial i} &= 28\sin^3 i \cos i \times \\ &\times \left[ (1 - e^2)^2 + 14e^2 (1 - e^2) \sin^2 \omega + 21e^4 \sin^4 \omega \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial \omega} &= \left(1 + \frac{3}{2} e_1^2\right) \frac{\partial A_0}{\partial \omega} + e_1^2 \left(\frac{\partial A_2}{\partial \omega} \cos 2\Omega + \frac{\partial B_2}{\partial \omega} \sin 2\Omega\right), \\ \frac{\partial A_0}{\partial \omega} &= -42e^2(2 + e^2) \sin^2 i \sin 2\omega + \frac{\partial C_2}{\partial \omega}, \\ \frac{\partial A_2}{\partial \omega} &= 14e^2 \sin 2\omega \left[(8 - 17e^2) \sin^2 i + \right. \\ &\quad \left. + 42e^2 \sin^2 i \sin^2 \omega - (2 + e^2)\right] - \frac{\partial C_2}{\partial \omega}, \\ \frac{\partial B_2}{\partial \omega} &= 14e^2 \cos i \left\{ \left[7(1 - e^2) \sin^2 i - (2 + e^2)\right] \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos 2\omega + 21e^2 \sin^2 i \sin^2 \omega (3 - 4 \sin^2 \omega) \right\}, \\ \frac{\partial C_2}{\partial \omega} &= 98e^2 \sin^4 i \sin 2\omega (1 - e^2 + 3e^2 \sin^2 \omega), \\ \frac{\partial w_2}{\partial \Omega} &= 2e_1^2 (B_2 \cos 2\Omega - A_2 \sin 2\Omega). \end{aligned}$$

**ИНТЕГРИРУЕМЫЕ СЛУЧАИ  
ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ**

*Плоские орбиты*

Если  $\sin i = 0$ , орбита точки  $P$  постоянно располагается в основной координатной плоскости ( $\frac{di}{dt} = 0$ ), а эволюционные уравнения упрощаются. С введением долготы перицентра орбиты точки  $P$

$$g = \Omega + \omega\delta, \tag{9}$$

где  $\delta = \text{sign}(\cos i)$ , эволюционная система принимает вид

$$\frac{1}{\delta} \frac{de}{dt} = -\frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial g}, \quad \frac{1}{\delta} \frac{dg}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial e}. \tag{10}$$

При этом очевидно, что эволюция прямых ( $\delta = 1$ ) и обратных ( $\delta = -1$ ) орбит происходит одинаковым образом с инверсией времени, а наличие первого интеграла

$$w(e, g) = h = \text{const} \tag{11}$$

делает плоскую эволюционную задачу интегрируемой как систему с одной степенью свободы.

Интегрируемость данного (плоского) случая двукратно осредненной ограниченной эллиптической задачи была впервые установлена Е.П. Аксеновым для  $B = 0$ , когда в разложении функции  $W$  не учитываются слагаемые порядка  $\alpha^4$  и выше. В работе (Аксенов, 1979а) проведено качественное исследование задачи, а в работе (Аксенов, 1979б) выполнено аналитическое обращение квадратур и получены зависимости элементов орбиты от времени. Исследования Е.П. Аксенова получили свое развитие в работах Ф. Вереша (Вереш, 1980а; 1980б; 1980в) как в плане качественного анализа задачи, так и в плане построения ее приближенного аналитического решения для  $\alpha < 1$ .

Позднее в работе (Вашковьяк, 1982) исследование плоского случая задачи для произвольных значений  $\alpha$  было выполнено с помощью численно-аналитического метода, который предусматривал численное нахождение функции  $W$  и аналитическое определение функции  $V$  в формулах (2). В дальнейшем изложении результаты указанных работ будут использованы, а также, по возможности, сохранены введенные в них обозначения.

Нашей целью будет получение количественных характеристик эволюции, уточненных по сравнению со случаем  $B = 0$ , а также качественное исследование задачи для  $B > 0$ , более детальное, чем проведенное в работе (Вереш, 1980а).

Из формул (5) при  $\sin i = 0$  получим

$$\begin{aligned} w(e, g, \alpha, e_1) &= e^2 - Ae(4 + 3e^2) \cos g + Be^2 \times \\ &\times \left[ \left(1 + \frac{3}{2} e_1^2\right) (8 + 3e^2) + 7e_1^2 (2 + e^2) \cos 2g \right] = h, \end{aligned} \tag{12}$$

а уравнения (10) примут вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta} \frac{de}{dt} &= -\sqrt{1-e^2} \times \\ &\times \left[ A(4 + 3e^2) - 28Be_1^2 e(2 + e^2) \cos g \right] \sin g, \\ \frac{1}{\delta} \frac{dg}{dt} &= \sqrt{1-e^2} \left\{ 2 - \frac{A}{e} (4 + 9e^2) \cos g + 2B \times \right. \\ &\times \left. \left[ (2 + 3e_1^2) (4 + 3e^2) + 14e_1^2 (1 + e^2) \cos 2g \right] \right\}. \end{aligned} \tag{13}$$

При фиксированных значениях параметров  $\alpha$  и  $e_1$  интеграл (12) определяет  $h$ -семейство интегральных кривых в плоскости  $(g, e)$ . Для  $A = 0.1$  и  $B = 0$  в работе (Аксенов, 1979а) построено такое семейство, подробно исследована его качественная структура, найдены стационарные значения переменных  $e^*, g^* = 0$ , а также выявлены три возможных типа фазовых траекторий: I – либрация обеих переменных  $e$  и  $g$ , II – либрация  $e$  и циркуляция  $g$ , III – вырождение траекторий, когда при монотонном изменении  $g$  фазовая точка достигает граничного значения  $e = 1$  за конечное время, что при  $a = \text{const}$  отвечает соударению точки  $P$  с центральной точкой  $S$ . В работе (Вереш, 1980а) для  $\alpha = 0.5$  и  $e_1 = 0.3$  аналогичные семейства построены как при  $B = 0$  (решение Е.П. Аксенова), так и при  $B > 0$ . При этом установлено, что учет слагаемых высших степеней относительно  $\alpha$  не изменяет качественной структуры семейств интегральных кривых, не приводит к появлению каких-либо новых типов фазовых траекторий, а влияет только на их количественные характеристики.

Для полноты изложения мы приведем здесь  $h$ -семейства интегральных кривых (12) для  $\alpha = 0.24$ ,  $e_1 = 0.5$ ,  $A = 0.1$ ,  $B = 0.024$  (рис. 1) и  $B = 0$  (рис. 2).

В силу имеющейся симметрии фазовых траекторий, показаны лишь области  $0^\circ < g < 180^\circ$ . Свет-

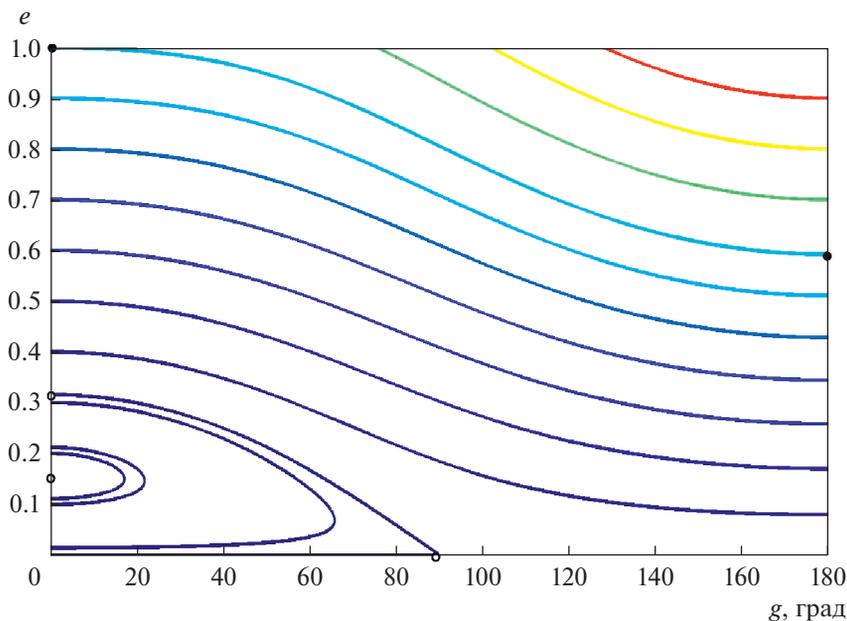


Рис. 1. Семейство интегральных кривых (12) в плоскости  $(g, e)$  для  $\alpha = 0.24, e_1 = 0.5, A = 0.1, B = 0.024$  (решение Ф. Вереша).

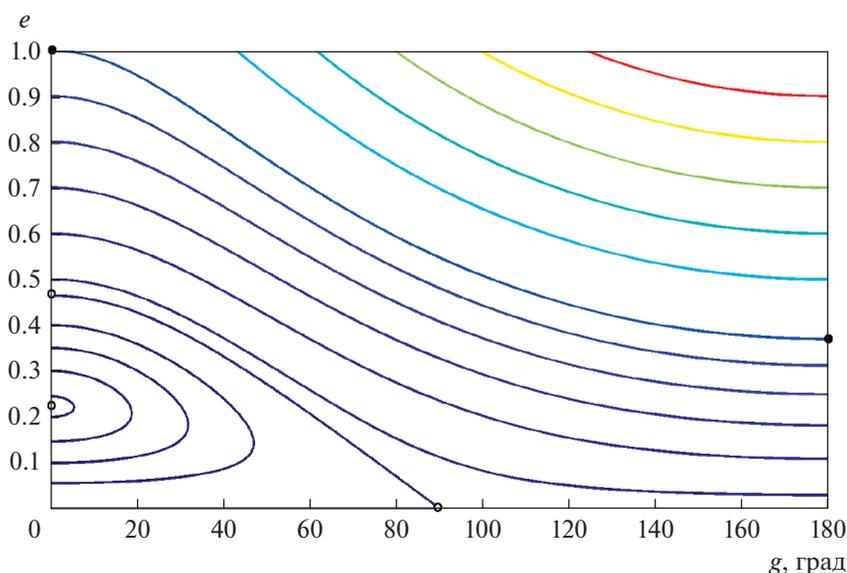


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для  $B = 0$  (решение Е.П. Аксенова).

лыми кружками на рисунках отмечены стационарные точки ( $g = 0, e = e^*$ ), а также точки ( $g = 0, e = e_s$ ) и ( $g = 90^\circ, e = 0$ ) на интегральных кривых, ограничивающих зоны либрации аргумента перицентра. Черными кружками отмечены точки ( $g = 0, e = 1$ ) и ( $g = 90^\circ, e = e_c$ ) на сепаратрисах, отделяющих области циркуляции от областей, отвечающих вырожденным траекториям. Движение фазовой точки по этим кривым происходит так, что  $e \rightarrow 1$  при  $t \rightarrow \pm\infty$ . Сопоставление рис. 1 и 2,

как это отмечено и в работе (Вереш, 1980а), дает возможность оценить влияние фактора  $B$  на количественные характеристики семейства фазовых траекторий задачи. Далее подобные характеристики будут представлены для достаточно широкой области значений параметров  $\alpha, e_1$ .

Стационарные решения системы (13) находят-ся приравниванием нулю правых частей обоих уравнений. Из первого уравнения (13) имеем

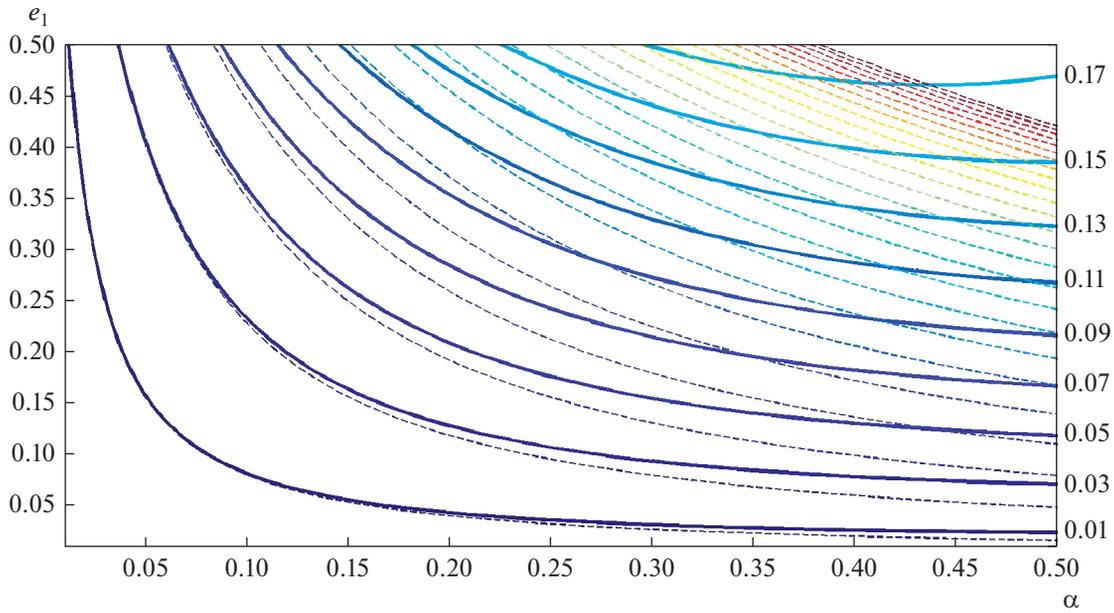


Рис. 3. Семейство изолиний стационарных значений эксцентриситета  $e^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  (решение для  $B > 0$  – жирные линии, решение для  $B = 0$  – штриховые линии).

$$g = 0, \text{ или } g = \pi,$$

$$\text{или } g = \arccos \left[ \frac{A(4 + 3e^2)}{28Be_1^2e(2 + e^2)} \right]. \quad (14)$$

Можно показать, что для двух последних равенств правая часть второго уравнения (13) положительна при любых значениях  $\alpha, e_1$  и  $e \neq 1$ . Поэтому при  $e < 1$  единственным стационарным значением переменной  $g$  является

$$g = g^* = 0. \quad (15)$$

Стационарное значение эксцентриситета  $0 < e^* < 1$  находится как соответствующий действительный корень кубического уравнения

$$c_3 e^{*3} + c_2 e^{*2} + c_1 e^* + c_0 = 0, \quad (16)$$

в котором

$$c_3 = 2B(6 + 23e_1^2), \quad c_2 = -9A, \quad (17)$$

$$c_1 = 2[1 + 2B(4 + 13e_1^2)], \quad c_0 = -4A.$$

Заметим, что при  $B = 0$  уравнение (16) становится квадратным, а стационарное значение эксцентриситета определяется одним из его корней формулой (Аксенов, 1979а)

$$e^* = \frac{1}{9A} (1 - \sqrt{1 - 36A^2}). \quad (18)$$

Поскольку  $A$  и  $B$  зависят от параметров задачи  $\alpha$  и  $e_1$ , то для наглядности естественно представить результаты решения уравнения (16) в виде семейства изолиний  $e^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  (рис. 3). Чис-

ленные значения  $e^*$  нанесены по вертикали у правых концов жирных линий. Соответствующие штриховые линии ( $B = 0$ ) практически совпадают с жирными при малых значениях  $\alpha$ . При  $\alpha$ , заметно отличающихся от нуля, сплошные и штриховые линии расходятся, что дает оценку влияния на величину  $e^*$  слагаемых порядка  $\alpha^4$  в разложении осредненной возмущающей функции. В частности, для значений параметров  $\alpha = 0.24, e_1 = 0.5$ , принятых при построении семейств на рис. 1 и 2, величины  $e^* \approx 0.155$  и  $0.230$  соответственно.

Отметим, что в рассматриваемой области значений параметров  $\alpha, e_1$  величины  $e^*$  относительно невелики и не превышают примерно 0.2.

**Замечание.** Выходя за рамки плоского интегрируемого случая, укажем недавнюю работу (Neishtadt и др., 2018), в которой выполнено исследование пространственной устойчивости стационарных решений в линейном приближении относительно  $i$ . Отмечено также, что КАМ-теория гарантирует устойчивость стационарных решений по Ляпунову для всех значений параметров в плоскости  $\alpha, e_1$ , за исключением, возможно, параметров, принадлежащих некоторому конечному множеству аналитических кривых.

Аналогично семейству изолиний для  $e^*$ , строятся семейства  $e_s(\alpha, e_1) = \text{const}$  (рис. 4) и  $e_c(\alpha, e_1) = \text{const}$  (рис. 5), характеризующие размеры либрационной и циркуляционной зон.

Для определения  $e_s$  и  $e_c$ , соответственно, служат уравнения

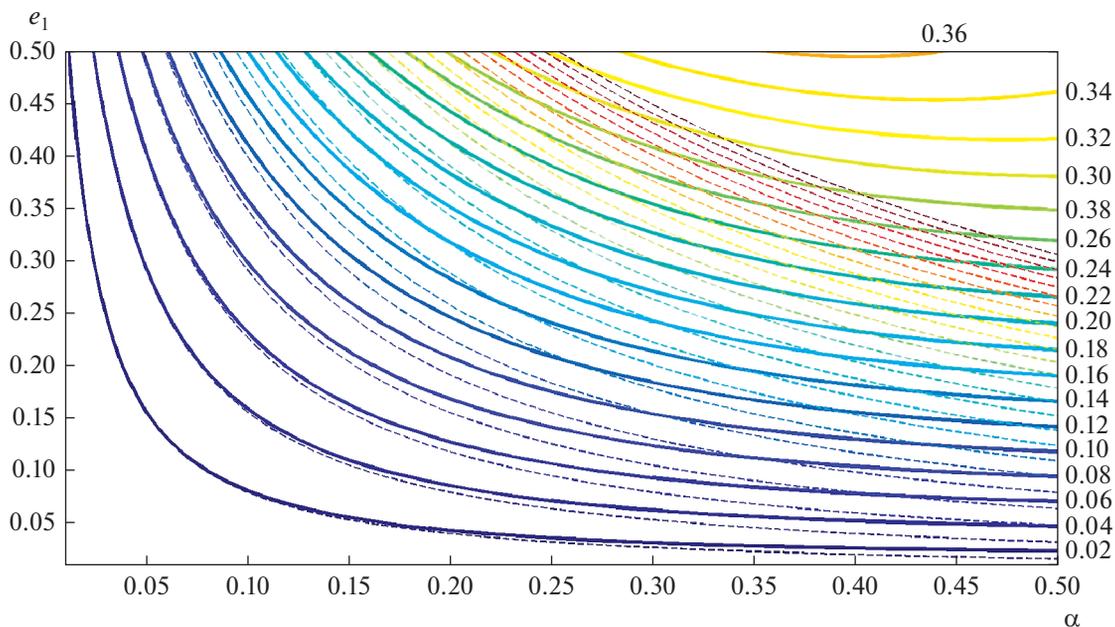


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для  $e_s(\alpha, e_1) = \text{const}$ .

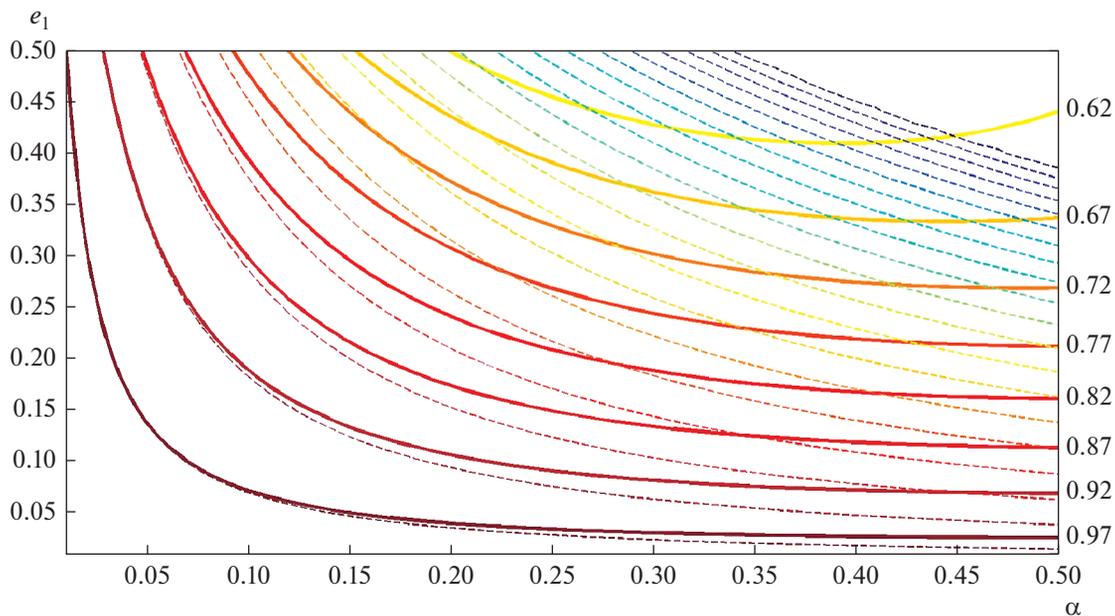


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но для  $e_c(\alpha, e_1) = \text{const}$ .

$$\frac{1}{4}c_3e_s^3 + \frac{1}{3}c_2e_s^2 + \frac{1}{2}c_1e_s + c_0 = 0, \tag{19}$$

$$\frac{1}{4}c_3e_c^4 - \frac{1}{3}c_2e_c^3 + \frac{1}{2}c_1e_c^2 - c_0e_c - h_c = 0. \tag{20}$$

В уравнении (20) величина  $h_c$  определяется формулой

$$h_c = 1 - 7A + B(22 + 75e_1^2)/2. \tag{21}$$

Для значений параметров  $\alpha = 0.24$ ,  $e_1 = 0.5$ , принятых при построении семейств на рис. 1 и 2, величины  $e_s \approx 0.32$  и  $0.48$  соответственно, а величины  $e_c \approx 0.595$  и  $0.370$  соответственно.

Кроме вышеуказанных специальных значений эксцентриситета, представляет интерес нахождение его экстремальных значений для каждого из характерных диапазонов изменения постоянной

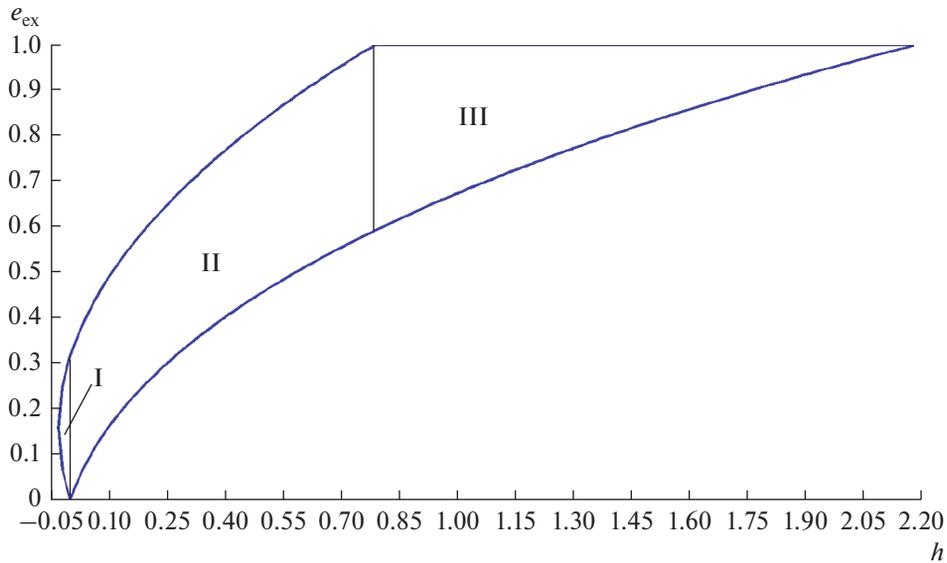


Рис. 6. Зависимости экстремальных значений эксцентриситета от  $h$  для  $\alpha = 0.24, e_1 = 0.5, A = 0.1, B = 0.024$ .

интеграла (12)  $h$ . Как показывает анализ, величина  $h$  может изменяться в пределах

$$\begin{aligned} \min h = h^* = h(e^*, 0) \leq h_s = h(e_s, 0) = h(0, -) \leq h_c = \bar{h} \\ = h(e_c, \pi) \leq h^{**} = h(1, \pi) = \max h. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь  $e^*$  – стационарное значение эксцентриситета,  $e_s$  – его значение при  $g = 0$ , а  $e_c$  – минимальное значение при  $g = \pi/2$ , соответствующее циркуляционному изменению  $g$ , при котором  $e(g = 0) = 1$ .

По известному значению  $e^*$  при  $B > 0$  нетрудно найти значение

$$h^* = e^* \left( \frac{1}{4} c_3 e^{*3} + \frac{1}{3} c_2 e^{*2} + \frac{1}{2} c_1 e^* + c_0 \right), \quad (23)$$

соответствующее стационарному решению. Остальные специальные значения в системе неравенств (22) определяются как

$$h_s = 0, \quad h^{**} = 1 + 7A + B(22 + 75e_1^2)/2 \quad (24)$$

и формулой (21) для  $h_c$ .

Типы фазовых траекторий, выявленные Е.П. Аксеновым при  $B = 0$  (Аксенов, 1979б), сохраняются и при  $B > 0$ , однако их экстремальные характеристики претерпевают изменения. На рис. 6 и 7 представлены зависимости от  $h$  экстремальных значений эксцентриситета, построенные при  $\alpha = 0.24, e_1 = 0.5, A = 0.1$  соответственно, для  $B = 0.024$  и  $B = 0$ . Римскими цифрами отмечены три области с различными типами изменения элементов

Для области I ( $h^* \leq h < 0$ , либрация  $e, g$ ) экстремальные значения эксцентриситета  $0 < e_{ex} < 1$

определяются двумя положительными корнями полинома 4-й степени

$$\frac{1}{4} c_3 e_{ex}^4 + \frac{1}{3} c_2 e_{ex}^3 + \frac{1}{2} c_1 e_{ex}^2 + c_0 e_{ex} - h = 0. \quad (25)$$

Для области II ( $0 < h < h_c$ , либрация  $e$ , циркуляция  $g$ ) минимальное значение  $0 < e_{min} < 1$  определяется положительным корнем полинома

$$\frac{1}{4} c_3 e_{ex}^4 - \frac{1}{3} c_2 e_{ex}^3 + \frac{1}{2} c_1 e_{ex}^2 - c_0 e_{ex} - h = 0, \quad (26)$$

а максимальное  $0 < e_{max} < 1$  – корнем полинома (25), но с другим диапазоном изменения  $h$ .

Наконец, для области III (вырожденные траектории,  $h_c < h \leq h^{**}$ ) минимальное значение эксцентриситета  $0 < e_{min} < 1$  определяется положительным корнем полинома (26).

Заметим, что процедура вычисления корней полиномов является одной из стандартных во многих вычислительных системах, в частности, в системе Matlab, а выбор нужных корней не представляет особого труда. Кроме того, приведенные алгебраические уравнения позволяют при необходимости строить зависимости, аналогичные рис. 1 и 6, для любых допустимых значений параметров задачи  $\alpha$  и  $e_1$ .

Из сравнения рис. 6 и 7, представленных в одном масштабе, можно видеть, что выполненный в данной работе учет слагаемых  $\sim \alpha^4$  приводит к уменьшению экстремальных значений эксцентриситета и позволяет получить их более точные значения, заметно отличающиеся от случая  $B = 0$ .

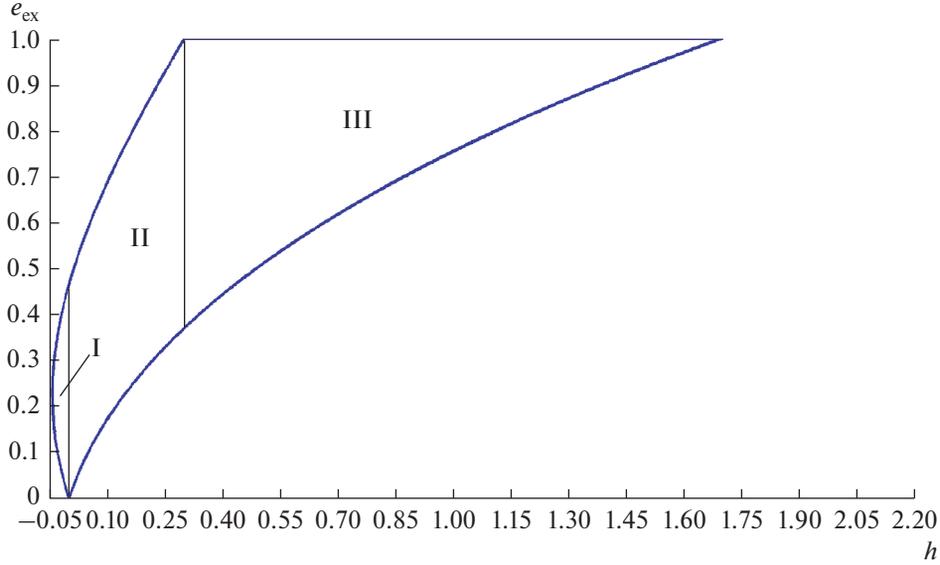


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для  $B = 0$  (решение Е.П. Аксенова).

*Ортогонально-апсидальные орбиты*

Если  $\cos i = 0$  и  $\sin \Omega = 0$ , то орбита точки  $P$  постоянно располагается ортогонально орбитальной плоскости возмущающей точки  $J$  ( $di/d\tau = 0, d\Omega/d\tau = 0$ ). Общее качественное исследование этого случая с учетом возможных пересечений орбит точек  $P$  и  $J$  было проведено с помощью численно-аналитического метода в работе (Вашковьяк, 1984) для произвольных значений  $\alpha$ . Здесь спутниковый вариант задачи исследуется с получением более детальных количественных характеристик эволюции.

В рассматриваемом приближении эволюционные уравнения (8) также упрощаются и принимают вид

$$\frac{de}{d\tau} = -\frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial \omega}, \quad \frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial e}. \quad (27)$$

Здесь

$$w(e, \omega, \alpha, e_1) = e^2 (5\cos^2 \omega - 3) + A\delta_1 e \cos \omega \times [1 + e^2 (27 - 35\cos^2 \omega)] + B \times \left\{ \begin{aligned} & (10 + 3e_1^2)e^2 + \frac{1}{2}(46 + 95e_1^2)e^4 - 7e^2 \cos^2 \omega \times \\ & \times \left[ 2 + e_1^2 + (22 + 53e_1^2)e^2 - \frac{21}{2}(2 + 5e_1^2)e^2 \cos^2 \omega \right] \end{aligned} \right\} = h = \text{const}, \quad (28)$$

$\delta_1 = \text{sign}(\cos \Omega)$ , так что

$$\frac{de}{d\tau} = \sqrt{1-e^2} \sin \omega \left\{ \begin{aligned} & 10e \cos \omega + A\delta_1 [1 + 3(9 - 35\cos^2 \omega)e^2] + \\ & + 14B e \cos \omega [21(2 + 5e_1^2)e^2 \cos^2 \omega - (22 + 53e_1^2)e^2 - 2 - e_1^2] \end{aligned} \right\},$$

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \sqrt{1-e^2} \left\{ \begin{aligned} & 2(5\cos^2 \omega - 3) + \\ & + 2B \left[ \begin{aligned} & 10 + 3e_1^2 + (46 + 95e_1^2)e^2 - \\ & - 7(2 + e_1^2 + 2(22 + 53e_1^2)e^2 - 21(2 + 5e_1^2)e^2 \cos^2 \omega) \cos^2 \omega \end{aligned} \right] + \\ & + A\delta_1 \frac{\cos \omega}{e} [1 + 3(27 - 35\cos^2 \omega)e^2] \end{aligned} \right\}. \quad (29)$$

При фиксированных значениях параметров  $\alpha$  и  $e_1$  интеграл (28) определяет  $h$ -семейство интегральных кривых в плоскости  $(\omega, e)$ . Одно из та-

ких семейств для  $\alpha = 0.3, e_1 = 0.4$  представлено на рис. 8 и 9 (для двух диапазонов изменения эксцентриситета). На рис. 8 с целью большей детали-

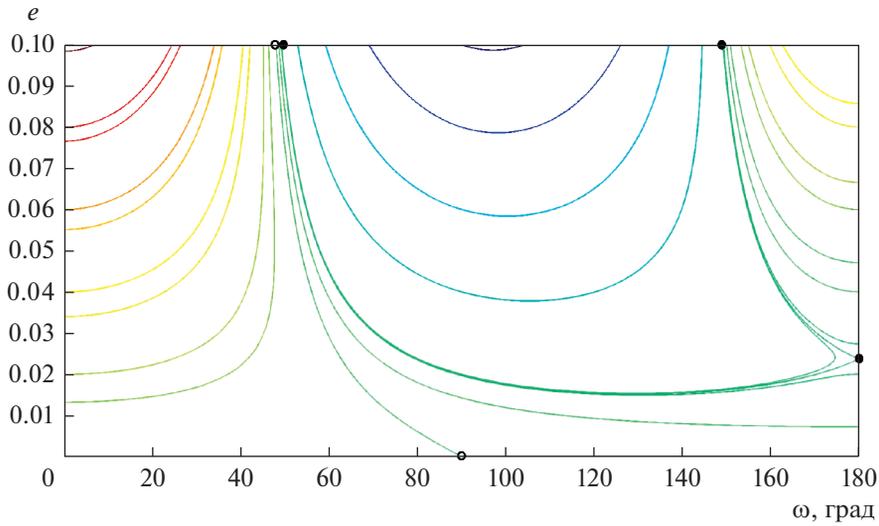


Рис. 8. Семейство интегральных кривых (28) в плоскости  $(\omega, e)$ .

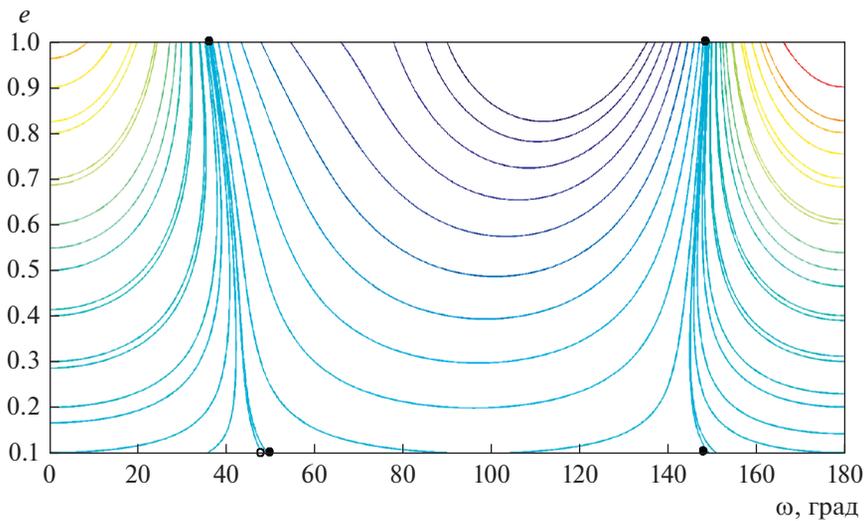


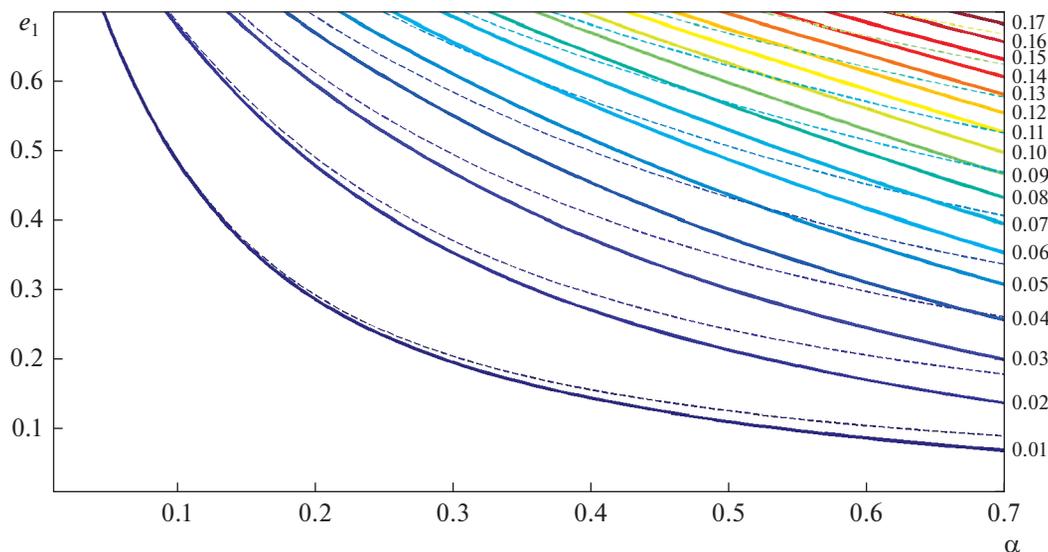
Рис. 9. То же самое, что и на рис. 8, но для  $0.1 < e < 1$ .

зации показана область  $0 < e < 0.1$ , а на рис. 9 – область  $0.1 < e < 1$ . Как и в известном случае ортогональных орбит двукратно осредненной задачи Хилла, когда  $e_1 = 0, \alpha \rightarrow 0 (B = 0)$  (Лидов, 1961; Lidov, 1962), все фазовые траектории, кроме сепаратрис, выходят за конечное время на пересечение с граничной прямой  $e = 1$ , и происходит соударение точки  $P$  с центральной точкой  $S$ . Небольшое качественное изменение состоит в появлении седловой стационарной точки на границе  $\omega = 180^\circ$ .

В силу имеющейся симметрии фазовых траекторий, на рис. 8 и рис. 9 также показаны лишь об-

ласти  $0^\circ < \omega < 180^\circ$ . Светлыми кружками на рисунках отмечены граничные точки особых интегральных кривых ( $\omega = 90^\circ, e = 0$ ). Черными кружками отмечены точки ( $\omega = 180^\circ, e = e^*$ ) на сепаратрисах. Движение фазовой точки по этим кривым происходит так, что  $e \rightarrow 1$  при  $t \rightarrow \pm\infty$ .

Стационарные решения системы (29), или особые точки в фазовой плоскости  $(\omega, e)$ , находятся приравниванием нулю правых частей обоих уравнений. При произвольных значениях постоянных  $A$  и  $B$ , вообще говоря, не исключено существование особых точек внутри рассматриваемой



**Рис. 10.** Семейство изолиний стационарных значений эксцентриситета  $e^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  (решение для  $B > 0$  – жирные линии, решение для  $B = 0$  – штриховые линии).

прямоугольной области. Их координаты могут удовлетворять системе двух уравнений, получающихся приравниванием нулю выражений в двух фигурных скобках (29). Однако здесь рассмотрены лишь решения  $\sin \omega = 0$ , следующие из первого уравнения (29), т.е.

$$\omega^* = 0, \text{ или } \omega^* = \pi, \quad \delta_2 = \text{sign}(\cos \omega^*). \quad (30)$$

Стационарное значение эксцентриситета  $0 < e^* < 1$  находится как соответствующий действительный корень кубического уравнения

$$p_3 e^{*3} + p_2 e^{*2} + p_1 e^* + p_0 = 0, \quad (31)$$

в котором

$$\begin{aligned} p_3 &= 16B(4 + 11e_1^2), & p_2 &= -24A\delta_1\delta_2, \\ p_1 &= 4[1 - 2B(1 + e_1^2)], & p_0 &= A\delta_1\delta_2. \end{aligned} \quad (32)$$

При  $B = 0$  уравнение (31) становится квадратным, а в работе (Вашковьяк, 1984) приведено его решение

$$e^* = \frac{1}{12A} \left( \sqrt{1 + 6A^2} - 1 \right). \quad (33)$$

Отметим, что решение, удовлетворяющее условию  $0 < e^* < 1$ , существует только при  $\delta_1\delta_2 < 0$ , т.е.

$$\begin{aligned} \text{либо при } (\Omega = 0 \text{ и } \omega^* = \pi), \\ \text{либо при } (\Omega = \pi \text{ и } \omega^* = 0). \end{aligned} \quad (34)$$

Это соответствует противоположным направлениям движения точки  $P$ , причем в обоих случаях стационарное значение величины  $g^* = \Omega + \omega^* = \pi$ .

Для общего случая  $B > 0$  изолинии  $e^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  показаны на рис. 10. Численные значения

$e^*$  нанесены по вертикали у правых концов жирных линий. Соответствующие штриховые линии практически совпадают с жирными при малых значениях  $\alpha$ . При  $\alpha$ , заметно отличающихся от нуля, жирные и штриховые линии расходятся. Это дает оценку влияния на величину  $e^*$  слагаемых порядка  $\alpha^4$  в разложении осредненной возмущающей функции, учет которых выполнен в данной работе.

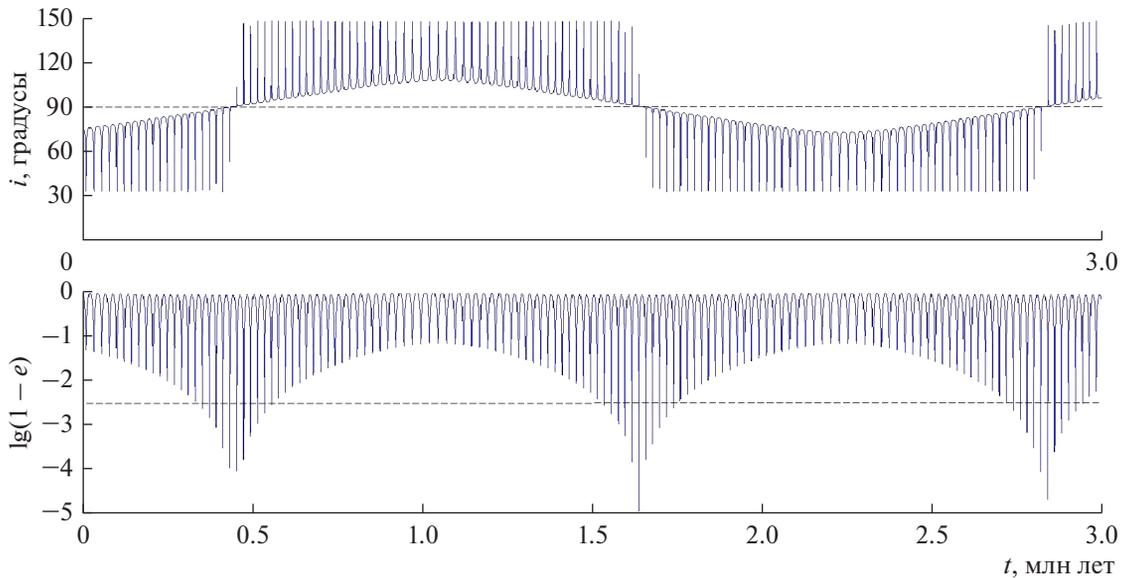
Отметим, что в рассматриваемой области значений параметров  $\alpha, e_1$  величины  $e^*$  относительно невелики и не превышают примерно 0.2.

## ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЭВОЛЮЦИОННОЙ СИСТЕМЫ

### Модельные примеры

В данном разделе представлены результаты численного решения уравнений (8) в модели системы, включающей в себя Солнце – центральную притягивающую точку и одну главную возмущающую точку – Юпитер ( $a_1 = 5.2$  а. е.,  $e_1 = 0.048$ ). Расчеты проведены с различными начальными данными для ряда эволюционирующих орбит гипотетических и реальных астероидов.

В качестве одного из тестовых модельных примеров для демонстрации “флипа” (известного явления, имеющего место в ограниченной эллиптической двукратно осредненной задаче трех тел и заключающегося в переходе орбиты астероида в процессе эволюции из прямой в обратную и наоборот) рассмотрена орбита с большой полуосью



**Рис. 11.** Изменение со временем наклонения и эксцентриситета орбиты с начальными элементами  $a = 2.2$  а. е.,  $e_0 = 0.15$ ,  $i_0 = 75^\circ$ ,  $\omega_0 = 0$ ,  $\Omega_0 = 120^\circ$ .

$a = 2.2$  а. е. и начальными элементами  $e_0 = 0.15$ ,  $i_0 = 75^\circ$ ,  $\omega_0 = 0$ . Эта орбита, сильно наклоненная к основной плоскости, в известной степени близка к приведенной в работе (Naoz и др., 2013), в которой, однако, не указано начальное значение долготы восходящего узла. Известно, что “флипы” могут существовать лишь в некоторой области значений начальных элементов орбиты. В работе (Lithwick, Naoz, 2011) для фиксированных значений малого параметра  $\epsilon = 8A/5$  границы этих областей в плоскости  $(e_0, \cos i_0)$  построены *численным* способом. В работе (Sidorenko, 2018), в частности, предложено достаточно хорошее асимптотическое приближение для *аналитической* аппроксимации этих границ в случае  $\epsilon \leq 0.1$ .

В приведенном здесь примере  $\Omega_0 = 120^\circ$  подобрано специальным образом, а на рис. 11 показаны зависимости от времени наклонения и (удобной для графического изображения вместо  $e$ ) величины  $\lg(1 - e)$  на интервале 3 млн лет.

С приближением орбитального наклонения к значению  $90^\circ$  (штриховая прямая на верхнем фрагменте рис. 11) эксцентриситет становится весьма близким к единице. В реальности, с учетом ненулевого радиуса Солнца это, конечно, привело бы к падению астероида на его “поверхность” уже при  $t \approx 0.4$  млн лет (первое пересечение штриховой прямой с графиком на нижнем фрагменте рис. 11). Интересно отметить, что достаточно тонкий флип-эффект обнаруживается даже при использовании одного из простейших

методов численного интегрирования (в данной работе — метода Рунге–Кутты 4-го порядка).

Другим модельным примером служит проследивание трансформации устойчивого стационарного решения плоского интегрируемого случая задачи с начальными условиями  $e_0 = e^*(\alpha, e_1)$ ,  $i_0 = 0$ ,  $g_0 = g^* = 0$ , при увеличении  $i_0$ . Для этого было выполнено численное интегрирование системы (8) для принятых значений постоянных параметров  $a_1, e_1, a = 2.2$  а. е. ( $\alpha = 0.423$ ),  $e_0 = 0.019$  и начальных угловых элементов  $\omega_0 = \Omega_0 = 0$ . Результаты этих расчетов иллюстрирует табл. 1, в которой представлены экстремальные значения элементов на интервале времени 1 млн лет. При начальных наклонениях, не превосходящих величину примерно  $32^\circ.7$ , изменение аргумента перигелия и долготы восходящего узла носит циркуляционный характер, а элементы  $e, i, g$  изменяются либрационным образом, хотя амплитуда колебаний  $g$  может приближаться к  $180^\circ$ , причем минимальные значения эксцентриситета и максимальные значения наклонения достаточно близки к начальным. При  $i_0 \geq 33^\circ$  обе переменные  $g$  и  $\omega$  изменяются монотонно со временем, но амплитуды колебаний эксцентриситета и наклонения существенно возрастают. Подобные закономерности характерны и для круговой двукратно осредненной задачи (Лидов, 1961; Lidov, 1962; Kozai, 1962). Они сохраняются при наклонениях, не слишком близких к  $90^\circ$ . В эллиптической задаче для данного примера, начиная с  $i_0 = 76^\circ$ , начинают проявляться “флипы” с переходом наклонения через  $90^\circ$

**Таблица 1.** Экстремальные на интервале времени 1 млн лет значения элементов эволюционирующих орбит для  $a = 2.2$  а. е.,  $e_0 = e^* = 0.019$ ,  $\omega_0 = \Omega_0 = 0$  и для различных начальных наклонений  $i_0$

$i_0$ , град	$e_{\min}$	$e_{\max}$	$i_{\min}$ , град	$i_{\max}$ , град	$g_{\min}$ , град	$g_{\max}$ , град
1	0.019	0.020	0.999	1.000	-0.016	0.015
10	0.019	0.020	9.99	10.00	-1.72	1.73
20	0.018	0.022	19.99	20.00	-6.38	6.38
30	0.019	0.075	29.89	30.07	-40.10	40.17
32	0.019	0.252	30.695	32.996	-104.09	104.01
32.7	0.019	0.328	30.555	34.494	-165.52	165.04
33	0.019	0.121	32.547	33.195	0	360
40	0.0097	0.363	34.97	40.01	0	360
50	0.0086	0.639	34.26	50.25	0	360
60	0.0012	0.812	33.66	60.61	0	360
70	0.0072	0.946	33.10	73.87	0	360
75	0.0119	0.998	32.77	86.66	0	360
76	0.0096	0.9999	32.82	147.15	0	360
80	0.0023	0.9999	32.87	147.17	0	360
89	0.0055	0.9999	33.37	146.67	0	360

(его максимальные значения составляют примерно  $147^\circ$ ) и с достижением эксцентриситета величины, весьма близкой к единице. Интересно отметить, что, как показывают расчеты, для незначительно меньшего значения  $i_0 = 75^\circ$  “флипы” отсутствуют, по крайней мере на интервале 5 млн лет.

Таким образом, для выбранных значений параметров  $a_1$ ,  $e_1$  данные табл. 1 позволяют проследить за качественными изменениями “астероидной” орбиты при изменении ее начального наклона. Начиная от стационарного положения в плоскости движения возмущающего тела при небольшом значении эксцентриситета, эта орбита в конечном счете превращается в сильно эволюционирующую по эксцентриситету и наклону с его переходом через  $90^\circ$ .

*Об эволюции некоторых особых астероидных орбит*

В задаче об эволюции астероидных орбит влияние эксцентриситеты орбиты Юпитера, обычно, является одним из второстепенных факторов, так

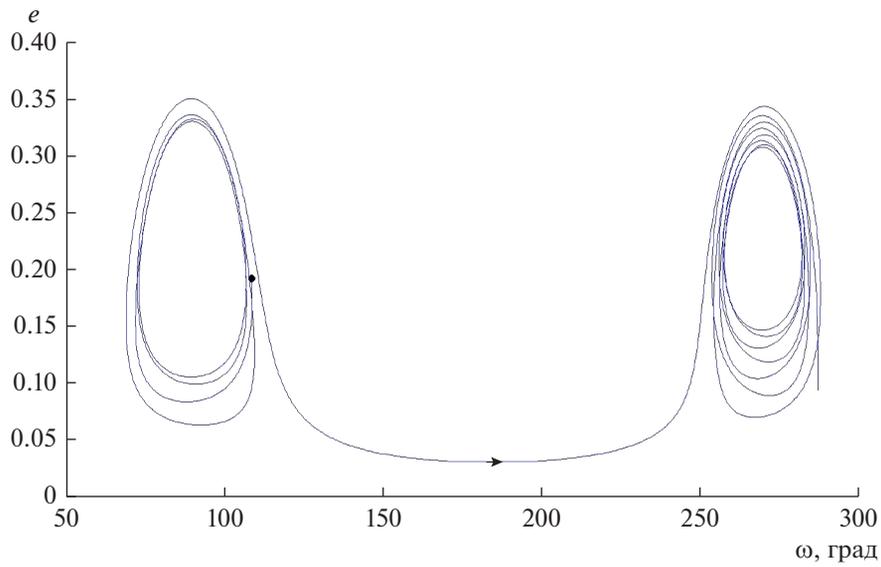
же как и влияние слагаемых возмущающей функции порядка выше, чем  $\alpha^2$ . Тем не менее существуют орбиты реальных астероидов, которые требуют безусловного учета вышеназванных факторов для адекватного описания их эволюции. К таковым относятся астероиды с элементами орбит, удовлетворяющими некоторым специальным условиям. Это, в первую очередь, орбиты, для которых постоянные первых интегралов двукратно осредненной задачи Хилла (Лидов, 1961; Lidov, 1962)

$$c_1 = (1 - e^2) \cos^2 i, \quad c_2 = e^2 \left( \frac{2}{5} - \sin^2 i \sin^2 \omega \right) \quad (35)$$

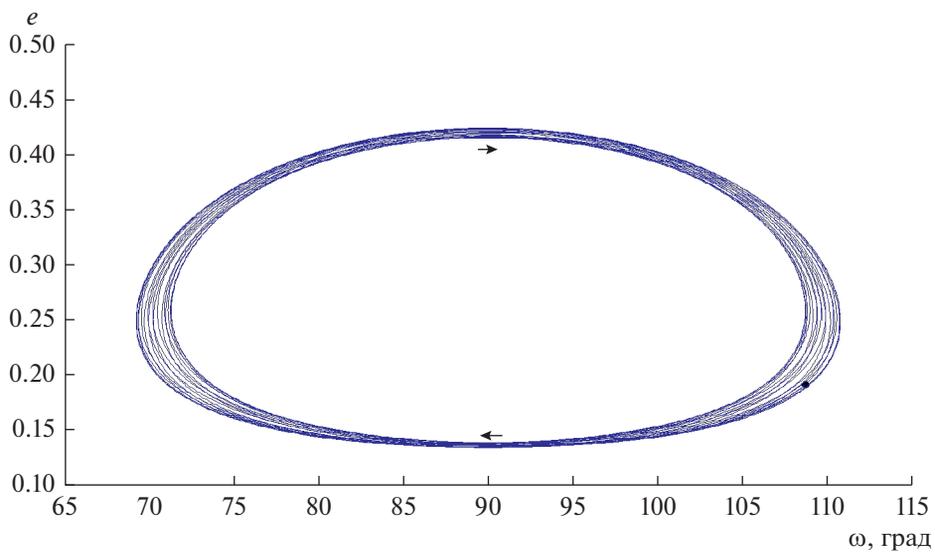
удовлетворяют условиям резонанса Лидова–Козаи  $c_1 < 3/5$ ,  $c_2 < 0$ . В работе (Скрипниченко, Кузнецов, 2018) приведена выборка 52 подобных нумерованных астероидов с  $\omega$ -либрационными орбитами. Интересно отметить, что для трех из них (с номерами 143219, 159518 и 417444) соответствующие постоянные  $c_2$  имеют значения, по модулю

**Таблица 2.** Качественные и количественные характеристики эволюции особых астероидных орбит в двух различных моделях:  $B = 0$  (модель  $\sim \alpha^3$ ),  $B > 0$  (модель  $\sim \alpha^4$ )

Номер астероида	$B = 0$			$B > 0$		
	тип эволюции $\omega$	$e_{\min}$	$e_{\max}$	тип эволюции $\omega$	$e_{\min}$	$e_{\max}$
1866	$C$	0.10	0.60	$L$	0.16	0.61
143219	$L$	0.02	0.67	$L$	0.03	0.72
159518	$L - C$	0.02	0.67	$L$	0.21	0.67
417444	$L - C - L$	0.03	0.35	$L$	0.13	0.42



**Рис. 12.** Изменение эксцентриситета и аргумента перигелия орбиты астероида 417444 в упрощенной модели  $\sim \alpha^3$ .



**Рис. 13.** То же самое, что и на рис. 12, но для модели  $\sim \alpha^4$ .

меньшие, чем  $10^{-3}$ . Это означает, что в плоскости ( $\omega-e$ ) фазовая точка находится весьма близко к сепаратрисе, отделяющей области либрации и циркуляции аргумента перигелия. Для подобных астероидов упрощенная модель эволюции, не учитывающая в осредненной возмущающей функции слагаемых порядка  $\alpha^4$ , как правило, приводит к неверным количественным и даже качественным результатам.

В табл. 2 приводятся характеристики эволюции указанных орбит (вместе с орбитой астероида 1866), полученные численным интегрированием системы (8) на интервале времени 1 млн лет для двух основных вариантов:  $B = 0$  (модель  $\sim\alpha^3$ ) и  $B > 0$  (модель  $\sim\alpha^4$ ). Вместе с экстремальными значениями эксцентриситета приведены символы, характеризующие тип эволюции аргумента перигелия:  $C$  – циркуляция,  $L$  – либрация. Для астероида 143219 учет слагаемых  $\sim\alpha^4$  уточняет лишь диапазон изменения эксцентриситета по сравнению с моделью  $\sim\alpha^3$ . Однако для остальных астероидов пренебрежение слагаемыми  $\sim\alpha^4$  дополнительно приводит и к качественным изменениям в характере эволюции  $\omega$ .

На рис. 12 и 13 для иллюстрации показано изменение эксцентриситета и аргумента перигелия орбиты последнего астероида 417444, соответственно, в модели  $\sim\alpha^3$  и в модели  $\sim\alpha^4$ .

В плоскости указанных элементов на рис. 12 начальная точка, отмеченная на рисунке черным кружком, с течением времени сначала переходит из режима либрации  $\omega$  относительно  $90^\circ$  в режим циркуляции (по стрелке), а затем возвращается в режим либрации, но уже относительно  $270^\circ$ . В более точной модели (рис. 13) изменение  $\omega$  носит либрационный характер относительно  $90^\circ$  на всем рассматриваемом интервале времени.

В заключение отметим некоторые возможности развития данной работы. Наряду с прослеживанием пространственной трансформации плоских равновесных спутниковых орбит, интерес мог бы представить численный поиск так называемых периодически-эволюционирующих орбит с равными (соизмеримыми) периодами изменения всех элементов. Дополнением данного исследования послужит также рассмотрение внешнего варианта ограниченной эллиптической двукратно осредненной задачи трех тел.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аксенов Е.П. Двукратно осредненная эллиптическая ограниченная задача трех тел // Астрон. журн. 1979а. Т. 56. № 2. С. 419–426.

Аксенов Е.П. Траектории в двукратно-осредненной эллиптической ограниченной задаче трех тел // Астрон. журн. 1979б. Т. 56. № 3. С. 623–631.

Вашковьяк М.А. Эволюция орбит в плоской ограниченной эллиптической двукратно осредненной задаче трех тел // Космич. исслед. 1982. Т. 20. Вып. 3. С. 332–341.

Вашковьяк М.А. Об интегрируемых случаях ограниченной двукратно осредненной задачи трех тел // Космич. исслед. 1984. Т. 22. Вып. 3. С. 327–334.

Вереш Ф. Качественный анализ плоской осредненной ограниченной задачи трех тел // Астрон. журн. 1980а. Т. 57. С. 182–189.

Вереш Ф. Аналитическое решение плоской осредненной ограниченной задачи трех тел в случае циркуляции перицентра орбиты частицы // Астрон. журн. 1980б. Т. 57. С. 824–832.

Вереш Ф. Два частных типа решения плоской осредненной ограниченной задачи трех тел // Астрон. журн. 1980в. Т. 57. С. 1070–1077.

Лидов М.Л. Эволюция орбит искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений внешних тел // Искусственные спутники Земли. 1961. Вып. 8. С. 5–45.

Моисеев Н.Д. О некоторых основных упрощенных схемах небесной механики, получаемых при помощи осреднения ограниченной круговой проблемы трех точек. 2. Об осредненных вариантах пространственной ограниченной круговой проблемы трех точек // Тр. Гос. астрон. ин-та им. П.К. Штернберга. 1945. Т. 15. Вып. 1. С. 100–117.

Скрипниченко П.В., Кузнецов Э.Д. Исследование динамической эволюции астероидов, испытывающих влияние эффекта Лидова–Козаи // Изв. Главной астрон. обсерв. в Пулкове. 2018. № 225. (Тр. Всероссийской астрометрической конференции “ПУЛКОВО – 2018”). С. 217–222.

Ito T. High-order analytic expansion of disturbing function for doubly averaged circular restricted three-body problem // Adv. Astron. V. 2016. Article ID 8945090. 23 p.

Katz B., Dong S., Malhotra R. Long-term cycling of Kozai-Lidov cycles: Extreme eccentricities and inclinations excited by a distant eccentric perturber // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. 181101. 5 p.

Kozai Y. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity // Astron. J. 1962. V. 67. P. 591–598.

Lidov M.L. The evolution of orbits of artificial satellites of planets under the action of gravitational perturbations of external bodies // Planet. and Space Sci. 1962. № 9. P. 719–759.

Lithwick Y., Naoz S. The eccentric Kozai mechanism for a test particle // Astrophys. J. 2011. V. 742. 94. 8 p.

Naoz S., Farr W.M., Lithwick Y., Rasio F.A., Teyssandier J. Hot Jupiter fromsecular planet-planet interaction // Nature. 2011. V. 473. P. 187–189.

Naoz S., Farr W. M., Lithwick Y., Rasio F.A., Teyssandier J. Secular dynamics in hierarchical three-body systems //

- Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2013. V. 431. 2155–2171.  
<https://doi.org/10.1093/mnras/stt302>
- Naoz S.* The eccentric Kozai-Lidov effect and its applications // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.* 2016. AA. P. 1–59.
- Neishtadt A.I., Sheng K., Sidorenko V.V.* On stability of planar solution of double averaged restricted elliptic three-body problem// *arXiv:1803.08847v2 [math.DS]* 4 Apr 2018. 7 p.
- Shevchenko I.* The Lidov-Kozai effect – applications in exoplanet research and dynamical astronomy // *Astrophys. and Space Science Library.* 2017. V. 441. Dordrecht: Springer, Int. Publ. Switzerland, 2017. V. 441. 194 p.
- Sidorenko V.V.* The eccentric Kozai–Lidov effect as a resonance phenomenon // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2018. 130:4. P. 2–23.
- Yokoyama T., Santos M.T., Cardini G., Winter O.C.* On the orbits of the outer satellites of Jupiter // *Astron. and Astrophys.* 2003.V. 401. P. 763–772.

УДК 523.2

## МИГРАЦИЯ ГИГАНТСКИХ ГАЗОВЫХ СГУЩЕНИЙ И СТРУКТУРА ВНЕШНЕЙ ЧАСТИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

© 2020 г. В. В. Емельяненко\*

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

*\*e-mail: vvemel@inasan.ru*

Поступила в редакцию 15.07.2019 г.

После доработки 30.07.2019 г.

Принята к публикации 29.08.2019 г.

Новые данные о распределении далеких транснептуновых объектов и о свойствах комет указывают на важность динамических процессов во внешней части протопланетного диска в формировании наблюдаемой структуры Солнечной системы. В данной работе мы рассмотрели возможное влияние гигантских газовых сгущений, образующихся в результате гравитационной неустойчивости и фрагментации околосредних дисков, на орбитальное распределение популяции малых тел во внешней части Солнечной системы. В основном, изучались те особенности миграции и гравитационного взаимодействия гигантских сгущений, которые были выявлены в работе (Vorobyov, Elbakyan, 2018). Наше моделирование показало, что основные особенности распределения малых тел, возникающие в результате гравитационного влияния гигантских сгущений, согласуются с наблюдаемым распределением орбит далеких транснептуновых объектов. Изученный динамический процесс, связанный с отдельным гигантским сгущением, является очень коротким по времени (не более нескольких десятков тысяч лет). Основным фактором, влияющим на орбитальное распределение малых тел, являются тесные сближения с гигантским сгущением. Значительная часть малых тел (комет) очень быстро переводится на далекие орбиты с большими эксцентриситетами, что позволяет им избежать взаимных соударений.

**Ключевые слова:** Солнечная система, транснептуновые объекты, кометы, миграция, гигантские сгущения

DOI: 10.31857/S0320930X20010016

### ВВЕДЕНИЕ

Недавнее открытие далеких транснептуновых объектов, движущихся по орбитам с большими полуосями  $a > 150$  а. е., дало новую и довольно неожиданную информацию о структуре внешней части Солнечной системы. В распределении угловых элементов орбит этих объектов обнаружилась необычная группировка вблизи определенных значений. Сначала в работе (Trujillo, Sheppard, 2014) было предположено, что имеет место концентрация аргументов перигелия  $\omega$  вблизи значения  $\omega = 0^\circ$ . Это значение соответствует одному из центров либрационных зон в механизме вековых возмущений Лидова–Козаи, поэтому было сделано предположение о существовании далекой планеты, производящей этот эффект. В дальнейшем в работе (Batygin, Brown, 2016) было высказано утверждение, что скорее имеет место группировка долгот перигелиев  $\pi$  и долгот восходящих узлов  $\Omega$ , и этот эффект связан с совместным действием орбитальных и вековых резонансов (Batygin, Morbidelli, 2017). В результате подробных небесномеханических исследований было

показано, что наблюдаемые особенности в распределении орбит далеких транснептуновых объектов могли быть произведены планетой с массой  $\sim 10$  масс Земли, движущейся по орбите с большой полуосью  $\sim 400\text{--}800$  а. е., эксцентриситетом  $\sim 0.2\text{--}0.5$  и наклоном  $\sim 15^\circ\text{--}25^\circ$  (Batygin, Brown, 2016; Batygin и др., 2019).

Хотя динамическая картина выглядит вполне убедительно (Batygin, Morbidelli, 2017), вопрос о действительном существовании девятой планеты Солнечной системы остается открытым. Несмотря на интенсивные поиски, планета до сих пор не обнаружена. Представляет огромные трудности и объяснение образования столь массивной и далекой планеты (Batygin и др., 2019). Поэтому имеет необходимость в рассмотрении и других возможных сценариев формирования наблюдаемой структуры далекой транснептуновой области.

Новые вопросы в теории формирования удаленных областей Солнечной системы поставили и результаты космической миссии Rosetta к комете 67P/Чурюмова–Герасименко. Происхождение комет всегда связывалось с внешней частью Сол-

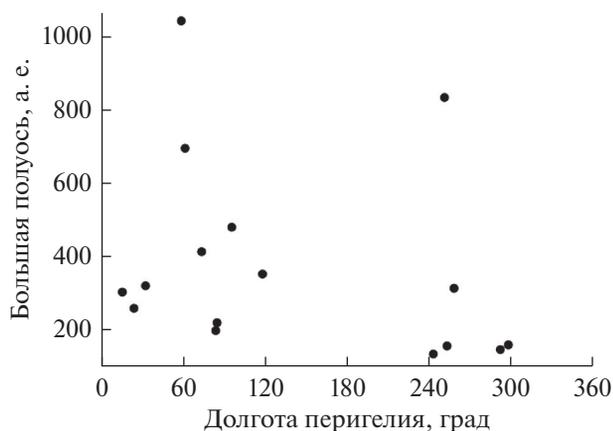
нечной системы. Поскольку время как физической, так и динамической жизни комет в околоземном пространстве весьма мало по сравнению с возрастом Солнечной системы, то естественно предполагать, что большую часть времени кометы провели в удаленных областях Солнечной системы. В последнее десятилетие наибольшее распространение получила точка зрения, что образование кометных популяций происходило в процессе миграции планет, описываемом моделью “Ниццы” (Levison и др., 2011). В работе (Brasser, Morbidelli, 2013) подчеркнута, что в рамках этой модели находит естественное объяснение общность происхождения транснептуновых объектов и объектов облака Оорта из единой популяции планетезималей, расположенных первоначально за орбитой Нептуна. Однако новые данные о физических свойствах кометы 67P/Чурюмова-Герасименко, полученные в ходе космической миссии Rosetta, плохо согласуются с положением модели “Ниццы” о длительном (~0.5 млрд лет) существовании первоначального диска планетезималей за орбитами планет-гигантов в районе 15–30 а. е. (Davidsson и др., 2016). В работах (Morbidelli, Rickman, 2015; Rickman и др., 2015) было показано, что кометные объекты километровых размеров должны были испытать многочисленные взаимные соударения в течение рассматриваемого промежутка времени. Поэтому в модели “Ниццы” кометные ядра не являются первоначальными планетезималями, а представляют собой ударные фрагменты, возникшие при разрушении тел, имевших вначале значительно большие размеры. Но общий вывод, сделанный в работе (Davidsson и др., 2016) на основе анализа данных для кометы 67P/Чурюмова-Герасименко в сопоставлении с многочисленными наземными наблюдениями и результатами других космических миссий, а также лабораторными экспериментами и численными расчетами, заключается в том, что кометы являются первичными объектами, не испытавшими больших ударных и тепловых изменений с момента формирования. Более того, в работах (Fulle и др., 2016; Mannel и др., 2016; Fulle, Blum, 2017) подчеркнута, что существование в комете 67P/Чурюмова-Герасименко очень рыхлых частиц, называемых также фрактальными, показывает, что такие структуры могли сохраниться только при ударах с относительными скоростями менее 1 м/с. Таким образом, данные космической миссии Rosetta также указывают на необходимость рассмотрения новых моделей, в которых аккреция далеких объектов происходила с чрезвычайно малыми скоростями, а переход на орбиты с большими эксцентриситетами, характерные для объектов транснептунового рассеянного диска (scattered disc) и облака Оорта (предполагаемые источники наблюдаемых комет), происходил значительно быстрее, чем в модели “Ниццы”.

Гравитационная неустойчивость и фрагментация околозвездных дисков уже давно рассматривается как возможный механизм быстрого формирования планет-гигантов (Boss, 1997). В настоящее время существует довольно устоявшаяся точка зрения, что условия фрагментации околозвездного диска выполняются в его внешней части, на расстояниях более 50–100 а. е. от звезды (например, Johnson, Gammie, 2003; Rafikov, 2005). Обнаружение экзопланет на широких орбитах является наблюдательной поддержкой этих теоретических оценок. Минимальная начальная масса самогравитирующих газовых сгущений, возникших при фрагментации диска, составляет  $\sim 10m_j$ , где  $m_j$  – масса Юпитера (например, Stamatellos, Whitworth, 2009), а начальные радиусы таких образований, рассматриваемые при моделировании фрагментации диска, составляют от нескольких астрономических единиц (Boss, 2011; Galvagni, Mayer, 2014) до нескольких десятков астрономических единиц (Vorobyov, 2013). В последнее время было показано, что образующиеся гигантские сгущения участвуют в сложном динамическом процессе взаимодействия с диском, что приводит, в частности, к миграции сгущений (Mayer и др., 2002; Vorobyov, Basu, 2005; Nayakshin, 2010; Baruteau и др., 2011; Zhu и др., 2012; Stamatellos, 2015; Vorobyov, Elbakyan, 2018). Более того, мигрирующие сгущения могут испытывать тесные сближения друг с другом, что зачастую приводит к выбросу объектов на гиперболические орбиты (Terquem, Papaloizou, 2002; Vorobyov, Elbakyan, 2018).

В данной работе проводится анализ гравитационного влияния гигантских сгущений в таком динамическом процессе на распределение орбит малых тел в Солнечной системе, если этот процесс происходил в околозвездном диске. Особенности миграции и гравитационного взаимодействия гигантских сгущений в околозвездных дисках недавно были изучены подробно в работе (Vorobyov, Elbakyan, 2018). Наше исследование основано на рассмотрении типичных элементов динамического поведения гигантских сгущений, продемонстрированных в (Vorobyov, Elbakyan, 2018). Выявленные динамические особенности затем сравниваются с наблюдаемым распределением далеких транснептуновых объектов.

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ ДАЛЕКИХ ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Распределение угловых элементов орбит далеких транснептуновых объектов вызвало большую дискуссию и стало основой для предположения о существовании девятой планеты. Здесь мы рассматриваем распределение угловых элементов для объектов с перигелийными расстояниями  $q > > 40$  а. е., в отличие от работ (Trujillo, Sheppard, 2014; Batygin, Brown, 2016), в которых анализиро-



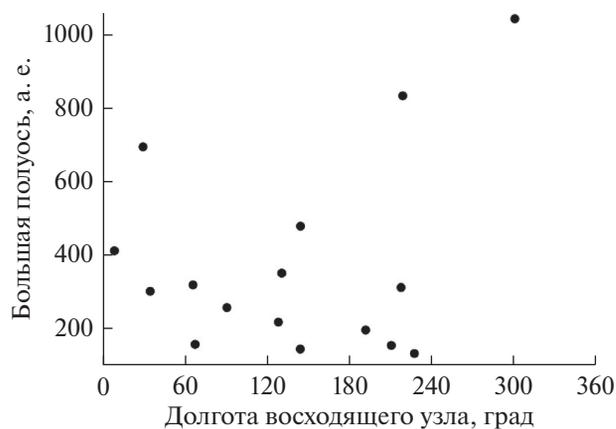
**Рис. 1.** Распределение долгот перигелиев и больших полуосей для транснептуновых объектов с  $q > 40$  а. е.,  $a > 100$  а. е., наблюдавшихся в нескольких оппозициях.

вались орбиты объектов с  $q > 30$  а. е. Такой подход представляется более обоснованным в случае изучения динамических механизмов, отличных от гравитационных возмущений известных планет (для орбит с перигелиями вблизи орбиты Нептуна возмущения от этой планеты могут быть существенными). Использовались орбиты, представленные на сайте Центра малых планет (<https://www.minorplanetcenter.net/iau/lists/Centaurs.html>) 28 января 2019 г., для объектов, наблюдавшихся не менее чем в двух оппозициях.

На рис. 1 дано распределение долгот перигелиев и больших полуосей далеких транснептуновых объектов. Как уже было отмечено в работах (Batygin, Brown, 2016; Batygin и др., 2019), имеется две группы объектов. Первая группа сконцентрирована приблизительно вблизи значений  $60^\circ$ – $70^\circ$ , а значения долгот перигелиев для второй группы отличаются приблизительно на  $180^\circ$ .

Рис. 2 показывает большой разброс долгот восходящих узлов для тех же объектов. Интересной особенностью является отсутствие далеких транснептуновых объектов с  $a < 1000$  а. е. в интервале долгот восходящих узлов (240, 360) град., но статистические данные пока недостаточны для уверенного утверждения о надежности этой особенности.

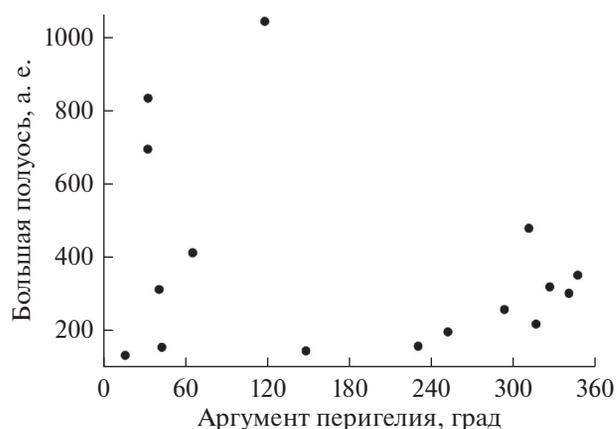
Рис. 3 показывает распределение аргументов перигелия для далеких транснептуновых объектов. На начальном этапе обсуждения возможного существования девятой планеты в работе (Trujillo, Sheppard, 2014) было предположено, что имеет место концентрация аргументов перигелия вблизи значения  $\omega = 0^\circ$ , однако дальнейшие исследования не подтвердили это предположение. Как видно на рис. 3, отсутствует какая-либо видимая группировка аргументов перигелия далеких транснептуновых объектов.



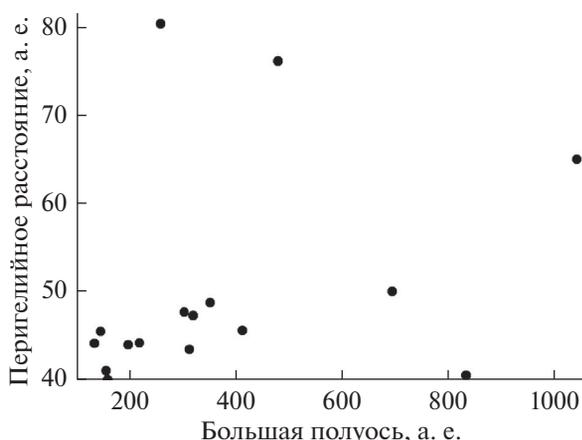
**Рис. 2.** Распределение долгот восходящих узлов и больших полуосей для транснептуновых объектов с  $q > 40$  а. е.,  $a > 100$  а. е., наблюдавшихся в нескольких оппозициях.

Таким образом, только для распределения долгот перигелиев явно проявляется в современных наблюдательных данных группировка далеких транснептуновых объектов вблизи определенных значений. Существует две группы объектов, сконцентрированных вблизи значений долгот перигелиев, отличающихся приблизительно на  $180^\circ$ . Согласно статистическому анализу в работе (Brown, Batygin, 2019) наблюдаемые долготы перигелиев не являются выборкой из равномерного распределения при уровне значимости 0.04.

Еще одна особенность распределения далеких транснептуновых объектов отражена на рис. 4. Видно отсутствие далеких транснептуновых объектов с  $a < 1000$  а. е. в интервале перигелийных расстояний (50, 75) а. е., хотя статистические данные пока недостаточны для уверенного утверждения о надежности этой особенности.



**Рис. 3.** Распределение аргументов перигелия и больших полуосей для транснептуновых объектов с  $q > 40$  а. е.,  $a > 100$  а. е., наблюдавшихся в нескольких оппозициях.



**Рис. 4.** Распределение больших полуосей и перигелийных расстояний для транснептуновых объектов с  $q > 40$  а. е.,  $a > 100$  а. е., наблюдавшихся в нескольких оппозициях.

## МОДЕЛЬ

Мы рассматриваем типичный пример динамической эволюции двух взаимодействующих гигантских сгущений во внешней части протопланетного диска, представленный на рис. 17 работы (Vorobyov, Elbakyan, 2018). Внешний объект с меньшей массой движется по орбите с эксцентриситетом  $\sim 0.5$ . Внутренний объект движется по почти круговой орбите с  $a \sim 100$  а. е. Через некоторый промежуток времени происходит тесное сближение этих объектов. В результате взаимных возмущений объекты переходят на орбиты с большими эксцентриситетами. Внешний объект начинает двигаться по гиперболе и выбрасывается из системы рассматриваемой звезды. Внутренний объект переходит на орбиту с  $q \sim 30$  а. е., и его орбита быстро округляется на таком расстоянии вследствие взаимодействия с протопланетным газовым диском.

Мы пытаемся выяснить, как рассматриваемая модель гигантских газовых сгущений согласуется с наблюдаемым распределением далеких транснептуновых объектов, и, таким образом, есть ли основания для ее рассмотрения по отношению к Солнечной системе. Мы предполагаем, что популяция малых тел существовала на этапе миграции газовых сгущений. В нашей модели малые тела первоначально совершали движение по почти круговым орбитам с малыми наклонами к эклиптике. В расчетах (Vorobyov, Elbakyan, 2018) время жизни гигантских сгущений в протопланетном диске не превышает 0.5 млн лет. Хотя вопрос об образовании малых тел за такой небольшой промежуток времени является открытым, существует много работ, в которых рассматривается очень быстрое образование малых тел во внешней части Солнечной системы. Например, авторы работы

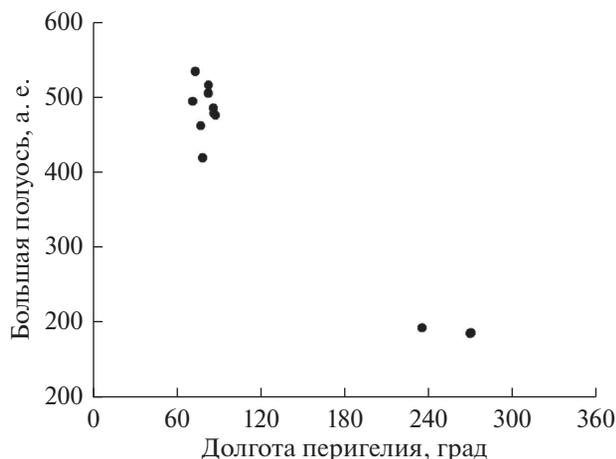
(Wahlberg и др., 2014) утверждают, что в их численных экспериментах при потоковой неустойчивости на 40 а. е. могут формироваться планетезимали различных размеров: более  $\sim 100$  км за  $\sim 25$  лет, 10 км за несколько сотен лет, 1 км за несколько тысяч лет.

Динамические процессы эволюции гигантских сгущений являются очень сложными, при этом и массы сгущений являются переменными, и их орбиты испытывают возмущения. Сейчас невозможно установить все детали динамики гигантских сгущений. Поэтому в этой работе мы изучаем последовательно различные простейшие элементы этого процесса, рассматривая объекты с постоянными массами, движущиеся по кеплеровым орбитам. Рассматриваются три различных динамических эпизода: 1) движение внешнего объекта по орбите с эксцентриситетом  $e_c \sim 0.5$ ; 2) движение внутреннего объекта по почти круговой орбите; 3) движение внутреннего объекта из афелия в перигелий с  $q_c \sim 30$  а. е. Изучается распределение орбит малых тел, возникающее при каждом динамическом эпизоде в условиях гравитационного воздействия гигантских сгущений на промежутках времени, не превышающих согласно (Vorobyov, Elbakyan, 2018) нескольких десятков тысяч лет.

В каждом случае рассматривалось движение большого числа частиц, испытывающих гравитационное воздействие от гигантских сгущений. Интегрирование уравнений движения выполнялось с помощью симплектического интегратора (Emel'yanenko, 2007). Интегрирование для данной частицы прекращалось, если  $a > 1000$  а. е. или  $q < 0.2$  а. е., а также в случае столкновения частицы с гигантским сгущением. В начальный момент времени большие полуоси частиц распределялись случайно по закону  $a^{-0.5}$  в некотором интервале (для почти круговых орбит это приблизительно соответствует закону  $r^{-1.5}$ , часто используемому для описания распределения поверхностной плотности вещества в протопланетном диске), а эксцентриситеты  $e$  и наклоны орбит  $i$  планет являлись равномерно распределенными случайными величинами с  $e < 0.001$  и  $i < 0.5^\circ$ .

## ДВИЖЕНИЕ ВНЕШНЕГО ОБЪЕКТА ПО ОРБИТЕ С БОЛЬШИМ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТОМ

Рассмотрим модель, в которой объект с массой  $m_c = 10m_j$ , радиусом  $R_c = 4$  а. е. движется по орбите с большой полуосью  $a_c = 600$  а. е., эксцентриситетом  $e_c = 0.5$ , наклоном  $i_c = 20^\circ$ , долготой перигелия  $\pi_c = 61^\circ$ , долготой восходящего узла  $\Omega_c = 91^\circ$ . Выбор угловых элементов орбиты основан на тех же соображениях, что рассматривались в работах (Batygin, Brown, 2016; Batygin, Morbidelli, 2017) для поиска гипотетической девятой планеты. На-



**Рис. 5.** Распределение долгот перигелиев и больших полуосей для далеких частиц после 40000 лет эволюции под действием гравитационных возмущений от гигантского сгущения с  $a_c = 600$  а. е.

чальные значения больших полуосей 5000 частиц распределены в интервале (50, 1000) а. е.

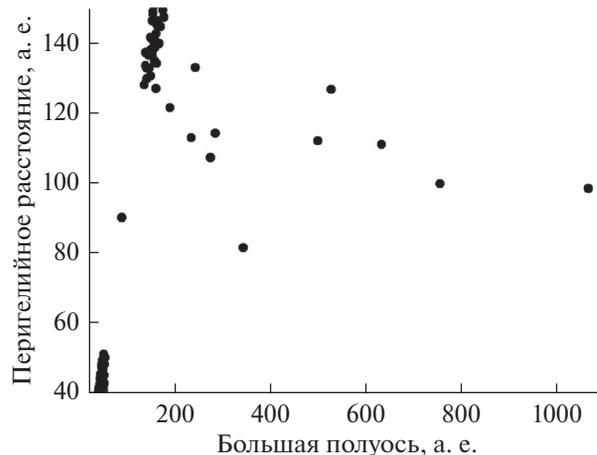
На рис. 5 показано распределение долгот перигелиев и больших полуосей частиц с  $40 < q < 80$  а. е. и  $a > 100$  а. е. через 40000 лет. Видно, что в распределении моделируемых частиц имеются концентрации долгот перигелиев вблизи значений  $\pi_c$  и  $\pi_c + 180^\circ$ , подобно распределению наблюдаемых далеких транснептуновых объектов.

Отметим, что механизм образования этих концентраций в исследуемом случае отличается от механизма орбитальных и вековых резонансов, рассматриваемого в работах (Batygin, Brown, 2016; Batygin, Morbidelli, 2017). В данном случае основным фактором являются тесные сближения частиц с гигантскими сгущениями. Известно (Carrisi, Valsecchi, 1980; Емельяненко, 1997), что наиболее эффективное преобразование орбит имеет место при касательных сближениях, происходящих вблизи перигелиев и афелиев орбит гигантских сгущений, что и проявляется в создании двух максимумов в распределении частиц.

#### ДВИЖЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ОБЪЕКТА ПО КРУГОВОЙ ОРБИТЕ

Рассмотрим модель, в которой объект с массой  $m_c = 25m_j$ , радиусом  $R_c = 12$  а. е. движется по орбите с большой полуосью  $a_c = 90$  а. е., эксцентриситетом  $e_c = 0$ , наклоном  $i_c = 0^\circ$ . Начальные значения больших полуосей 1000 частиц распределены в интервале (5, 500) а. е.

На рис. 6 показано распределение больших полуосей и перигелийных расстояний частиц через 40000 лет. Видно отсутствие далеких частиц в интервале перигелийных расстояний (50, 80) а. е.,

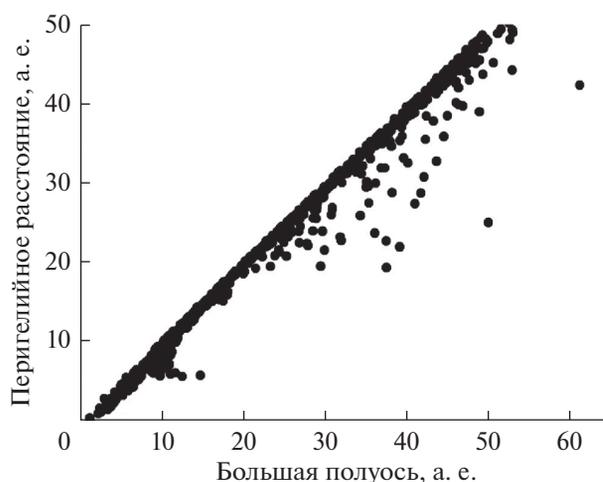


**Рис. 6.** Распределение больших полуосей и перигелийных расстояний для частиц после 40000 лет эволюции под действием гравитационных возмущений от гигантского сгущения с  $a_c = 90$  а. е.

что согласуется с наблюдательными данными для далеких транснептуновых объектов на рис. 4.

#### МИГРАЦИЯ ВНУТРЕННЕГО ОБЪЕКТА

Рассмотрим теперь влияние гигантского сгущения на распределение орбит малых тел при переходе во внутреннюю область. Для этого изучалась модель, в которой объект с массой  $m_c = 10m_j$ , радиусом  $R_c = 5$  а. е. совершает движение в плоскости эклиптики от афелия до перигелия по орбите с  $a_c = 50$  а. е.,  $e_c = 0.5$ . Начальные значения больших полуосей 1000 частиц распределены в интервале (5, 50) а. е. На рис. 7 показано распре-



**Рис. 7.** Распределение больших полуосей и перигелийных расстояний для частиц после 180 лет эволюции под действием гравитационных возмущений от гигантского сгущения, движущегося от афелия к перигелию по орбите с  $a_c = 50$  а. е.,  $e_c = 0.5$ .

деление частиц приблизительно через 180 лет, что соответствует промежутку времени перехода гигантского сгущения от афелия до перигелия.

Видно, что у части объектов в области пояса Койпера эксцентриситеты орбит значительно возрастают. Хотя современные теории связывают происхождение таких орбит с миграцией планет в планетезимальных дисках на поздних этапах формирования Солнечной системы (см., например, обзор (Morbidelli, Nesvorný, 2019)), данные вычисления показывают, что гигантские сгущения, мигрирующие из внешней части Солнечной системы, могли играть существенную роль в возрастании эксцентриситетов как объектов пояса Койпера, так и более внутренних планетезималей.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые данные о распределении далеких транснептуновых объектов и о свойствах комет поставили и новые вопросы о динамических процессах во внешней части протопланетного диска на ранних этапах формирования Солнечной системы. В данной работе мы рассмотрели возможное влияние гигантских газовых сгущений, образующихся в результате гравитационной неустойчивости и фрагментации околозвездных дисков, на орбитальное распределение популяции малых тел во внешней части Солнечной системы. В основном, изучались те особенности миграции и гравитационного взаимодействия гигантских сгущений, которые были выявлены в работе (Vorobyov, Elbakyan, 2018).

Наше моделирование показало, что основные особенности распределения малых тел, возникающие в результате гравитационного влияния гигантских сгущений с массой порядка  $10 m_j$  и более, согласуются с наблюдаемым распределением орбит далеких транснептуновых объектов. Необходимо отметить, что изученный динамический процесс, связанный с отдельным гигантским сгущением, является очень коротким по времени (не более нескольких десятков тысяч лет). Основным фактором, влияющим на орбитальное распределение малых тел, являются тесные сближения с гигантским сгущением. Значительная часть малых тел (комет) очень быстро переводится на далекие орбиты с большими эксцентриситетами, что позволяет им избежать взаимных соударений.

Вопрос о возможной дальнейшей эволюции гигантских сгущений является открытым. Согласно работе (Vorobyov, Elbakyan, 2018) гигантские газовые сгущения существуют в протопланетном диске не более чем 0.5 млн лет, или разрушаясь во внутренней части диска, или выпадая на звезду, или выбрасываясь на гиперболические орбиты в результате взаимных возмущений. Но существуют и весьма оригинальные точки зре-

ния, что эти сгущения могут стать зародышами планет, даже земного типа (Nayakshin, 2017).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-12-01441). Вычисления проведены с использованием суперкомпьютера МВС-100К Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

Автор благодарен И.И. Шевченко за полезные замечания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Емельяненко Н.Ю. Короткопериодические кометы с высоким значением постоянной Тиссерана. I. Орбитальная эволюция // *Астрон. вестн.* 1997. Т. 31. С. 257–267. (Emel'yanenko N. Yu. Short-period comets with high values of the Tisserand constant: I. Orbital evolution // *Sol. Syst. Res.* 1997. V. 31. P. 229–238.)
- Baruteau C., Meru F., Paardekooper S.-J. Rapid inward migration of planets formed by gravitational instability // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011. V. 416. P. 1971–1982.
- Batygin K., Brown M.E. Evidence for a distant giant planet in the Solar System // *Astron. J.* 2016. V. 151. Article id. 22. 12 p.
- Batygin K., Morbidelli A. Dynamical evolution induced by Planet Nine // *Astron. J.* 2017. V. 154. Article id. 229. 21 p.
- Batygin K., Adams F.C., Brown M.E., Becker J.C. The Planet Nine hypothesis // *Phys. Reports.* 2019, in press.
- Boss A.P. Evolution of the solar nebula. IV. Giant gaseous protoplanet formation // *Astrophys. J.* 1998. V. 503. P. 923–937.
- Boss A.P. Formation of giant planets by disk instability on wide orbits around protostars with varied masses // *Astrophys. J.* 2011. V. 731. Article id. 74. 13 p.
- Brasser R., Morbidelli A. Oort cloud and scattered disc formation during a late dynamical instability in the Solar System // *Icarus.* 2013. V. 225. P. 40–49.
- Brown M.E., Batygin K. Orbital clustering in the distant Solar system // *Astron. J.* 2019. V. 157. Article id. 62. 5 p.
- Carusi A., Valsecchi G.B. Planetary close encounters: importance of nearly tangent orbits // *Moon and Planets.* 1980. V. 22. P. 113–124.
- Davidsson B.J.R., Sierks H., Güttler C., Marzari F., Pajola M., Rickman H., A'Hearn M.F., Auger A.-T., El-Maarry M.R., Fornasier S., Gutiérrez P. J., Keller H.U., Massironi M., Snodgrass C., Vincent J.-B., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D., Barucci M.A., Bertaux J.-L., Bertini I., Cremonese G., Da Deppo V., Debei S., De Cecco M., Feller C., Fulle M., Groussin O., Hviid S.F., Höfner S., Ip W.-H., Jorda L., Knollenberg J., Kovacs G., Kramm J.-R., Kürt E., Küppers M., La Forgia F., Lara L.M., Lazzarin M., Lopez Moreno J.J., Moissl-Fraund R., Mottola S., Naletto G., Oklay N., Thomas N., Tubiana C. The primordial nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 592. Article id. A63. 30 p.
- Emel'yanenko V.V. A method of symplectic integrations with adaptive time-steps for individual Hamiltonians in the planetary N-body problem // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2007. V. 98. P. 191–202.

- Fulle M., Altobelli N., Buratti B., Choukroun M., Fulchignoni M., Grün E., Taylor M.G.G.T., Weissman P.* Unexpected and significant findings in comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: An interdisciplinary view // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. P. S2–S8.
- Fulle M., Blum J.* Fractal dust constrains the collisional history of comets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. P. S39–S44.
- Galvagni M., Mayer L.* Early evolution of clumps formed via gravitational instability in protoplanetary discs: precursors of Hot Jupiters? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2014. V. 437. P. 2909–2921.
- Johnson B.M., Gammie C.F.* Nonlinear outcome of gravitational instability in disks with realistic cooling // *Astrophys. J.* 2003. V. 597. P. 131–141.
- Levison H.F., Morbidelli A., Tsiganis K., Nesvorný D., Gomes R.* Late orbital instabilities in the outer planets induced by interaction with a self-gravitating planetesimal disk // *Astron. J.* 2011. V. 142. Id. 152. 11p.
- Mannel T., Bentley M.S., Schmied R., Jeszenszky H., Levasseur-Regourd A.C., Romstedt J., Torkar K.* Fractal cometary dust - a window into the early Solar system // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. P. S304–S311.
- Mayer L., Quinn T., Wadsley J., Stadel J.* Formation of giant planets by fragmentation of protoplanetary disks // *Science.* 2002. V. 298. P. 1756–1759.
- Morbidelli A., Rickman H.* Comets as collisional fragments of a primordial planetesimal disk // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583 Article id. A43. 9 p.
- Morbidelli A., Nesvorný D.* Kuiper belt: Formation and evolution // *The Transneptunian Solar System* / Eds. Privalnik D., Barucci M.A., Young L. 2019, in press.
- Nayakshin S.* Formation of planets by tidal downsizing of giant planet embryos // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2010. V. 408. P. L36–L40.
- Nayakshin S.* Dawes review 7: The tidal downsizing hypothesis of planet formation // *Publ. Astron. Soc. Australia.* 2017. V. 34. E002. 46 p.
- Rafikov R.R.* Can giant planets form by direct gravitational instability? // *Astrophys. J.* 2005. V. 621. P. L69–L72.
- Rickman H., Marchi S., A'Hearn M.F., Barbieri C., El-Maarry M.R., Güttler C., Ip, W.-H., Keller H.U., Lamy P., Marzari F., Massironi M., Naletto G., Pajola M., Sierks H., Koschny D., Rodrigo R., Barucci M.A., Bertaux J.-L., Bertini I., Cremonese G., Da Deppo V., Debei S., De Cecco M., Fornasier S., Fulle M., Groussin O., Gutiérrez P.J., Hviid S.F., Jorda L., Knollenberg J., Kramm J.-R., Kührt E., Küppers M., Lara L.M., Lazzarin M., Lopez Moreno J.J., Michalik H., Sabau L., Thomas N., Vincent J.-B., Wenzel K.-P.* Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: Constraints on its origin from OSIRIS observations // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. Article id. A44. 8 p.
- Stamatellos D., Whitworth A.P.* The properties of brown dwarfs and low-mass hydrogen-burning stars formed by disc fragmentation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2009. V. 392. P. 413–427.
- Stamatellos D.* The migration of gas giant planets in gravitationally unstable disks // *Astrophys. J. Lett.* 2015. V. 810. Article id. L11. 5 p.
- Terquem C., Papaloizou J.C.B.* Dynamical relaxation and the orbits of low-mass extrasolar planets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2002. V. 332. P. L39–L43.
- Trujillo C.A., Sheppard S.S.* A Sedna-like body with a perihelion of 80 astronomical units // *Nature.* 2014. V. 507. P. 471–474.
- Vorobyov E.I., Basu S.* The origin of episodic accretion bursts in the early stages of star formation // *Astrophys. J.* 2005. V. 633. P. L137–L140.
- Vorobyov E.I.* Formation of giant planets and brown dwarfs on wide orbits // *Astron. and Astrophys.* 2013. V. 552. Article id. A129. 15 p.
- Vorobyov E.I., Elbakyan V.G.* Gravitational fragmentation and formation of giant protoplanets on orbits of tens of au // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 618. Article id. A7. 15 p.
- Wahlberg Jansson K., Johansen A.* Formation of pebble-pile planetesimals // *Astron. and Astrophys.* 2014. V. 570. Article id. A47. 10 p.
- Zhu Z., Hartmann L., Nelson R.P., Gammie C.F.* Challenges in forming planets by gravitational instability: disk irradiation and clump migration, accretion, and tidal destruction // *Astrophys. J.* 2012. V. 746. Article id. 110. 26 p.

УДК 523.64

## ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НА ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕДЯНЫХ ЧАСТИЦ

© 2020 г. Д. В. Петров<sup>a</sup>, \*, Е. А. Жужулина<sup>a</sup>, Н. Н. Киселев<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Крымская астрофизическая обсерватория российской академии наук (КрАО РАН), Крым, Россия

\*e-mail: [dvp@crao.crimea.ru](mailto:dvp@crao.crimea.ru)

Поступила в редакцию 01.02.2019 г.

После доработки 11.03.2019 г.

Принята к публикации 26.03.2019 г.

Водяной лед широко распространен в Солнечной системе. Компьютерное моделирование рассеяния света ледяными частицами, предназначенное для интерпретации данных наблюдений, должно учитывать спектральную зависимость показателя преломления водяного льда. Однако на практике часто используют одно фиксированное значение показателя преломления. В данной работе мы показываем, что неудачный выбор фиксированного показателя преломления, как правило, приводит к заметным ошибкам как для оценки интенсивности, так и для оценки степени поляризации однократно рассеянного света. Мы обнаружили, что в спектральной области от 0.4 до 0.9 мкм фиксированное значение показателя преломления ледяных частиц  $m_0 = 1.3078$  приводит к минимальным отличиям рассчитанных характеристик рассеянного ледяными частицами света от тех, которые учитывают спектральный ход показателя преломления. Найдены наиболее подходящие значения фиксированного показателя преломления для широко используемых фильтров R, V и I. Также изучено влияние фиксированного значения показателя преломления льда на спектральную зависимость основных параметров фазовой зависимости степени линейной поляризации однократно рассеянного света, таких как величина и положение минимума отрицательной ветви, величина и положение максимума положительной ветви, угол инверсии и величина поляриметрического наклона. Результаты проведенных расчетов могут быть использованы для интерпретации поляризации различных объектов Солнечной системы, имеющих в своем составе ледяные частицы.

**Ключевые слова:** ледяные частицы, показатель преломления, спектральная зависимость, поляриметрия, фазовая зависимость поляризации, случайные гауссовские частицы, матрицы формы, компьютерное моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X20010089

### ВВЕДЕНИЕ

Частицы водяного льда являются неотъемлемой частью множества объектов Солнечной системы – например, Луны (Петров и др., 2003, Пугачева и др., 2015), спутников планет-гигантов (Friedson, Stevenson, 1983; Anderson и др., 2001; Schubert и др., 2004; Moore, 2006), астероидов (Belskaya и др., 2010; Stubbs, Wang, 2012; Scully и др., 2018), комет (Sunshine и др., 2007; Berger и др., 2011; Kossacki, 2019), а также транснептуновых объектов (Hussmann и др., 2006). Кроме того, состояние льдов на определенных участках поверхности нашей планеты является важнейшим показателем климатических изменений (Kelly, Hall, 2008).

Фотометрия и поляриметрия рассеянного излучения являются мощными инструментами дистанционного зондирования объектов Солнечной системы. За последние три десятилетия на-

бор данных наблюдений ледяных планетных поверхностей значительно расширился. Системы космической съемки позволили получить сотни тысяч мультиспектральных изображений спутников планет-гигантов, колец и даже кометных ядер (Gulkis и др., 2007). Важной целью этих фотометрических и поляриметрических исследований является оценка физических свойств и химического состава удаленных объектов с помощью сопоставления результатов наблюдений и моделирования.

К сожалению, есть не так уж много работ, посвященных изучению поляризации света, рассеянного именно ледяными частицами. Lyot (1929) и Dollfus (1957) обнаружили небольшое изменение поляризации в процессе таяния льда. Dougherty и Geake (1994) обнаружили, что частицы водяного льда, имеющие субмикронные размеры, имеют более глубокую отрицательную ветвь по-

ляризации, чем крупные частицы льда. Шкуратов и Овчаренко (Shkuratov, Ovcharenko, 2002) не обнаружили заметной отрицательной ветви поляризации в ходе лабораторных измерений на предельно малых фазовых углах для снега, состоящего из сильно вытянутых (соотношение диаметра к длине порядка 1 : 10) кристаллов льда. Различные наблюдения разнообразных видов льда позволили выявить зависимости рассеивающих свойств от размеров и формы ледяных частиц (Leroux и др., 1999; Lv, Sun, 2014; Peltoniemi и др., 2009; Sun, Zhao, 2011; Tanikawa и др., 2014). Данная работа посвящена изучению свойств ледяных частиц в зависимости от длины волны излучения; при этом основное внимание в ней уделяется такому важному параметру, как степень линейной поляризации.

Степень линейной поляризации может быть описана следующим соотношением:

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}, \quad (1)$$

где  $I_{\perp}$  и  $I_{\parallel}$  – компоненты интенсивности рассеянного излучения, перпендикулярная и параллельная плоскости рассеяния (плоскости, содержащей источник излучения, рассеивающий объект и наблюдателя), соответственно. Если  $I_{\perp} < I_{\parallel}$ , тогда, формально, можно получить отрицательную степень поляризации. Физически это означает, что плоскость преимущественных колебаний вектора электрического излучения параллельна плоскости рассеяния.

Частицы могут характеризоваться комплексным показателем преломления  $m_0 = n + ik$ . Зависимость показателя преломления (как реальной, так и мнимой частей) ледяных частиц от длины волны показана на рис. 1. Данные взяты из работы Warren (1984). Следует также упомянуть, что существуют более новые и уточненные результаты измерений показателя преломления льда (Warren, Brandt, 2008). Однако в рассматриваемом в данной работе спектральном диапазоне 0.4–0.9 мкм разность между старыми и новыми величинами показателя преломления крайне мала, и ее влияние на результаты расчетов незначительно.

Существуют разные методы компьютерного моделирования рассеивающих свойств частиц. Но в большинстве из них для интерпретации наблюдений, особенно для мультиспектральных, требуется большое количество вычислений. Требуется многократно повторять расчеты для каждого значения показателя преломления, соответствующего каждому значению длины волны, вследствие чего время вычислений резко увеличивается. Выходом может служить использование исследователями одного фиксированного показателя преломления  $m_0$ . Например, при интерпретации данных, измеренных при помощи фильтра в

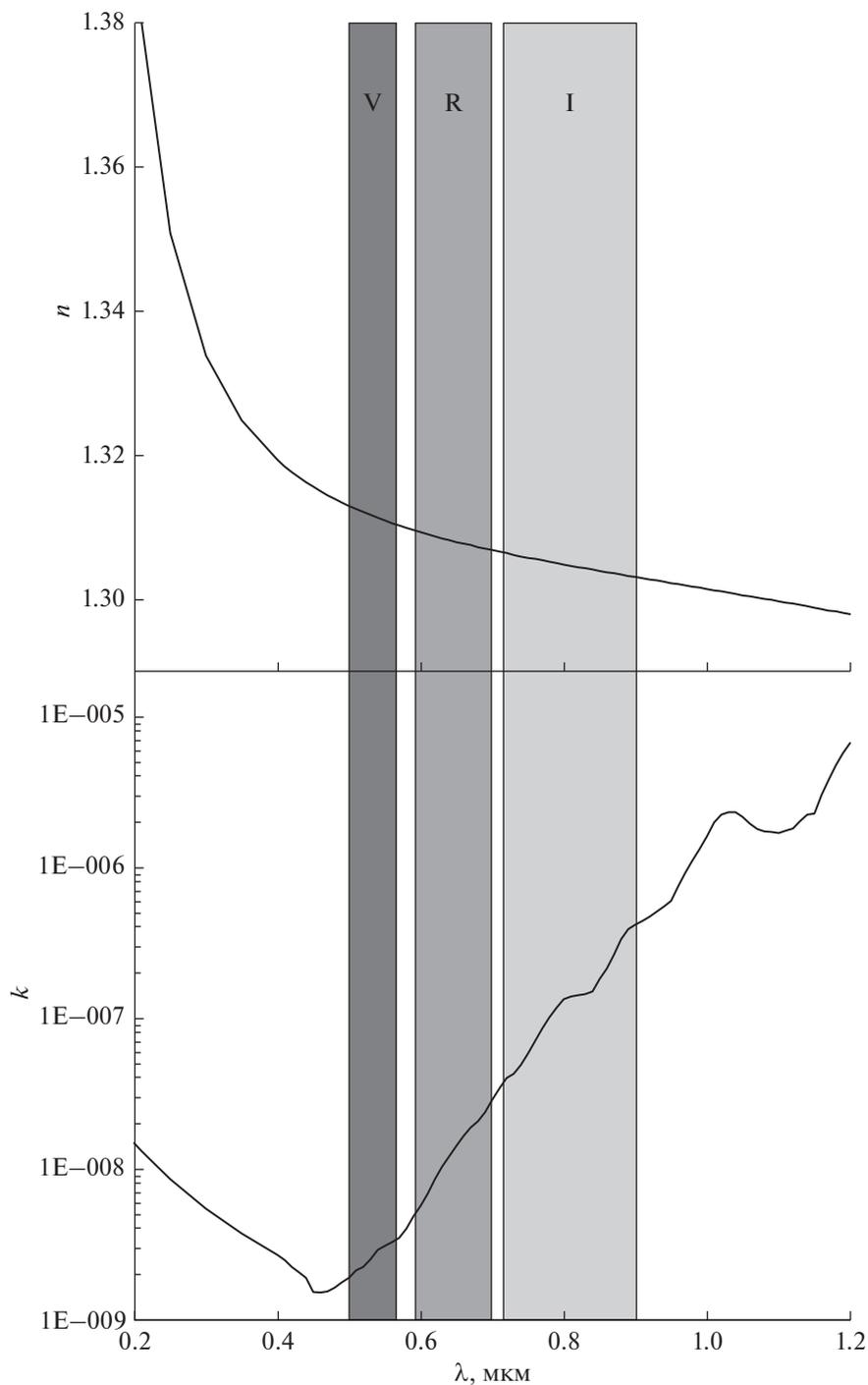
ограниченном спектральном диапазоне, как правило, используется один показатель преломления, примерно соответствующий центру этого фильтра (Kolokolova, Kimura, 2010).

Возникает интересный вопрос: насколько сильно рассеивающие свойства ледяных частиц зависят от длины волны и соответствующего изменения показателя преломления? И какой фиксированный показатель преломления следует использовать, чтобы минимизировать расхождение между рассеивающими свойствами, вычисленными с учетом спектральной зависимости показателя преломления, и рассеивающими свойствами, вычисленными с использованием фиксированного показателя преломления? Ответам на эти вопросы и посвящена данная работа.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ

Как известно, частицы водяного льда могут находиться как в аморфном, так и в кристаллическом состоянии. Отметим, что в кометах предполагается наличие обоих типов льда (Prialdnik, 1992; Cargia и др., 2002). Но лед даже в кристаллическом состоянии, вероятнее всего, представляет собой поликристаллическую структуру, в которой отдельные монокристаллы ориентированы хаотически, а их размеры малы по сравнению с размером частицы. Потому в данной работе мы исходим из предположения, что частицы водяного льда имеют сложную неправильную форму. Для моделирования таких частиц мы использовали случайные гауссовские частицы (иногда называемые в литературе “случайными гауссовыми сферами”) в качестве форм частиц льда, подробно описанных в работах Muinonen (1996a; 1996b; 1998) и широко используемых для изучения рассеивающих свойств различных объектов (Петров, Киселев, 2017; Petrov, Kiselev, 2018). Примеры таких частиц показаны на рис. 2.

Для компьютерного моделирования рассеяния электромагнитного излучения несферическими частицами часто используют метод Т-матриц в его различных модификациях (Mishchenko, Travis, 1994; Mishchenko и др., 1996; 2002). Суть этого метода, разработанного Waterman (1973), заключается в разложении электромагнитного поля, рассеянного частицей, в ряд по векторным сферическим волновым функциям, а также в дальнейшем вычислении коэффициентов разложения. В данной работе для компьютерного моделирования рассеивающих свойств используется модификация метода Т-матриц, называемая методом матриц формы, или Sh-matrix (Petrov и др., 2006a; 2007; 2008; 2009; 2010; 2012). Данный метод позволяет производить моделирование характеристик рассеяния света частицами достаточно неправильных форм (Petrov и др., 2006b).



**Рис. 1.** Спектральные зависимости реальной и мнимой части показателя преломления льда, взятые из работы (Warren, 1984). Выделенные области соответствуют спектральным диапазонам фильтров V, R, I (см. табл. 1).

При этом необходимо упомянуть, что данный анализ проведен для характеристик лишь однократного рассеяния, в то время как проявления многократного рассеяния, значительные для плотно упакованных сред, таких как реголиты поверхностей небесных тел, способны существен-

но изменить форму фазовых зависимостей интенсивности и поляризации рассеянного света (Shkuratov и др., 2007). Поскольку многократное рассеяние в данной работе не учитывается, результаты данной работы применять к интерпретации наблюдений безатмосферных небесных

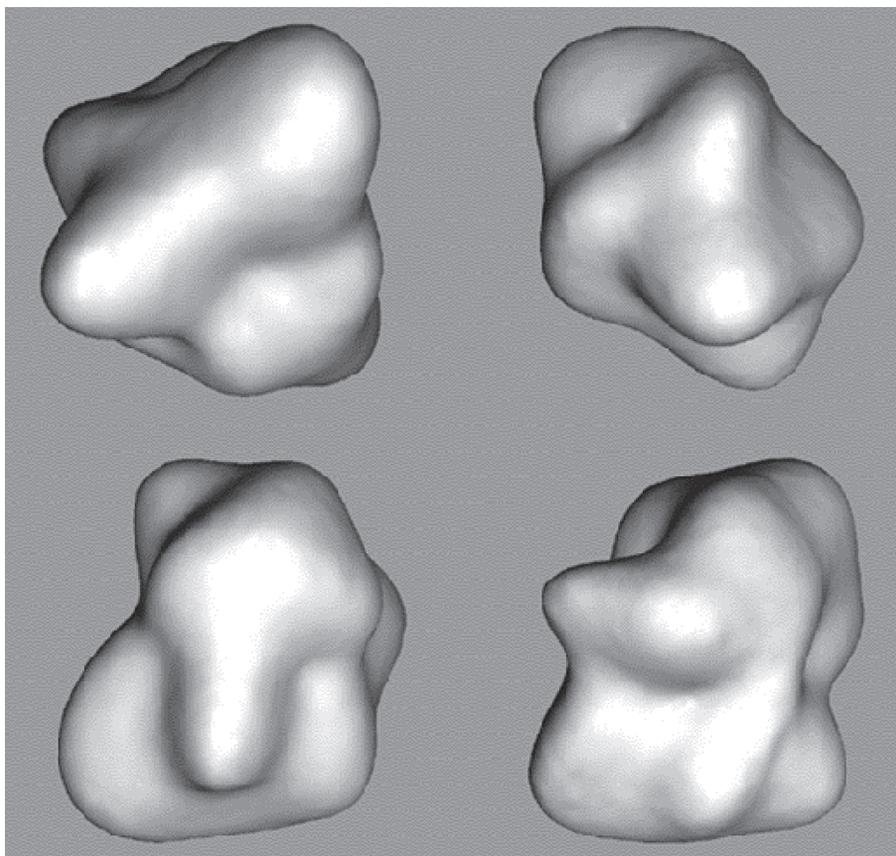


Рис. 2. Примеры случайных гауссовских частиц, используемых для моделирования.

тел, особенно на малых углах фазы, нужно с осторожностью, помня об эффектах многократного рассеяния.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы рассчитали характеристики рассеяния, такие как интенсивность и степень линейной поляризации света, рассеянного ледяными частицами, как с учетом зависимости показателя преломления от длины волны (обозначая их  $I$  и  $P$ ), так и для фиксированного показателя преломления (обозначив интенсивность и степень линейной поляризации  $I_0$  и  $P_0$ , соответственно). Мы рассматриваем рассеивающий объект как совокупность случайных гауссовских частиц различных размеров и ориентаций в пространстве, не взаимодействующих между собой (многократное рассеяние между частицами не учитывается). Частицы разных размеров обладают одной и той же случайной неправильной формой. Мы принимаем во внимание усреднение характеристик рассеянного света. Усреднение производится как по ориентациям рассеивающих частиц, так и по размерам рассеивающих частиц в соответствии со сте-

пенным законом распределения с показателем степени  $-2.89$ , который соответствует закону распределения частиц кометной пыли (Price и др., 2010).

Согласно определениям, приведенным в работе (Hansen, Travis, 1974), для используемых в данной работе параметров распределения частиц по размерам эффективный размер частицы равен  $R_{\text{eff}} = 0.68$  мкм, а эффективная вариация распределения по размерам  $v_{\text{eff}} = 0.6$ .

На рис. 3 показаны спектральные зависимости степени линейной поляризации ледяных случайных гауссовских частиц, вычисленные с учетом спектральной зависимости показателя преломления льда, на фиксированных фазовых углах от  $10^\circ$  до  $60^\circ$ . Видно, что спектральная зависимость квазилинейна, и степень линейной поляризации возрастает с увеличением фазового угла. Однако следует принимать во внимание тот факт, что спектральная зависимость степени линейной поляризации отражает не только спектральную зависимость показателя преломления, но также зависит от размерного параметра  $X = 2\pi r/\lambda$ , где  $r$  — характерный размер частицы, определяемый как максимальное значение функции  $R(\theta, \varphi)$ , описы-

вающей форму случайной гауссовской частицы (Muinonen, 1996b; Petrov, Kiselev, 2018),  $\lambda$  – длина волны падающего света.

Потому представляется достаточно важным изучить спектральную зависимость основных параметров фазовой зависимости степени линейной поляризации, таких как величина и положение минимума отрицательной ветви, величина и положение максимума положительной ветви, угол инверсии и величина поляриметрического наклона (Петров и др., 2018). Эти параметры часто используются для идентификации космических объектов, в частности, для отнесения комет к классам с высокой и низкой максимальной степенью поляризации (Жужулина и др., 2018). Рис. 4 демонстрирует все эти параметры наглядно на фазовой зависимости степени линейной поляризации совокупности невзаимодействующих между собой случайных гауссовских частиц, чьи характеристики рассеяния усреднены при указанном выше распределении по размерам, для длины волны  $\lambda = 0.9$  мкм (для которой показатель преломления равен  $m_0 = 1.3032 + i 4.200E-7$ ). Из рисунка видно, что величина максимума поляризации достигает достаточно больших значений (~50%), что заметно выше наблюдаемых значений максимума поляризации для объектов Солнечной системы (Петров, Киселев, 2017). Это расхождение может быть объяснено вкладом многократного рассеяния между частицами, не учитываемым в данной работе. Потому следует иметь в виду, что величины максимума поляризации и поляриметрического наклона у изучаемых в данной работе совокупностей невзаимодействующих частиц оказываются выше, чем у реально наблюдаемых объектов. Необходимо также отметить, что многократное рассеяние, особенно когерентное обратное рассеяние, также сильно изменяет форму отрицательной ветви и, в частности, положение фазового угла минимума поляризации. Вследствие этого в случае плотно упакованных сред с высоким альбедо, где многократное рассеяние достаточно сильно развито, модельные параметры отрицательной ветви степени линейной поляризации также могут заметно отличаться от наблюдаемых.

На рис. 5 показана спектральная зависимость положения минимума отрицательной ветви поляризации  $\alpha_{\min}$  для двух случаев фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.30$  и  $m_0 = 1.33$  (сплошные линии). Кружочками отмечена спектральная зависимость  $\alpha_{\min}$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления. Из рисунка ясно видно, что изменение  $\alpha_{\min}$  с длиной волны с учетом  $m(\lambda)$  не является простой линейной комбинацией спектральных зависимостей для двух значений фиксированного показателя преломления:  $m_0$  – в области коротких волн она

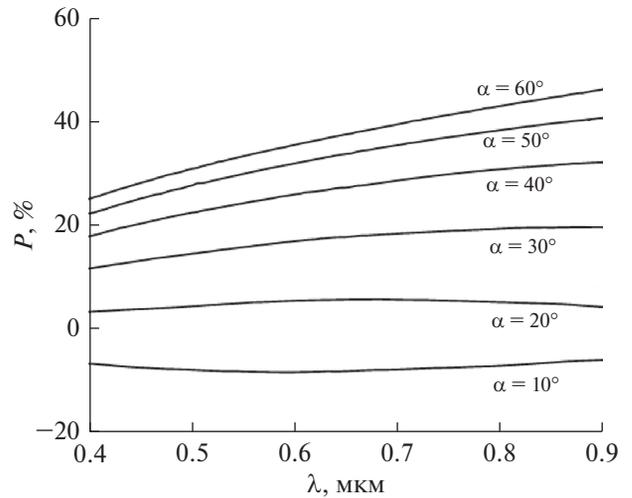


Рис. 3. Спектральная зависимость степени линейной поляризации для набора фазовых углов от 10° до 60°.

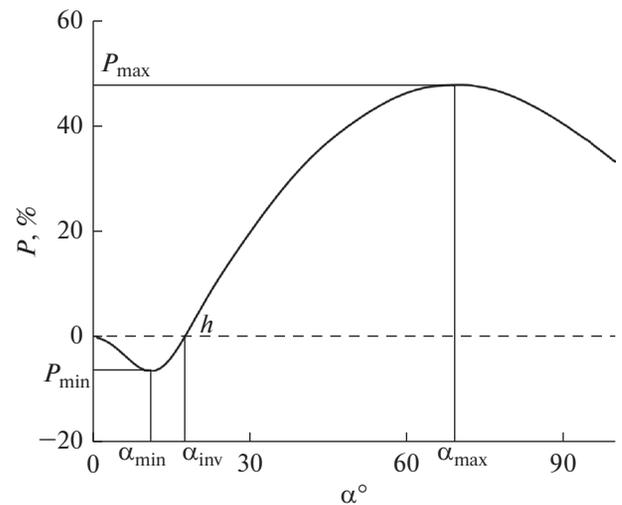
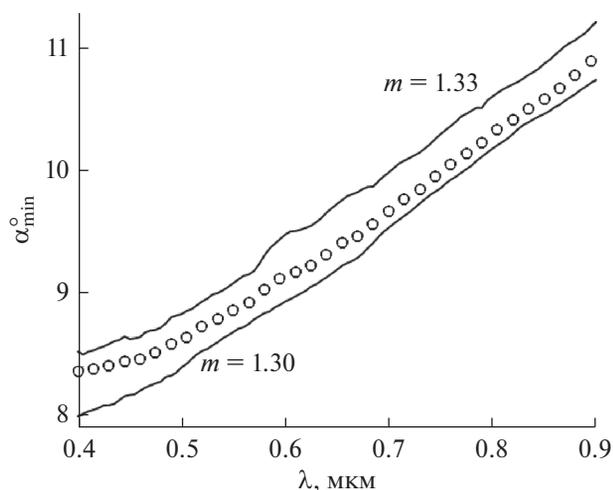


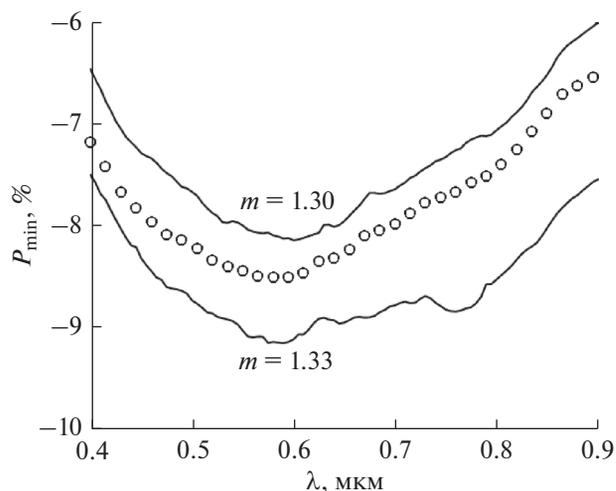
Рис. 4. Фазовая зависимость степени линейной поляризации совокупности невзаимодействующих между собой случайных гауссовских частиц, чьи характеристики рассеяния усреднены при указанных выше параметрах, для длины волны  $\lambda = 0.9$  мкм (показатель преломления  $m_0 = 1.3032 + i 4.200E-7$ ).

близка к  $m_0 = 1.33$ , в области длинных волн – ближе к  $m_0 = 1.30$ . Однако тот факт, что спектральная зависимость  $\alpha_{\min}$  с учетом  $m(\lambda)$  лежит в промежутке между зависимостями для двух фиксированных показателей преломления вселяет надежду на успешный подбор фиксированного показателя преломления с минимальным отличием от кривых с учетом  $m(\lambda)$ . Отметим также тот факт, что в видимой области спектра минимум поляризации лежит в пределах  $8^\circ \lesssim \alpha_{\min} \lesssim 10^\circ$ .

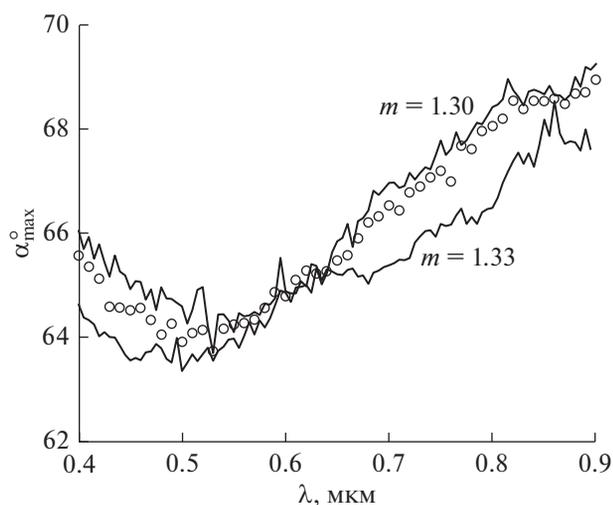
На рис. 6 показана спектральная зависимость величины минимума ветви отрицательной поляризации



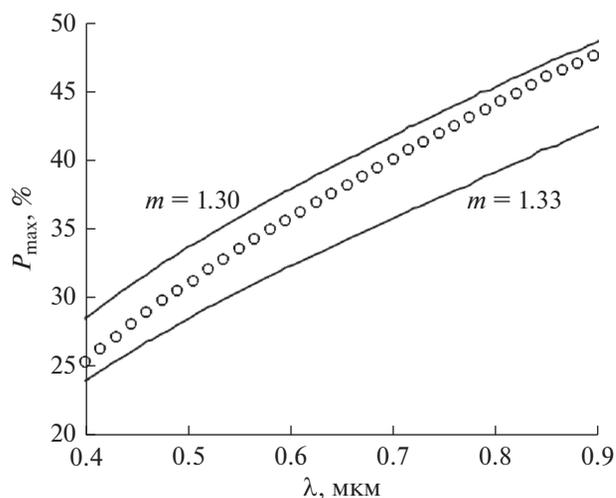
**Рис. 5.** Спектральная зависимость положения минимума отрицательной ветви поляризации  $\alpha_{\min}$  для двух случаев фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.30$  и  $m_0 = 1.33$  (сплошные линии), а также спектральная зависимость  $\alpha_{\min}$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки).



**Рис. 6.** Спектральная зависимость минимума отрицательной ветви поляризации  $P_{\min}$  для двух случаев фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.30$  и  $m_0 = 1.33$  (сплошные линии), а также спектральная зависимость  $P_{\min}$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки).



**Рис. 7.** Спектральная зависимость максимального угла положительной ветви поляризации  $\alpha_{\max}$  для двух случаев фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.30$  и  $m_0 = 1.33$  (сплошные линии), а также спектральная зависимость  $\alpha_{\max}$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки).

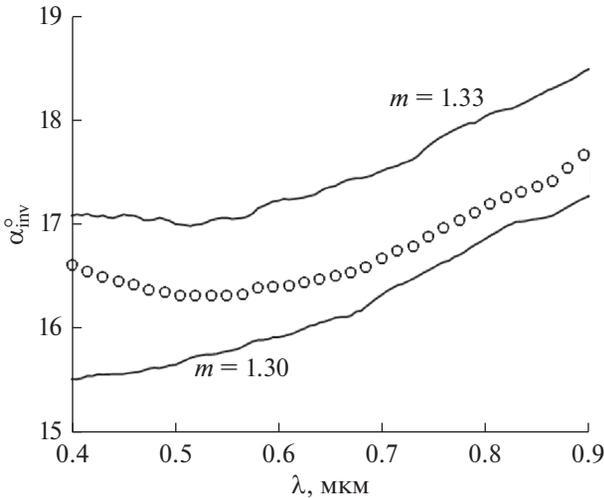


**Рис. 8.** Спектральная зависимость максимума положительной ветви поляризации  $P_{\max}$  для двух случаев фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.30$  и  $m_0 = 1.33$  (сплошные линии), а также спектральная зависимость  $P_{\max}$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки).

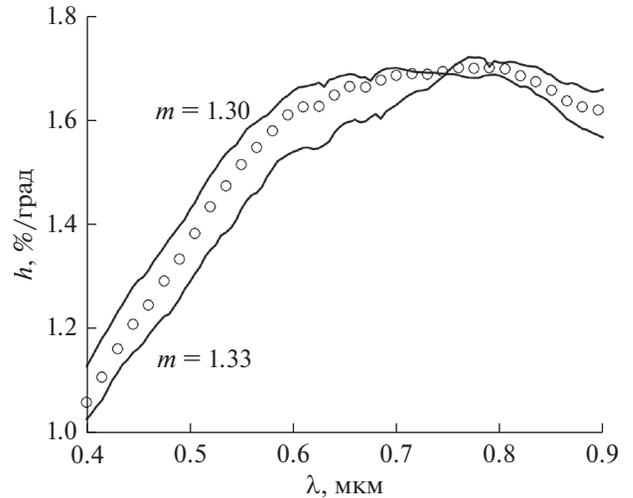
ризации  $P_{\min}$  для двух случаев фиксированного показателя преломления (сплошные линии). Кружочками отмечена спектральная зависимость  $\alpha_{\min}$  с учетом  $m(\lambda)$ . Данный рисунок демонстрирует немонотонную зависимость величины минимума поляризации от длины волны, причем минимальные значения параметра  $P_{\min}$  также отличаются во всех трех случаях, равно как и значения длин волн, соответствующих данному минимуму.

Рис. 7–10 демонстрируют спектральные зависимости остальных четырех вышеописанных параметров фазовой зависимости степени линейной поляризации:

- положения максимального угла  $\alpha_{\max}$  положительной ветви поляризации (рис. 7);
- величины максимальной степени  $P_{\max}$  положительной ветви поляризации (рис. 8);



**Рис. 9.** Спектральная зависимость угла инверсии степени поляризации  $\alpha_{inv}$  для двух случаев фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.30$  и  $m_0 = 1.33$  (сплошные линии), а также спектральная зависимость  $\alpha_{inv}$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки).



**Рис. 10.** Спектральная зависимость поляриметрического наклона  $h$  в точке инверсии для двух случаев фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.30$  и  $m_0 = 1.33$  (сплошные линии), а также спектральная зависимость  $h$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки).

- угла инверсии степени поляризации (угла, при котором поляризация меняет знак, см. рис. 4)  $\alpha_{inv}$  (рис. 9);
- величины поляриметрического наклона  $h = \Delta P / \Delta \alpha$  в точке инверсии (рис. 10).

Представляется достаточно интересным сравнить наши результаты, приведенные на рис. 5–10, с результатами лабораторных измерений для “взвешенных” в потоке воздуха частиц (Volten и др., 2001). В данные лабораторных измерений измерялись характеристики рассеяния света частицами, которые представляют собой достаточно разреженную среду, с отсутствующим в ней многократным рассеянием. В ходе данных лабораторных измерений использовались две длины волн:  $\lambda_1 = 0.4416$  мкм и  $\lambda_2 = 0.6328$  мкм. Следует сразу же уточнить, что исследовались достаточно сильно преломляющие частицы (показатели преломления от 1.5 до 2.1 (см. табл. 1 в работе Volten и др., 2001), и потому количественное сравнение характеристик рассеяния произвести невозможно. Однако качественное сравнение может проявить общие закономерности с моделями, рассматриваемыми в данной работе. Рассмотрим для примера характеристики рассеяния частицами полевого шпата, приведенные в работе (Volten и др., 2001) на рис. 5.

Из этого рисунка видно, что для измеренных характеристик рассеяния частиц такие величины, как  $\alpha_{min}$ ,  $P_{min}$ ,  $\alpha_{max}$  и  $\alpha_{inv}$  на двух длинах волн отличаются достаточно слабо. Рис. 5–7 и 9 демонстрируют аналогичное поведение данных величин.

В то же самое время, величина максимальной степени  $P_{max}$  положительной ветви поляризации достаточно сильно увеличивается с увеличением длины волны ( $P_{max}(\lambda_1) < P_{max}(\lambda_2)$ ). Рис. 8 демонстрирует ту же самую тенденцию ( $\Delta P_{max} \approx 9\%$ ). Далее, величина поляриметрического наклона  $h$  в точке инверсии достаточно сильно увеличивается с увеличением длины волны ( $h(\lambda_1) < h(\lambda_2)$ ). Рис. 10 демонстрирует ту же самую тенденцию ( $\Delta h \approx 0.43\%$  на градус).

Таким образом, мы видим, что поведение характеристик рассеяния света частицами, не подверженными влиянию многократного рассеяния, проявляет общие закономерности с моделями, рассматриваемыми в данной работе.

Рис. 5–10 показывают, что практически во всех случаях спектральная зависимость степени поляризации с учетом  $m(\lambda)$  лежит между кривыми, соответствующими фиксированным значениям показателя преломления, что позволяет сделать вывод о возможности удачного подбора фиксированного показателя преломления. Сле-

Фиксированный показатель преломления для спектральных фильтров I, R и V

Фильтр	$\lambda_0$ , мкм	$\Delta\lambda$ , мкм	Фиксированный показатель преломления $m_0$
I	0.80	0.19	1.3075
R	0.64	0.1058	1.3077
V	0.53	0.0662	1.3081

дует также отметить интересную особенность немонотонной, но достаточно слабой зависимости положения максимума положительной поляризации от длины волны. В работах (Петров, Киселев, 2017; Petrov, Kiselev, 2018) было показано, что положение максимума может быть объяснено заметным изменением абсолютной величины мнимой части показателя преломления, которая в рассматриваемой спектральной области крайне мала (см. нижнюю панель рис. 1). Но на величину максимума ветви положительной поляризации размерный параметр частиц и показатель преломления, зависящие от длины волны, оказывают существенное влияние. Таким образом, вариации показателя преломления во всем рассматриваемом спектральном диапазоне способны изменить величину  $P_{\max}$  очень сильно — намного сильнее, чем ошибки измерения поляризации в ходе поляриметрических наблюдений (Киселев, Петров, 2018).

Из-за замены зависящего от длины волны показателя преломления  $m(\lambda)$  фиксированным значением характеристики рассеяния изменяются. Ввиду этого интересно определить разность характеристик рассеяния (интенсивности и степени линейной поляризации рассеянного света) во всем диапазоне фазовых углов и для всего диапазона длин волн. Для этого мы построили трехмерные карты распределения  $\Delta P$  и  $\Delta I$  (соотношения (2) и (3), соответственно). Ось  $X$  соответствует фазовому углу, ось  $Y$  — длине волны, а яркость — разности. Белый цвет соответствует минимальной разности, черный — максимальной.

Следует иметь в виду, что в случае поляризации мы вычисляем абсолютную величину разности между поляризациями следующим образом:

$$\Delta P = |P - P_0|, \quad (2)$$

тогда как в случае интенсивности мы вычисляем относительную разность при помощи следующей формулы:

$$\Delta I = \frac{|I - I_0|}{I_0} \times 100\%. \quad (3)$$

Напомним, что здесь  $I$  и  $P$  — интенсивность и степень линейной поляризации рассеянного света, вычисленные с учетом спектральной зависимости показателя преломления, а  $I_0$  и  $P_0$  — интенсивность и степень линейной поляризации рассеянного света, вычисленные при фиксированном значении показателя преломления.

Причина столь разных подходов кроется в особенностях фазовой зависимости интенсивности и поляризации. Степень линейной поляризации на определенном фазовом угле обращается в ноль, и в области этого угла относительная погрешность может принимать очень высокие значения, затмевая собой всю остальную картину. В случае же интенсивности есть иная особенность — очень

большая разность (порядка — несколько порядков) между интенсивностью света, рассеянного в направлении “вперед” (фазовый угол около  $180^\circ$ ) и остальными участками фазовой кривой. По этой причине нам представляется оправданным использовать относительную разность для интенсивности и абсолютную для поляризации.

На рис. 11 показана разность в поляризации (уравнение (2)) для двух значений фиксированного показателя преломления:  $m_0 = 1.33 + 0i$  (верхняя панель) и  $m_0 = 1.30 + 0i$  (нижняя панель). Как видно, основные различия в поляризации находятся в области фазовых углов от  $30^\circ$  до  $90^\circ$ .

Рис. 12 показывает разность в интенсивности (уравнение (3)) для тех же условий. Как видно из рисунка, основные различия в интенсивности расположены в области фазовых углов от  $0^\circ$  до  $30^\circ$ .

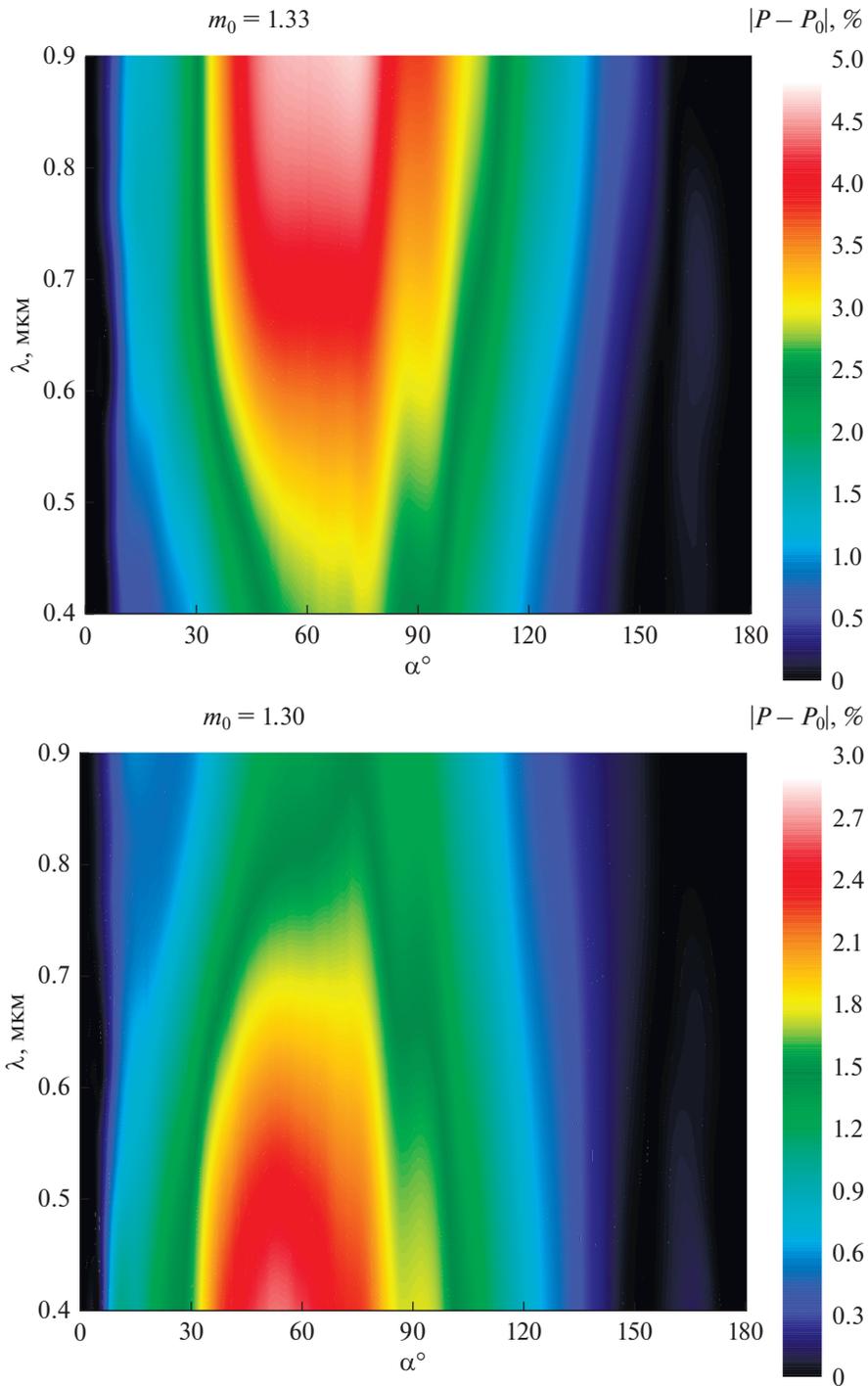
Также можно заметить, что различия достаточно велики, особенно по интенсивности, поэтому неправильный выбор фиксированного показателя преломления приведет к большим ошибкам — абсолютная разность 3–5% в случае поляризации и относительная разность 18–30% в случае интенсивности.

Мы провели ряд расчетов при различных значениях фиксированного показателя преломления и выбрали из них такое значение фиксированного показателя преломления, которое приводит к минимизации среднего квадратичного отклонения поляризации во всем диапазоне фазовых углов и диапазоне длин волн от 0.4 до 0.9 мкм. Следует уточнить, что в расчетах, учитывающих спектральную зависимость показателя преломления, принималась во внимание как действительная, так и мнимая часть показателя преломления (см. рис. 1). А у фиксированного показателя преломления мнимая часть всегда равна нулю. В результате мы получили наиболее подходящее значение показателя преломления  $m_0 = 1.3078$  для спектрального диапазона от 0.4 до 0.9 мкм, которое можно использовать для достаточно точного моделирования рассеяния света ледяными частицами. Отметим важный факт — что это значение вовсе не равно среднему значению показателя преломления в спектральном диапазоне от 0.4 до 0.9 мкм, определяемому по формуле:

$$\bar{m} = \frac{m|_{\lambda=0.4} + m|_{\lambda=0.9}}{2} = 1.3113. \quad (4)$$

Также приведены наиболее подходящие значения фиксированного показателя преломления для часто используемых фильтров R, V и I. Параметры фильтров и соответствующие фиксированные показатели преломления приведены в таблице.

На рис. 13 показана карта разности для поляризации (верхняя панель) и интенсивности (нижняя панель) при значении  $m_0 = 1.3078$ . Хорошо видно, что и модули абсолютной разности степени

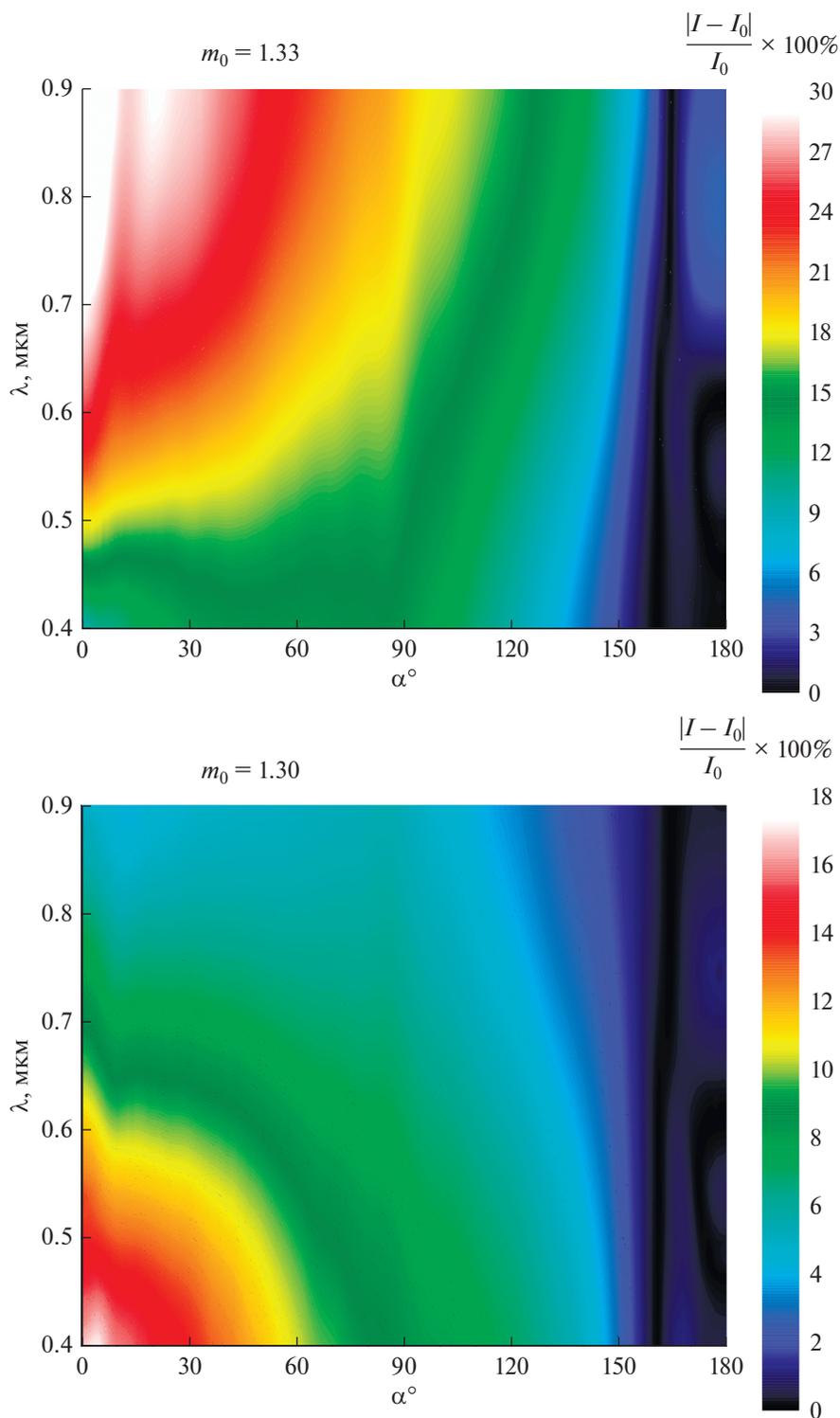


**Рис. 11.** Карта распределения модуля абсолютной разности степени линейной поляризации с учетом и без учета спектральной зависимости показателя преломления. Шкала приведена справа. Темные участки соответствуют высокой разности, светлые – низкой.

линейной поляризации, и относительной разности интенсивности стали заметно меньше по сравнению с данными, приведенными на рис. 11 и 12.

Рис. 14 показывает спектральные зависимости шести характерных параметров фазовой зависи-

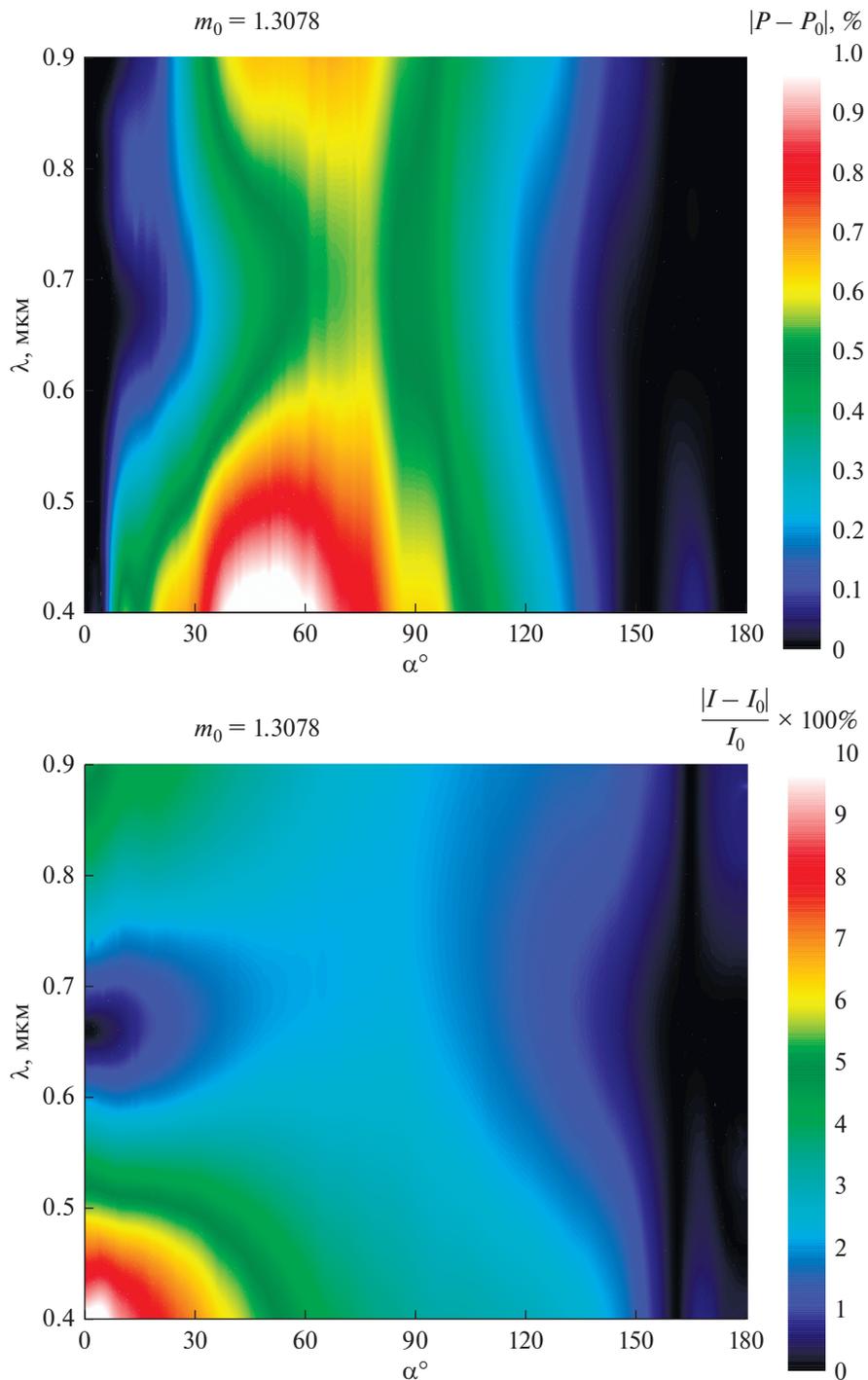
мости степени линейной поляризации:  $\alpha_{\min}$ ,  $\alpha_{\max}$ ,  $\alpha_{\text{inv}}$ ,  $P_{\min}$ ,  $P_{\max}$ ,  $h$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки) и для фиксированного показателя преломления  $m_0 = 1.3078$  (сплошные линии). Из рисунка видно,



**Рис. 12.** Карта распределения модуля относительной разности интенсивности с учетом и без учета спектральной зависимости показателя преломления. Шкала приведена справа. Темные участки соответствуют высокой разности, светлые – низкой.

что, несмотря на очень хорошее совпадение для большинства длин волн из рассматриваемого спектрального диапазона, в коротковолновом

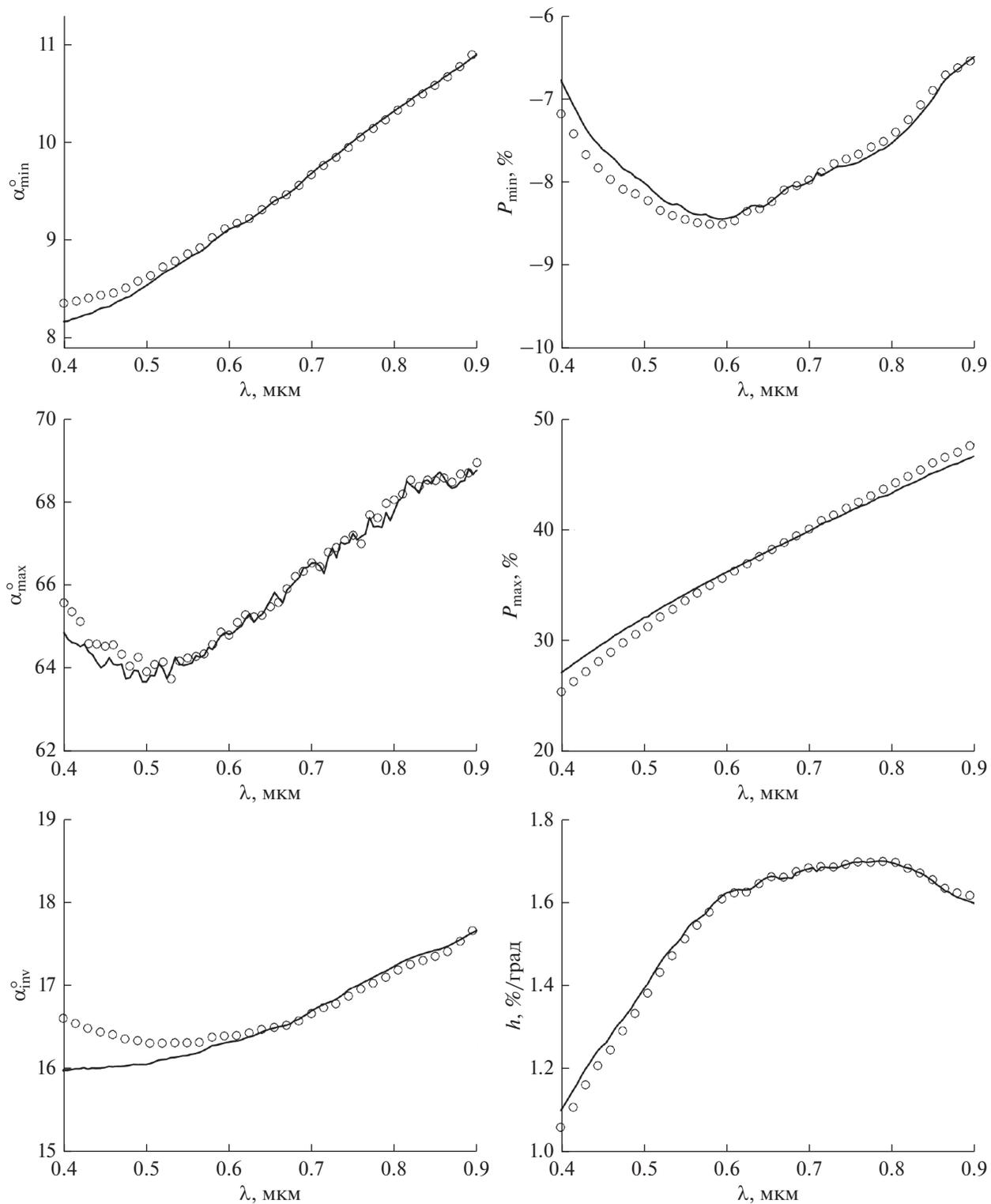
диапазоне имеются заметные различия, особенно для угла инверсии поляризации. Это говорит о том, что фиксированный показатель преломле-



**Рис. 13.** Карта распределения модуля абсолютной разности степени линейной поляризации (верхняя панель) и относительной разности интенсивности (нижняя панель) с учетом спектральной зависимости показателя преломления и при фиксированном показателе преломления  $m_0 = 1.3078$ . Шкала приведена справа. Темные участки соответствуют высокой разности, светлые – низкой.

ния всего лишь уменьшает ошибку, но не устраняет ее полностью. Следовательно, для получения более точных результатов следует учитывать изменение показателя преломления с изменением длины волны. Следует также отметить, что за-

метные отличия на коротких волнах вполне ожидаемы, потому что характеристики света, рассеянного на крупных (относительно длины волны) частицах, более чувствительны к показателю преломления, и поэтому правильный учет показате-



**Рис. 14.** Спектральные зависимости шести параметров фазовой зависимости степени линейной поляризации:  $\alpha_{\min}$ ,  $\alpha_{\max}$ ,  $\alpha_{\text{inv}}$ ,  $P_{\min}$ ,  $P_{\max}$ ,  $h$  с учетом спектральной зависимости показателя преломления (кружочки) и для фиксированного показателя преломления  $m_0 = 1.3078$  (сплошные линии).

ля преломления более существенен в коротковолновом диапазоне.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали спектральные зависимости рассеивающих свойств ледяных частиц в спектральном диапазоне от 0.4 до 0.9 мкм, где из-за крайне малых значений мнимой части показателя преломления доминирующее при неизменных размерах частиц влияние на рассеивающие свойства оказывает зависимость действительной части показателя преломления от длины волны. Подтверждено, что спектральные вариации показателя преломления приводят к существенным изменениям некоторых параметров фазовой зависимости степени линейной поляризации, особенно величины максимума положительной ветви. Показано, что неудачный выбор фиксированного показателя преломления в спектральном диапазоне от 0.4 до 0.9 мкм обязательно приводит к заметной разнице между кривыми, учитываемыми и не учитываемыми спектральную зависимость показателя преломления, как в случае интенсивности, так и в случае поляризации. Мы обнаружили, что в спектральной области от 0.4 до 0.9 мкм фиксированное значение показателя преломления  $m_0 = 1.3078$  дает минимальную разность вышеописанных характеристик рассеяния света ледяными частицами. Также приведены наиболее подходящие значения фиксированного показателя преломления для известных фильтров R, V и I.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Республики Крым в рамках научного проекта № 18-42-910019\18.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Жужулина Е.А., Киселев Н.Н., Шаховской Д.Н.* Апертурная поляриметрия избранных комет в КрАО // Изв. Крым. астрофиз. obs. 2018. Т. 114. № 2. С. 37–39.
- Киселев Н.Н., Петров Д.В.* О погрешностях построения фазовых зависимостей поляризации излучения тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 3. С. 285–288. (*Kiselev N.N., Petrov D.V.* On Errors in Constructing the Polarization Phase Dependences for Solar System Bodies // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 3. P. 282–285.)  
<https://doi.org/10.1134/S0038094618030073>
- Петров Д.В., Шкуратов Ю.Г., Станкевич Д.Г., Шевченко В.В., Козлова Е.А.* Площадь холодных ловушек на поверхности Луны // Астрон. вестн. 2003. Т. 37. № 4. С. 285–291. (*Petrov D.V., Shkuratov Y.G., Stankevich D.G., Shevchenko V.V., Kozlova E.A.* The Area of Cold Traps on the Lunar Surface // Sol. Syst. Res. 2003. V. 37. № 4. P. 260–265.)  
<https://doi.org/10.1023/A:1025022130047>
- Петров Д.В., Киселев Н.Н.* Положительная ветвь поляризации астероидов: наблюдательные данные и компьютерное моделирование // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 4. С. 297–302. (*Petrov D.V., Kiselev N.N.* Positive branch of asteroid polarization: Observational data and computer modeling // Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. № 4. P. 271–276.)  
<https://doi.org/10.1134/S0038094617040049>
- Петров Д.В., Киселев Н.Н., Жужулина Е.А.* Применение метода матриц формы для моделирования рассеивающих свойств пылевых частиц кометных атмосфер // Изв. Крым. астрофиз. obs. 2018. Т. 14. № 1. С. 64–69.
- Пугачева С.Г., Феоктистова Е.А., Шевченко В.В.* Отложения водяного льда на поверхности луны // Перспективы науки. 2015. № 10(73). С. 183–188.
- Anderson J.D., Jacobson R.A., McElrath T.P., Moore W.B., Schubert G., Thomas P.C.* Shape, mean radius, gravity field, and interior structure of Callisto // Icarus. 2001. V. 153. P. 157.
- Belskaya I.N., Bagnulo S., Barucci M.A., Muinonen K., Tozzi G.P., Fornasier S., Kolokolova L.* Polarimetry of Centaurs (2060) Chiron, (5145) Pholus and (10199) Chariklo // Icarus. 2010. V. 210. № 1. P. 472–479.
- Berger E.L., Zega T.J., Keller L.P., Lauretta D.S.* Evidence for aqueous activity on comet 81P/Wild 2 from sulfide mineral assemblages in Stardust samples and CI chondrites // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2011. V. 75. № 12. P. 3501–3513.
- Capria M.T., Coradini A., De Sanctis M.C.* C/1995 O1 Hale–Bopp: Short and long distance activity from a theoretical model // Earth, Moon, and Planets. 2002. V. 90. P. 217–225.
- Dollfus A.* Étude des planètes par la polarisation de leur lumière // Suppléments Aux Annales d'Astrophysique. 1957. V. 4. P. 3–114.
- Dougherty L.M., Geake J.E.* Polarization by frost formed at very low temperatures, as relevant to icy planetary surfaces // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1994. V. 271. № 2. P. 343–354.  
<https://doi.org/10.1093/mnras/271.2.343>
- Friedson A.J., Stevenson D.J.* Viscosity of ice-rock mixtures and applications to the evolution of icy satellites // Icarus. 1983. V. 56. P. 1–14.
- Gulkis S., Allen M., Backus C., Beaudin G., Biver N., Bockelee-Morvan D., Crovisier J., Despois D., Encrenaz P., Frerking M., Hofstadter M., Hartogh P., Ip W., Janssen M., Kamp L., Koch T., Lellouch E., Mann I., Muhleman D., Rauer H., Schloerb P., Spilker T.* Remote sensing of a comet at millimeter and submillimeter wavelengths from an orbiting spacecraft // Planet. and Space Sci. 2007. V. 55. № 9. P. 1050–1057.
- Hansen J.E., Travis L.D.* Light scattering in planetary atmospheres // Space Sci. Rev. 1974. V. 16. P. 527–610.  
<https://doi.org/10.1007/BF00168069>
- Hussmann H., Sohl F., Spohn T.* Subsurface oceans and deep interiors of medium-sized outer planet satellites and large trans-neptunian objects // Icarus. 2006. V. 185. № 1. P. 258–273.
- Kelly R., Hall D.K.* Remote sensing of terrestrial snow and ice for global change studies // Earth Observation of Global Change. Dordrecht: Springer, 2008. P. 189–219.  
[https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6358-9\\_9](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6358-9_9)
- Kossacki K.J.* Sublimation of cometary ices in the presence of organic volatiles II // Icarus. 2019. V. 319. P. 470–475.

- Kokolova L., Kimura H.* Comet dust as a mixture of aggregates and solid particles: Model consistent with ground-based and space-mission results // *Earth, Planets and Space*. 2010. V. 62. № 1. P. 17–21.
- Leroux C., Lenoble J., Brogniez G., Hovenier J.W., De Haan J.F.* A model for the bidirectional polarized reflectance of snow // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 1999. V. 61. № 3. P. 273–285.
- Ly Y., Sun Z.* The reflectance and negative polarization of light scattered from snow surfaces with different grain size in backward direction // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2014. V. 133. P. 472–481. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.09.010>
- Lyot B.* Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres. Paris. 1929.
- Mishchenko M.I., Travis L.D.* Light scattering by polydispersions of randomly oriented spheroids with sizes comparable to wavelengths of observation // *Appl. Opt.* 1994. V. 33. № 30. P. 7206–7225.
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Mackowski D.W.* T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 1996. V. 55. № 5. P. 535–575.
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Scattering, absorption, and emission of light by small particles. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002. 690 p.
- Moore W.B.* Thermal equilibrium in Europa's ice shell // *Icarus*. 2006. V. 180. P. 141–146.
- Muononen K.* Light scattering by Gaussian random particles // *Earth, Moon, and Planets*. 1996a. V. 72. P. 339–342.
- Muononen K.* Light scattering by Gaussian random particles: Rayleigh and Rayleigh-Gans approximations // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 1996b. V. 55. № 5. P. 603–613. [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(96\)00004-0](https://doi.org/10.1016/0022-4073(96)00004-0)
- Muononen K.* Introducing the Gaussian shape hypothesis for asteroids and comets // *Astron. and Astrophys.* 1998. V. 332. P. 1087–1098.
- Peltoniemi J., Hakala T., Suomalainen J., Puttonen E.* Polarized bidirectional reflectance factor measurements from soil, stones, and snow // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2009. V. 110. № 17. P. 1940–1953. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.04.008>
- Petrov D., Synelnyk E., Shkuratov Y., Videen G.* The T-matrix technique for calculations of scattering properties of ensembles of randomly oriented particles with different size // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2006a. V. 102. № 1. P. 85–110.
- Petrov D., Synelnyk E., Shkuratov Y.G., Videen G., Scotto C., Hart M., Eversole J.* Photopolarimetric properties of analytic models of some biological particles with irregular shape // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2006b. V. 102. № 1. P. 111–120.
- Petrov D., Shkuratov Yu.G., Videen G.* Sh-matrices method as applied to scattering by particles with layered structure // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2007. V. 106. № 1–3. P. 437–454.
- Petrov D., Shkuratov Yu.G., Videen G.* Influence of corrugation on light-scattering properties of capsule and finite-cylinder particles: Analytic solution using Sh-matrices // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2008. V. 109. № 4. P. 650–669.
- Petrov D., Shkuratov Yu.G., Videen G.* Light scattering by a finite cylinder containing a spherical cavity using Sh-matrices // *Optics Communications*. 2009. V. 282. № 2. P. 156–166.
- Petrov D., Shkuratov Yu.G., Videen G.* An analytical solution to the light scattering from cube-like particles using Sh-matrices // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2010. V. 111. № 3. P. 474–482.
- Petrov D., Shkuratov Y., Videen G.* Electromagnetic wave scattering from cuboid-like particles using Sh-matrices // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2011. V. 112. № 2. P. 155–162.
- Petrov D., Shkuratov Y., Videen G.* Light scattering by arbitrary shaped particles with rough surfaces: Sh-matrices approach // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2012. V. 113. № 18. P. 2406–2418.
- Petrov D., Kiselev N.* Computer simulation of position and maximum of linear polarization of asteroids // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2018. V. 204. № 18. P. 88–93.
- Prialnik D.* Crystallization, sublimation, and gas release in the interior of a porous comet nucleus // *Astrophys. J.* 1992. V. 388. P. 196–202.
- Price M.C., Kearsley A.T., Burchell M.J., Hörz F., Borg J., Bridges J.C., Cole M.J., Floss C., Graham G., Green S.F., Hoppe P., Leroux H., Marhas K.K., Park N., Stroud R., Stadermann F.J., Telisch N., Wozniakiewicz P.J.* Comet 81P/Wild 2: The size distribution of finer (sub-10 $\mu$ m) dust collected by the Stardust spacecraft // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2010. V. 45. P. 1409–1428.
- Schubert G., Anderson J.D., Spohn T., McKinnon W.B.* Interior composition, structure and dynamics of the Galilean satellites // *Jupiter: The planet, satellites and magnetosphere* / Eds Bagenal F., Dowling T., McKinnon W.B. Cambridge Univ. Press, 2004. P. 281–306.
- Scully J.E.C., Buczkowski D.L., Neesemann A., Williams D.A., Mest S.C., Raymond C.A., Nass A., Hughson K.H.G., Kneissl T., Pasckert J.H., Ruesch O., Frigeri A., Marchi S., Combe J-P., Schmedemann N., Schmidt B.E., Chilton H.T., Russell C.T., Jaumann R., Preusker F., Roatsch T., Hoffmann M., Nathues A., Schaefer M., Ermakov A.I.* Ceres' Ezinu quadrangle: A heavily cratered region with evidence for localized subsurface water ice and the context of Occator crater // *Icarus*. 2018. V. 316. P. 46–62.
- Shkuratov Yu.G., Ovcharenko A.A.* Polarization of light scattered by surfaces with complex microstructure at phase angles 0.1°–3.5° // *Sol. Syst. Res.* 2002. V. 36. № 1. P. 62–67.
- Shkuratov Yu., Bondarenko S., Kaydash V., Videen G., Muñoz O., Volten H.* Photometry and polarimetry of particulate surfaces and aerosol particles over a wide range of phase angles // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2007. V. 106. № 1–3. P. 487–508. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2007.01.031>

- Stubbs T.J., Wang Y.* Illumination conditions at the Asteroid 4 Vesta: Implications for the presence of water ice // *Icarus*. 2012. V. 217. № 1. P. 272–276.
- Sun Z., Zhao Y.* The effects of grain size on bidirectional polarized reflectance factor measurements of snow // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2011. V. 112. № 14. P. 2372–2383.  
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.05.011>
- Sunshine J.M., Groussin O., Schultz P.H., A'Hearn M.F., Feaga L.M., Farnham T.L., Klaasen K.P.* The distribution of water ice in the interior of Comet Tempel 1 // *Icarus*. 2007. V. 190. № 2. P. 284–294.
- Tanikawa T., Hori M., Aoki T., Hachikubo A., Kuchiki K., Niwano M., Matoba S., Yamaguchi S., Stamnes K.* In situ measurements of polarization properties of snow surface under the Brewster geometry in Hokkaido, Japan, and northwest Greenland ice sheet // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2014. V. 119. P. 13946–13964.
- Volten H., Muñoz O., Rol E., deHaan J.F., Vassen W., Hovenier J.W., Muinonen K., Nousiainen T.* Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106(D15). P. 17375–17401.  
<https://doi.org/10.1029/2001JD900068>
- Warren S.G.* Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave // *Applied Optics*. 1984. V. 23. № 8. P. 1206–1225.
- Warren S.G., Brandt R.E.* Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. D14220.  
<https://doi.org/10.1029/2007JD009744>
- Waterman P.C.* Numerical solution of electromagnetic scattering problems // *Computer Techniques for Electromagnetics*. Pergamon Press, 1973. P. 97–157.

## ЛЕОНИД ВАСИЛЬЕВИЧ КСАНФОМАЛИТИ (28.01.1932–7.09.2019)

Ушел из жизни Леонид Васильевич Ксанфомалити — доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки Российской Федерации (1999), член Научного совета Российской академии наук по астробиологии, главный научный сотрудник и руководитель лаборатории фотометрии и ИК-радиометрии отдела физики планет и малых тел Солнечной системы Института космических исследований РАН, лауреат Государственной премии за результаты исследований на аппаратах Венера-9 и Венера-10 (1985), автор более 300 научных публикаций, в том числе четырех книг.

Леонид Васильевич стал известен благодаря оригинальным поляриметрическим исследованиям Луны, проведенным около 60 лет назад в Абастуманской астрофизической обсерватории. В Институте космических исследований РАН Леонид Васильевич работал практически с момента его основания. Под его руководством были выполнены девятнадцать успешных космических экспериментов по исследованию Марса и его спутника Фобоса, а также Венеры и кометы Галлея (советские миссии серии Марс и Венера, международные миссии ВЕГА, Фобос, подготовка миссии Марс-96).

Он был талантливым экспериментатором и ученым с большой эрудицией. Область профессиональных интересов Леонида Васильевича была необычайно широка. Он отличался смелостью в выдвижении гипотез и нетривиальным подходом к решению задач. В 1978–1982 годах в экспериментах, проведенных с аппаратами Венера, им впервые была обнаружена электрическая активность атмосферы Венеры, подтвержденная впоследствии исследованиями на аппаратах США.

Именно он впервые выдвинул концепцию вулканизма Венеры, получившую в дальнейшем подтверждение.

Последние годы Леонид Васильевич работал над исследованием планеты Меркурий и внесолнечных планет с помощью новых средств наземной астрономии. Также на основе результатов применения современных методов обработки изображений, полученных советскими космическими аппаратами Венера, он высказал сенсационную гипотезу о возможном обнаружении жизни на поверхности Венеры.

В течение 37 лет Леонид Васильевич был членом редколлегии журнала “Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы”. Его роль в работе редколлегии была очень велика, благодаря его активному участию в заседаниях и высокому авторитету как ученого. Особенно важным было его мнение в оценке экспериментальных работ, поступающих в журнал. Его позиция всегда была независимой, высказывания — принципиальными и в то же время доброжелательными.

Леонид Васильевич был не только ярким и незаурядным ученым, бесконечно преданным науке, но и энергичным популяризатором научных исследований. Он был энтузиастом, рыцарем науки и примером для многих в умении преодоления трудностей.

Его уход — большая утрата не только для Института космических исследований и журнала “Астрономический вестник”, но и для всего международного сообщества исследователей Солнечной системы.

*Редколлегия*