

ISSN 0320-930X

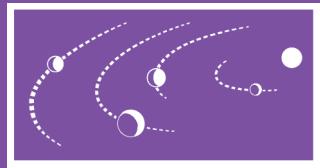
Том 58, Номер 6

Ноябрь—Декабрь 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Исследования Солнечной системы



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 58, номер 6, 2024

Содержание подповерхностного водяного льда в кратере Кабео по данным измерений прибора Lend на борту орбитальной миссии NASA LRO

М. Л. Литвак, И. Г. Митрофанов, А. Б. Санин, М. В. Дьячкова 629

Аэростатный зонд для исследования атмосферы и поверхности Венеры

К. В. Сысоев, Д. С. Хмель, Е. Н. Слюта 642

Влияние неупругости мантии на модельное значение периода чандлеровского колебания Марса

Е. А. Кулик, Т. В. Гудкова 653

Землеподобные модели внутреннего строения Венеры

Д. О. Amorim, Т. В. Гудкова 665

О чандлеровском периоде Венеры

Д. О. Amorim, Т. В. Гудкова 679

Особенности дегазации основных силикатных минералов в интервале температур 200°–1000°C

*С. А. Воропаев, Н. В. Душенко, А. П. Кривенко, В. С. Федулов,
Е. В. Жаркова, В. Г. Сенин* 687

К обоснованности панкейк-моделей падений космических тел в атмосфере

В. В. Светцов 703

Образование частиц при поверхностном разрушении космических тел, двигающихся в атмосфере

В. Ю. Тугаенко, А. В. Водолажский, Р. А. Евдокимов 717

Сублимационно-пылевая активность астероидов примитивных типов как признак наличия льда H_2O

*В. В. Бусарев, Е. В. Петрова, М. П. Щербина, М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова,
М. В. Максимова* 724

Оценка возраста молодых пар астероидов

В. С. Сафонова, Э. Д. Кузнецов 745

Определение линий вариации и моделирование начального разброса траекторий при сильной нелинейности в задаче улучшения орбиты

А. П. Батурин 760

Решение задачи Эйлера–Ламберта на основе баллистического подхода Охочимского–Егорова

А. В. Иванюхин, В. В. Ивашин 771

Усовершенствованная численная модель движения искусственных спутников Луны и ее применение в исследовании особенностей динамики окололунных объектов

Н. А. Попандопуло, А. Г. Александрова, Н. А. Кучерявченко, Т. В. Бордовицьна, Д. С. Красавин 783

УДК 520.6; 523.3

СОДЕРЖАНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ВОДЯНОГО ЛЬДА В КРАТЕРЕ КАБЕО ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИБОРА LEND НА БОРТУ ОРБИТАЛЬНОЙ МИССИИ NASA LRO

© 2024 г. М. Л. Литвак^{а,*}, И. Г. Митрофанов^а, А. Б. Санин^а, М. В. Дьячкова^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: litvak@mx.iki.rssi.ru mailto:

Поступила в редакцию 16.02.2024 г.

После доработки 25.03.2024 г.

Принята к публикации 03.04.2024 г.

В статье представлены результаты анализа данных российского нейтронного спектрометра LEND (Lunar Exploration Neutron Detector), установленного на борту лунного орбитального аппарата NASA LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter). Получена оценка содержания подповерхностного водяного льда вечно затененной области Кабео-1, расположенной внутри большого кратера Кабео в окрестности южного полюса Луны. В анализе были использованы наблюдения, выполненные с прибором LEND за период с 2009 по 2023 гг. Показано, что нейтронное альбедо поверхности в окрестности и внутри Кабео-1 коррелирует с высотой рельефа и распределением среднегодовых температур. Среднее содержание подповерхностного водяного льда по всей области Кабео-1 было оценено как $0.49 \pm 0.05\%$ по массовой доле. Максимальное значение около 0.7% наблюдается на самом дне кратера на участке поверхности, где зафиксирована минимальная среднегодовая температура. Этот участок совпадает с местом проведения ударного эксперимента LCROSS (Lunar Crater Observation and Sensing Satellite), в рамках которого было подтверждено значительное количество водяного льда в приповерхностном веществе Луны.

Ключевые слова: Луна, кратер Кабео, LEND, нейтроны, водяной лед

DOI: 10.31857/S0320930X24060013, EDN: NGQFNC

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время к исследованию лунных полярных областей привлечено достаточно большое внимание. С помощью орбитальных наблюдений там были обнаружены локальные участки, где может залегать подповерхностный водяной лед, а сам район вокруг южного полюса сейчас рассматривается как потенциальное место для создания постоянно действующих лунных баз.

Еще в работах Watson и др. (1961) и Arnold (1979) была предложена и рассмотрена гипотеза, в соответствии с которой водяной лед и другие летучие вещества могут захватываться и сохраняться длительное время в холодных ловушках,

расположенных на дне полярных вечно затененных кратеров, где температура вещества поверхности всего на несколько десятков градусов выше абсолютного нуля.

Первое экспериментальное указание, что в полярных областях может находиться водяной лед, было получено по данным бистатического радара на борту миссии NASA Clementine (Nozette и др., 1996). Впоследствии полученный результат был признан неоднозначным и не подтвердился по данным наземных радарных наблюдений обсерватории Аресибо (Stacy и др., 1997).

В 1998 г. к Луне был запущен орбитальный КА Lunar Prospector (Binder, 1998), на борту которого был установлен нейтронный спектрометр LPNS

(Lunar Prospector Neutron Spectrometer). Он обнаружил значимое уменьшение потока эпитетловых нейтронов с поверхности Луны вблизи обоих лунных полюсов, что было интерпретировано как свидетельство присутствия в веществе поверхности водяного льда (Feldman и др., 1998). Предложенный метод наблюдений был основан на том, что входящий в состав воды водород является хорошим замедлителем вторичных нейтронов, образующихся при бомбардировке поверхности Луны заряженными частицами галактических космических лучей (ГКЛ) (см., например, Drake и др., 1988; Masarik, Reedy, 1996). Было высказано предположение, что обнаруженный водород в составе молекул воды может концентрироваться внутри постоянно затененных кратеров (Feldman и др., 2001). Полностью подтвердить это предположение, основываясь только на данных LPNS, было невозможно, так как пространственное разрешение этого прибора составляло порядка 45 км (Maurice и др., 2004), что больше, чем размер большинства постоянно затененных кратеров.

Существенное продвижение в вопросе локализации водяного льда в полярных областях Луны произошло после запуска в 2009 г. еще одного орбитального аппарата NASA LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter), на котором было установлено сразу несколько научных приборов, предназначенных для поиска водяного льда. Одним из таких приборов был коллимированный нейтронный спектрометр LEND, разработанный в ИКИ РАН (Mitrofanov и др., 2010a; 2010b). За счет массивного коллиматора LEND обладает узким полем зрения и способен регистрировать нейтронное излучение от объектов на поверхности Луны с пространственным разрешением до 10 км с орбиты с высотой около 50 км (Mitrofanov и др., 2010a). Это позволило провести глобальное картографирование потока нейтронов, и подтвердить, что только в некоторых вечно затененных кратерах зафиксировано высокое содержание водорода, которое может быть интерпретировано как присутствие водяного льда (Mitrofanov и др., 2010b; Sanin и др., 2012). Неожиданностью оказалось, что не все, даже крупные, вечно затененные области содержат водяной лед, и что подповерхностный лед присутствует и под регулярно освещаемой поверхностью, будучи погребенным под верхним сухим слоем реголита (Mitrofanov и др., 2012; Boynton и др., 2012). Полученные данные были использованы для создания карты распределения подповерхностного водяного льда в полярных районах Луны (Sanin и др.,

2017). Самое большое понижение нейтронного потока и, соответственно, наибольшее количество водяного льда было обнаружено при пролетах LRO над вечно затененной областью Кабео-1, расположенной внутри одноименного большого кратера. Поэтому, на основании данных прибора LEND, область Кабео-1 была выбрана в качестве цели для эксперимента LCROSS (Lunar Crater Observation and Sensing Satellite), который проводился параллельно с LRO (Mitrofanov и др., 2010b; Colaprete и др., 2010). В ходе этого эксперимента разгонный блок Centaur был специально перенаправлен с лунной орбиты для удара по поверхности вечно затененной области Кабео-1 (Colaprete и др., 2010). В поднятом в результате взрыва облаке пыли орбитальными спектрометрами были обнаружены пары различных летучих веществ, в том числе и воды. Проведенные оценки показали, что содержание водяного льда в лунном веществе может составлять $5.6 \pm 2.9\%$ в слое вещества с глубиной более метра (Colaprete и др., 2010). Это соответствует измерениям прибора LEND, если предположить, что водяной лед распределен неоднородно с глубиной, а его большая часть залегает на глубине нескольких десятков сантиметров (Mitrofanov и др., 2010b; Sanin и др., 2017).

Картографирование лунной поверхности с использованием данных других приборов, установленных на борту космического аппарата LRO, также позволило получить новую информацию о постоянно затененных областях. Был составлен их полный каталог по данным лазерной альтиметрии (эксперимент Lunar Orbiter Laser Altimeter (LOLA), Mazarico и др., 2011); оценена температура поверхности и смоделировано, на какой глубине мог сохраниться водяной лед (эксперимент Diviner (Paige и др., 2010)); измерено отражение поверхности в УФ-диапазоне (эксперимент Lyman Alpha Mapping Project (LAMP), Gladstone и др., 2012; Hayne и др., 2015; Magaña и др., 2022) и обнаружен поверхностный слой замерзшей воды на поверхности некоторых вечно затененных областей (эксперимент LAMP, Hayne и др., 2015; Magaña и др., 2022).

В этой работе мы продолжили анализ данных прибора LEND, полученных за период с сентября 2009 г. по май 2023 г. Основное внимание было уделено наблюдениям области Кабео-1, так как именно здесь было исходно зарегистрировано самое большое ослабление нейтронного потока, указывающее на существенное содержание подповерхностного льда (Mitrofanov и др., 2010b; Sanin и др., 2017).

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА LEND

Эксперимент LEND был предложен российскими учеными совместно с американскими коллегами и успешно прошел жесткий конкурсный отбор в NASA при выборе научной аппаратуры для миссии LRO. Прибор LEND был разработан в ИКИ РАН по заказу Российского космического агентства (Роскосмос) в соответствии с межагентским соглашением между NASA и Роскосмос.

LEND представляет собой нейтронный спектрометр, состоящий из девяти различных нейтронных детекторов, позволяющих регистрировать нейтронный поток от лунной поверхности в диапазоне энергий от тепловых нейтронов (доли эВ) до быстрых нейтронов (энергия до 10 МэВ) (см. Mitrofanov и др., 2010a).

Четыре детектора (CSETN1-4) установлены внутри массивного композитного коллиматора, который изготовлен из слоев полиэтилена и порошка ^{10}B . Полиэтилен замедляет быстрые и эпитетловые нейтроны до тепловых энергий, а ^{10}B имеет очень большое сечение поглощения тепловых нейтронов. Применение коллиматора позволяет обеспечить регистрацию потока эпитетловых нейтронов (0.4–500 эВ) в узком поле зрения, которое формируется как за счет нейтронов, прошедших непосредственно в раствор коллиматора (угол в 4° от направления в надир), так и нейтронов, частично затененных коллиматором (диапазон углов 4° – 14° от направления в надир). В этом случае часть нейтронов попадает в раствор коллиматора, а часть затеняется коллиматором (Litvak и др., 2016). На поверхности Луны, при наблюдении с высоты 50 км (средняя высота пролета орбитального аппарата над южным полярным районом) это соответствует пятну с характерным размером 10 км, что позволяет отождествить крупные, постоянно затененные кратеры на полюсах Луны. Поэтому эти детекторы используются для построения карт нейтронного альбедо полярных областей с высоким пространственным разрешением (Litvak и др., 2012a).

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Космическая станция LRO работает на орбите Луны, начиная с 2009 г., при этом условия наблюдения в южных полярных областях постепенно ухудшаются. Поле двух лет работы

на околополярной круговой орбите с высотой 50 км в целях экономии топлива и максимального продления времени наблюдений, КА был переведен на эллиптическую орбиту с перигеем в окрестности южного полюса. Со временем орбита перестала быть полярной, в результате чего для наблюдений были потеряны такие крупные полярные кратеры как Шумейкер (в 2015 г.), Хауорт (в 2015 г.) и Фаустини (в 2018 г.).

Данные прибора LEND, как и все данные, полученные научной аппаратурой на борту КА LRO, хранятся в общедоступной базе NASA Planetary Data System (PDS) (см. <https://pds-geosciences.wustl.edu/missions/lro/lend.htm>). На сайте PDS представлено краткое описание форматов данных и методов их первичной обработки. Более детально процедуры обработки данных прибора LEND описаны в (Litvak и др., 2012b; 2016; Voynot и др., 2012) и включают: 1) селективный отбор “благоприятных” временных интервалов, когда не было солнечных событий, а коллиматор прибора LEND был ориентирован в надир; 2) учет “прогрева” детекторов после включения питания (постепенный выход эффективности регистрации нейтронных отсчетов в детекторе на плато); 3) учет короткопериодических и долгопериодических (11-летний солнечный цикл) вариаций потока ГКЛ; 4) оценку погрешностей и 5) оценку фона космического аппарата, который ГКЛ производят в веществе КА.

Для настоящего анализа использовался предобработанный временной профиль (с разрешением 1 с) суммарного скорректированного темпа счета (с применением вышеуказанных процедур) в коллимированных детекторах CSETN1-4 за период с 16 сентября 2009 г. (официальное начало научной миссии LRO) по 1 мая 2023 г. Это в два раза больше, чем временной интервал, использованный в работе (Sanin и др., 2017) при анализе вариаций нейтронного потока и распределения подповерхностного водяного льда в полярных областях Луны. Существенное увеличение объема наблюдательных данных позволяет получить оценки нейтронного потока на более высоком уровне достоверности и обновить оценки содержания подповерхностного водяного льда в вечно затененных полярных областях.

Временной профиль темпа счета в коллимированных детекторах был распределен по поверхности южной полярной области в соответствии с процедурой, описанной в (Litvak и др., 2012b).

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кратер Кабео находится на видимой стороне Луны недалеко от южного полюса. Его центр лежит в окрестности 85° ю.ш., диаметр кратера составляет примерно 100 км, а максимальная глубина достигает почти 6 км. По данным лазерного альтиметра LOLA, входящего в состав научной аппаратуры миссии LRO, было установлено, что на дне кратера находятся несколько вечно затененных областей (Mazarico и др., 2011). Самая большая вечно затененная область Кабео-1 покрывает площадь в 267.5 км^2 и имеет характерный размер ~ 18 км. Именно в этой области был проведен эксперимент LCROSS, в точке с координатами $84^{\circ}.675$ ю.ш. и $48^{\circ}.725$ з.д.

Благодаря тому, что вечно затененная область Кабео-1 находится на удалении 100 км от южного полюса, эволюция орбиты КА LRO не повлияла на условия ее наблюдения. Объединив вместе все доступные данные измерений на сегодняшний момент, можно существенно повысить статистику отсчетов в коллимированных нейтронных детекторах при пролетах над Кабео-1, по сравнению с предыдущим анализом данных LEND (Sanin и др., 2017), в рамках которого были построены полярные карты распределения водорода/водяного льда.

Текущий анализ данных показал, что средний темп счета лунных нейтронов при пролете над Кабео-1 существенно меньше, чем темп счета, зарегистрированный над районами, лежащими в том же широтном поясе, что и область Кабео-1,

но за пределами последней. На рис. 1 показаны две гистограммы. Сплошной линией показана гистограмма скорости счета лунных нейтронов внутри вечно затененной области Кабео-1, а пунктирной — гистограмма скорости счета лунных нейтронов в узком широтном поясе, где лежит область Кабео-1. Вероятность того, что на рис. 1 представлены две выборки, взятые из одного и того же распределения, составляет всего 10^{-10} (в соответствии со статистическим тестом Колмогорова–Смирнова). Это означает, что нейтронный поток измеренный в постоянно затененной области Кабео-1 статистически значимо в меньшую сторону отличается от измерений за пределами этой области. Можно утверждать, что в Кабео-1 наблюдается самое сильное ослабление нейтронного потока, что делает эту область одним из наиболее перспективных мест для дальнейшего изучения распределения подповерхностного водяного льда в ходе будущих лунных миссий.

Было проверено наличие корреляции между распределением нейтронного потока внутри этой области с высотой рельефа и с распределением среднегодовых температур на дне и стенах холодной ловушки.

В качестве топографии была использована цифровая модель рельефа с разрешением 120 м/пикセル, построенная по данным эксперимента LOLA (Smith и др., 2017). Карта распределения среднегодовых температур с разрешением 240 м/пикセル была построена по данным измерений в ИК-диапазоне, выполненных в эксперименте Diviner (Paige и др., 2010).

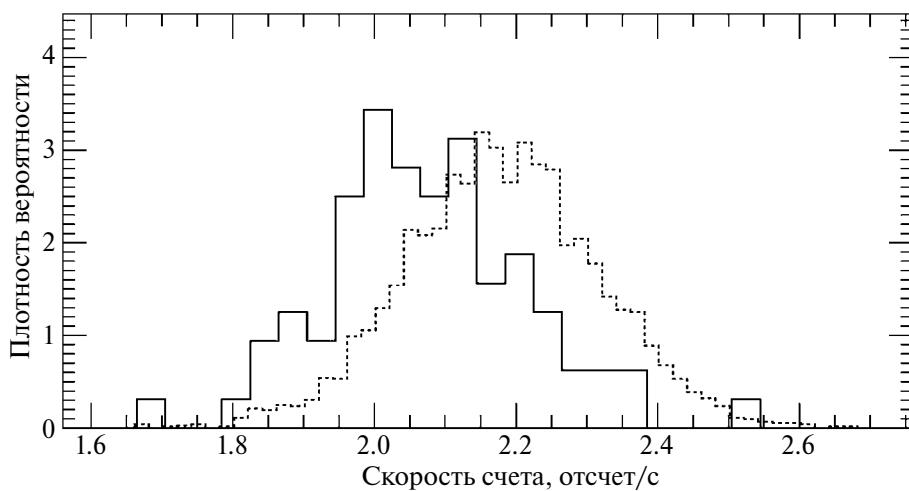


Рис. 1. Распределение скорости счета лунных нейтронов, измеренных прибором LEND в окрестности вечно затененной области Кабео-1 (сплошная линия) и за ее пределами в том же широтном поясе, где лежит область Кабео-1 (пунктирная линия).

На рис. 2–4 представлены карты темпа счета лунных нейтронов (LEND), рельефа поверхности (LOLA) и среднегодовых температур (Diviner), построенные для окрестности Кабео-1.

На всех картах (рис. 2–4) белой пунктирной линией показано сечение вечно затененной области Кабео-1, проходящее через место падения разгонного блока Centaur, осуществленного в эксперименте LCROSS. На представленных картах нейтронного потока, высоты рельефа

и среднегодовых температур (рис. 2–4) место падения отмечено красным кружком. Соответственно, на рис. 5 представлены профили скорости счета лунных нейтронов, высоты рельефа и среднегодовой температуры, построенные вдоль выбранного сечения вечно затененной области Кабео-1. На всех профилях также отмечено место падения разгонного блока Centaur, а пунктирные линии показывают границы вечно затененной области Кабео-1.

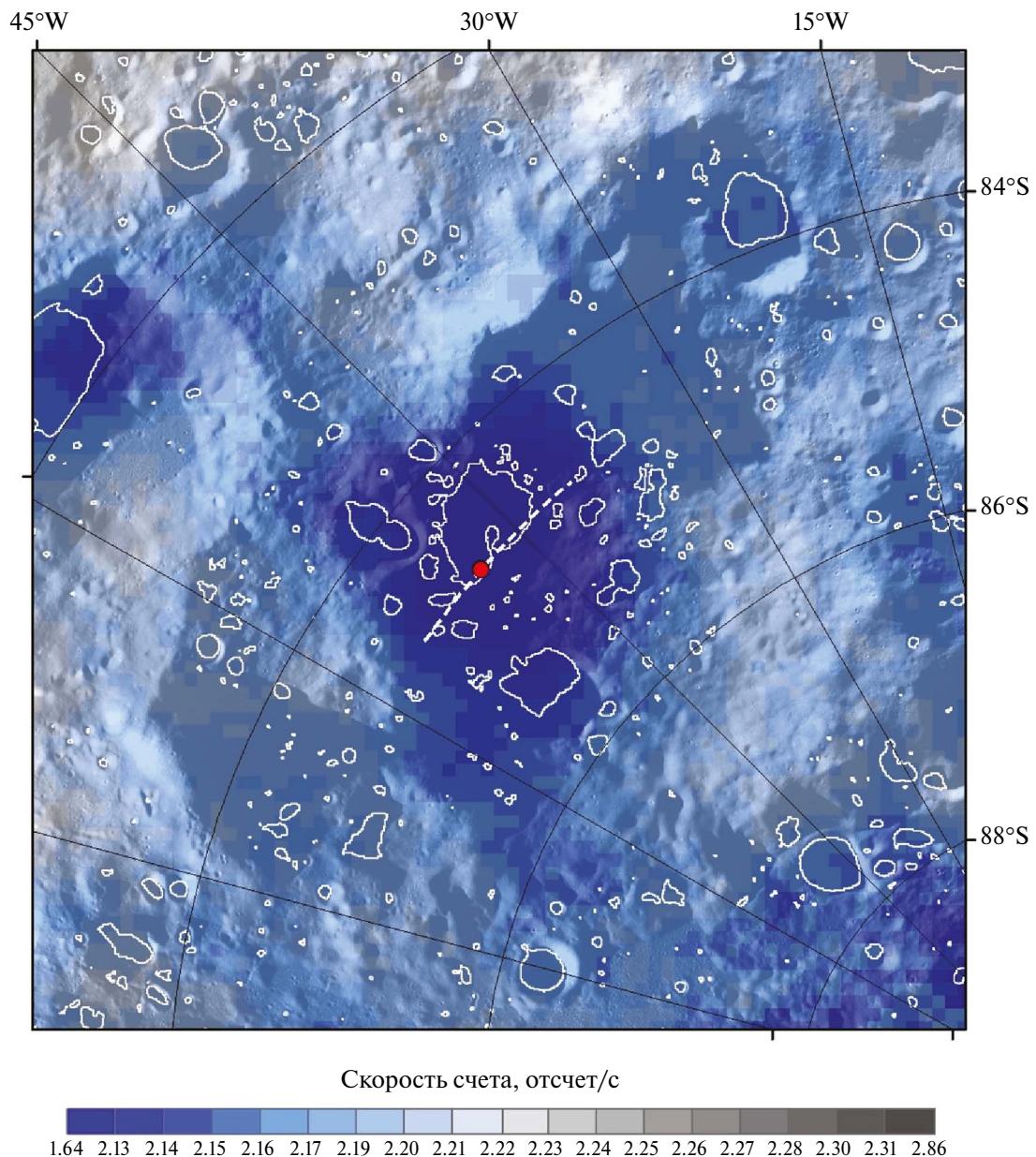


Рис. 2. Карта скорости счета лунных нейтронов, измеренных прибором LEND в окрестности вечно затененной области Кабео-1. Белой пунктирной линией показан профиль сечения вечно затененной области Кабео-1, проходящего через место падения LCROSS, которое показано красным кружком.

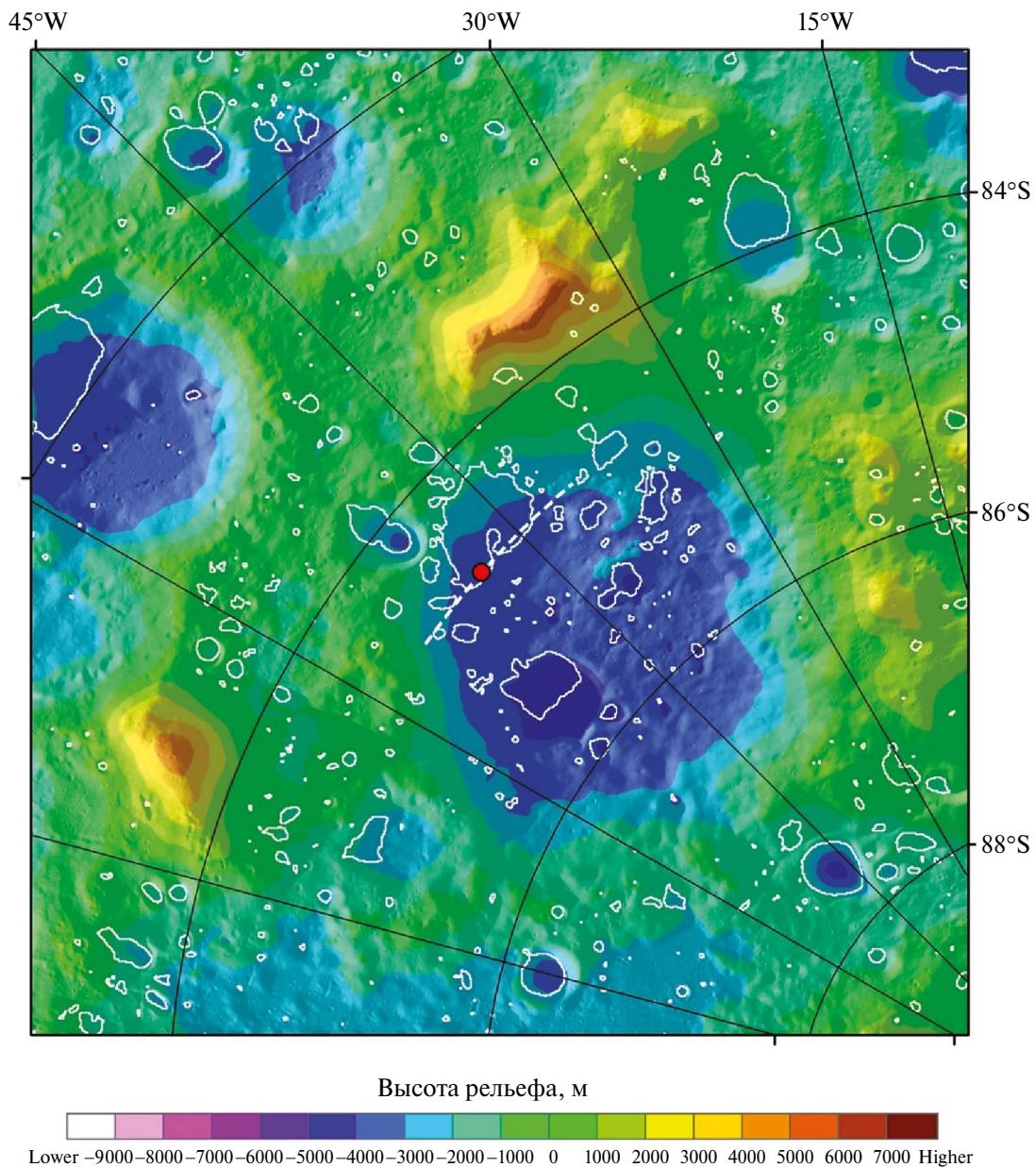


Рис. 3. Карта рельефа поверхности, построенная по данным прибора LOLA в окрестности вечно затененной области Кабео-1, (Smith и др., 2017). Белой пунктирной линией показан профиль сечения вечно затененной области Кабео-1, проходящего через место падения LCROSS, которое показано красным кружком.

Сравнение показывает, что полученные профили довольно хорошо повторяют форму друг друга. Это подтверждается корреляционным анализом, проиллюстрированным на рис. 6 и рис. 7. Рассчитано, что коэффициенты линейной корреляции Пирсона между нейтронным альбедо поверхности и высотой рельефа, а также между нейтронным альбедо поверхности и среднегодовой температурой, почти совпадают и равны ~ 0.8 , что говорит о значимой корреляции. Таким образом,

по мере спуска на дно по склонам области Кабео-1 мы одновременно наблюдаем постепенное понижение нейтронного потока и понижение среднегодовой температуры, которая падает почти на 30° от верхнего края Кабео-1 к его дну. Минимальное значение температуры совпадает с местом падения Centaur и местом, где наблюдается минимальное значение нейтронного потока.

Можно заключить, что прибор LEND, благодаря своей разрешающей способности, позволил

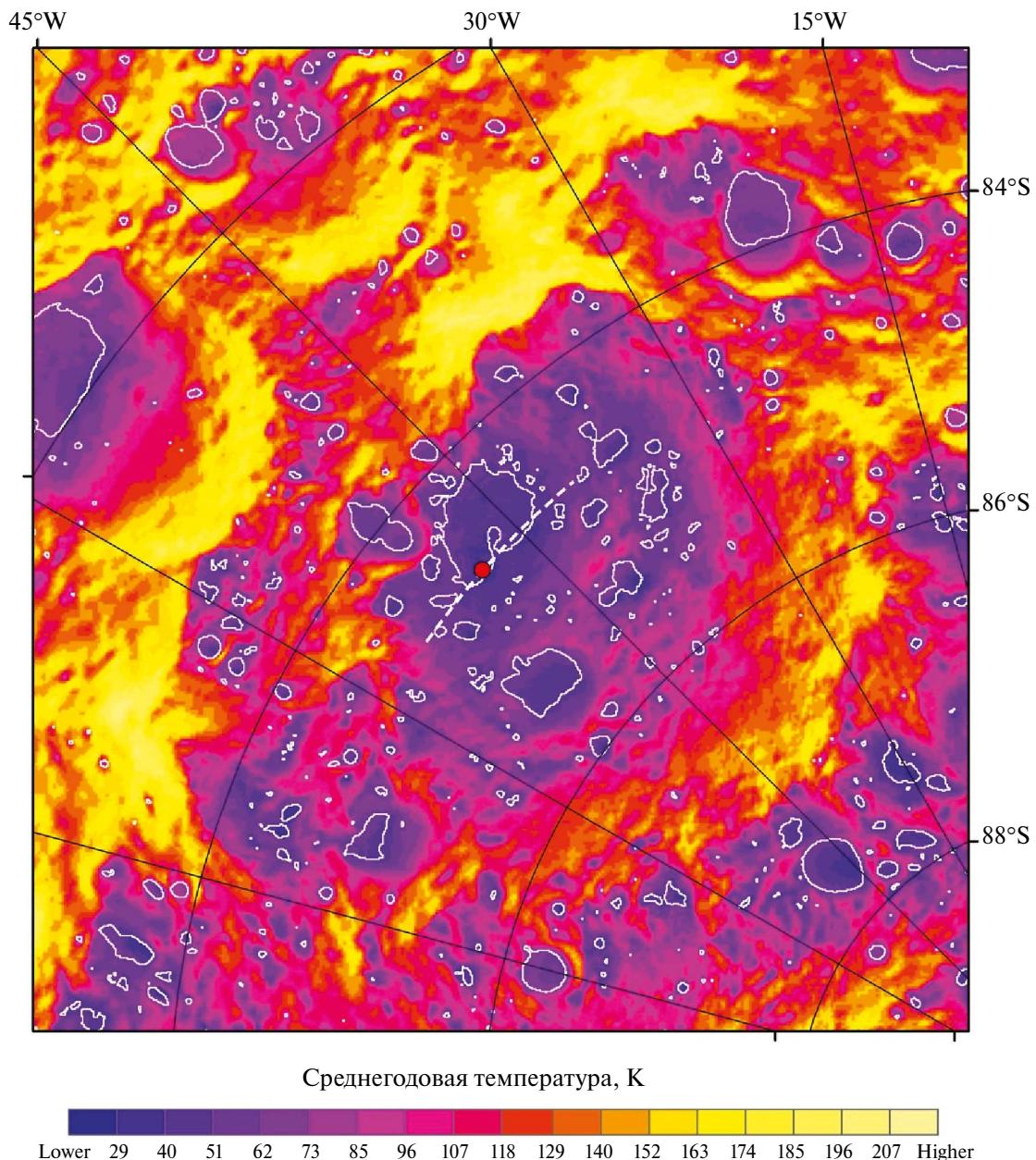


Рис. 4. Карта среднегодовых температур, построенная по данным прибора Diviner в окрестности вечно затененной области Кабео-1 (Paige и др., 2010). Белой пунктирной линией показан профиль сечения вечно затененной области Кабео-1, проходящего через место падения LCROSS, которое показано красным кружком.

не только локализовать на карте южного полюса Луны вечно затененную область Кабео-1 как отдельный район с минимальным нейтронным потоком, но и дает возможность изучить, как нейтронное альбедо меняется внутри этой области.

Используя численное моделирование эксперимента LEND и предполагая, что весь водород в толще вещества химически связан в составе молекул воды, можно оценить содержание

водяного льда в вечно затененной области Кабео-1. Следуя методике, представленной в работе (Sanin и др., 2017) можно оценить, что среднее содержание водяного льда в Кабео-1 составляет $0.49 \pm 0.05\%$, а максимальное значение в точке падения разгонного блока Centaur может достигать 0.7% .

Следует отметить, что полученные выше результаты на основе большой совокупности

статистических данных подтвердили, что выбор района кратера Кабео в качестве места для проведения эксперимента LCROSS, предложенный в 2009 г. по первым данным наблюдений прибора

LEND, является оптимальным (Mitrofanov и др., 2010b; Colaprete и др., 2010). Полученные результаты показали, что точка столкновения разгонного блока с поверхностью Луны соответствует

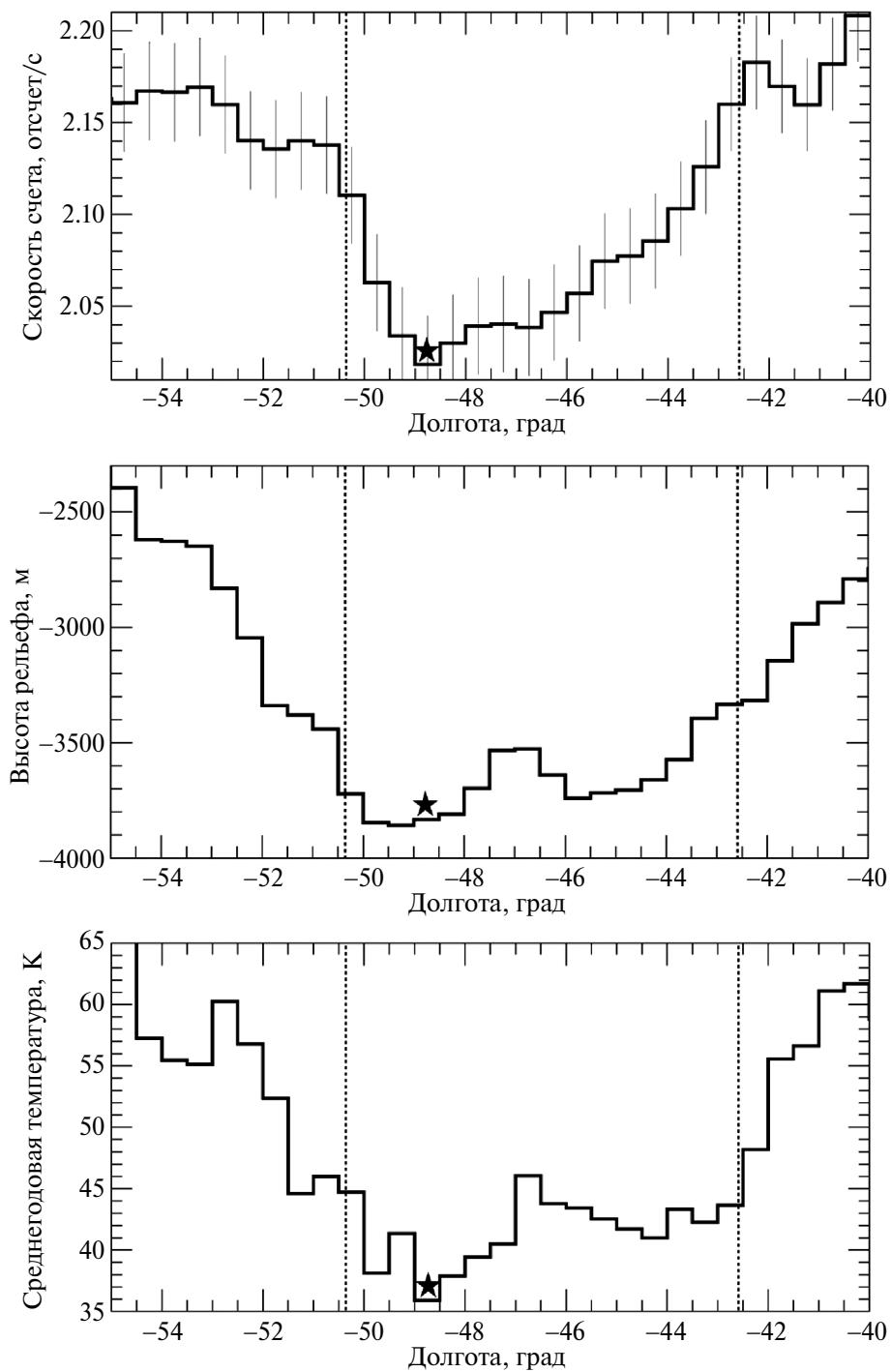


Рис. 5. Профили скорости счета лунных нейтронов (верхний график), высоты рельефа (средний график) и среднегодовой температуры (нижний график) вдоль сечения вечно затененной области Кабео-1 (см. карты, представленные на рис. 2–4), проходящего через место падения разгонного блока Centaur в эксперименте LCROSS (отмечено черной звездочкой). Границы вечно затененной области Кабео-1 показаны пунктирными линиями.

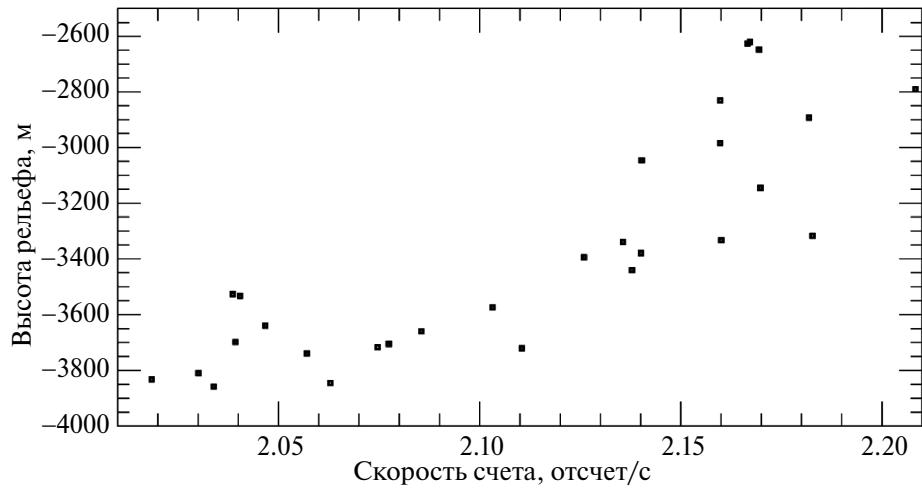


Рис. 6. Корреляция между высотой рельефа и нейтронным альбедо поверхности в окрестности и внутри вечно затененной области Кабео-1.

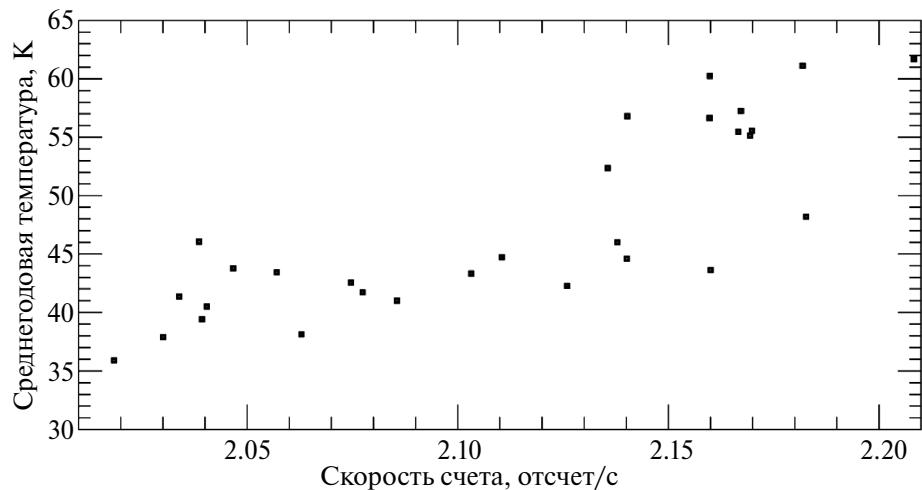


Рис. 7. Корреляция между среднегодовой температурой и нейтронным альбедо поверхности в окрестности и внутри вечно затененной области Кабео-1.

району, в котором содержание водяного льда в верхнем слое вещества, излучающего нейтроны, вероятно, является максимальным для всей южной полярной области.

СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ ДРУГИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Сейчас доступны результаты поисков лунного полярного льда, полученные с применением разных методов обнаружения. Их сравнение позволяет оценить неоднородность залегания льда по глубине, так как спектральные методы (ИК- и УФ-спектрометрия) имеют максимальную

глубину проникновения, измеряемую в микронах, а нейтронная спектроскопия дает возможность оценить содержание подповерхностного водяного льда на глубинах до 1 м.

ИК-спектроскопия. В 2009 г. совместный анализ данных приборов M³ (Pieters и др., 2009), VIMS на борту КА Cassini (Sunshine и др., 2009) и HRIIR на борту КА Deep Impact (Clark, 2009) впервые показал, что в полярных областях на поверхности лунного грунта могут присутствовать молекулы воды и гидроксильной группы OH. Недавний анализ данных M³ позволил идентифицировать уже 169 вечно затененных областей на южном полюсе Луны, где были обнаружены

следы поверхностного водяного льда (Lemelin и др., 2021). Кабео-1 входит в этот список, но по количеству обнаруженных следов поверхностного водяного льда (данные M³) уступает другим крупным, вечно затененным областям (Lemelin и др., 2021).

УФ-спектроскопия. Ультрафиолетовый спектрометр LAMP, установленный на борту КА LRO был специально разработан, чтобы искать поверхностный водяной лед на дне вечно затененных кратеров (Gladstone и др., 2012; Hayne и др., 2015). Современный анализ данных эксперимента LAMP показывает, что некоторые вечно затененные области на южном полюсе могут содержать различные летучие вещества, а содержание поверхностного водяного льда в них оценивается в интервале 0.9%–4.9% (см. Magaña и др., 2022; 2023). В Кабео-1 признаки поверхностного водяного льда также были обнаружены, но их найдено довольно мало.

Нейтронная спектроскопия. Данные всенаправленного нейтронного спектрометра LPNS многократно анализировались с момента первых измерений, когда было обнаружено ослабление нейтронного альбедо Луны в полярных областях (см., например, Feldman и др., 1998; Lawrence и др., 2006; 2022). Для искусственного увеличения пространственного разрешения даже привлекались методы восстановления изображений (Wilson и др., 2018), однако это не позволяет однозначно соотнести ослабление нейтронного потока с особенностями лунного рельефа в виде постоянно затененных областей. Самая

последняя карта распределения полярного водорода, построенная по данным LPNS, представлена в работе (Lawrence и др., 2022). При ее построении авторы попытались учесть все известные коррекции данных LPNS и провести калибровку на измерения содержания водорода в местах посадок KK Apollo. Из проведенного анализа видно, что наиболее водородосодержащая область находится в окрестности большого кратера Кабео. Содержание водорода здесь авторы оценили как 100–110 частей на миллион или примерно 0.1% в водном эквиваленте (Lawrence и др., 2022). Несмотря на все затраченные усилия, следует признать, что всенаправленный нейтронный детектор непригоден для сопоставления распределения нейтронного потока и границ вечно затененной области Кабео-1. Его разрешающая способность составляет десятки километров. Собственно, поэтому и требуется применение методики измерений, основанной на коллимации нейтронного сигнала. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 8 представлено сравнение профилей нейтронного темпа счета, зарегистрированных приборами LEND и LPNS и проходящих через вечно затененную область Кабео-1. Оба темпа счета нормированы на свое среднее значение в широтном поясе, где находится Кабео-1. Из этого сравнения хорошо видно, что, в отличие от LEND, профиль LPNS не “чувствует” границ вечно затененной области, а минимум нейтронного потока за счет усреднения по большой площади достигается даже не внутри Кабео-1, а за ее пределами.

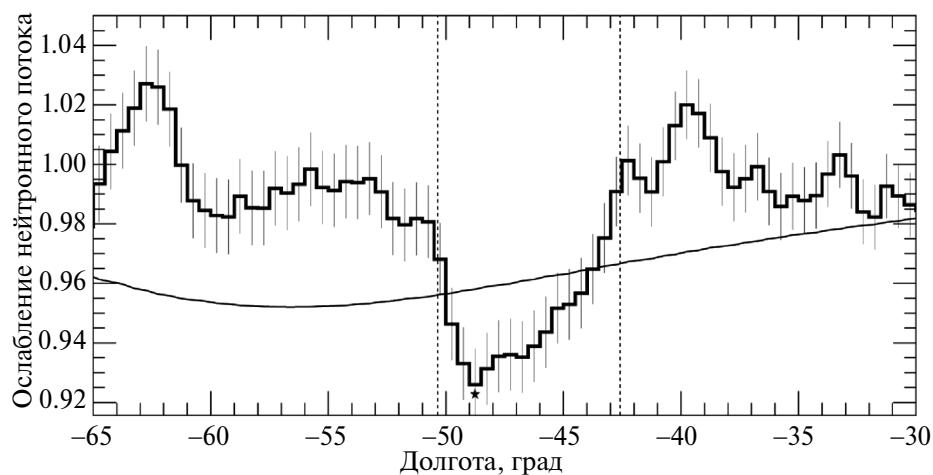


Рис. 8. Нормированные (на среднее) профили скорости счета лунных нейтронов, измеренных приборами LEND (толстая черная кривая) и LPNS (тонкая черная кривая, данные взяты из работы (Lawrence и др., 2022)), вдоль сечения вечно затененной области Кабео-1, проходящего через место падения разгонного блока Centaur в эксперименте LCROSS (отмечено черной звездочкой). Границы области Кабео-1 показаны пунктирными линиями.

Подводя итоги, можно заключить, что данные наблюдений поверхности в видимом, УФ- и ИК-диапазонах показывают, что следы водяного льда присутствуют на дне некоторых вечно затененных областей. При этом область Кабео-1 не находится в первых рядах по количеству обнаруженных поверхностного водяного льда, а уступает первенство другим холодным ловушкам. С другой стороны, нейтронная спектроскопия показывает, что подповерхностный водяной лед в наибольшем количестве присутствует именно в Кабео-1. Это согласуется с данными эксперимента LCROSS, показавшими, что в нескольких тоннах лунного реголита, выброшенных при столкновении тяжелой ступени ракеты с поверхностью, значимую часть может составлять водяной лед.

ВЫВОДЫ

14 лет непрерывной работы прибора LEND в составе КА NASA LRO на лунной орбите предоставляют самую большую совокупность данных наблюдений нейтронного альбедо южной полярной области Луны. Несмотря на постепенную эволюцию орбиты LRO, часть вечно затененных кратеров в окрестности южного полюса все еще доступна для наблюдений. В этот список попадает и вечно затененная область Кабео-1, находящаяся внутри крупного кратера Кабео, которая в исходном анализе данных LEND была отмечена как наиболее водосодержащая (0.5–4.0% в зависимости от глубины залегания) (см. Mitrofanov и др., 2010b). Именно в этом районе на основании наблюдений LEND, в рамках эксперимента LCROSS, была проведена искусственная бомбардировка поверхности Луны, которая показала, что на дне вечно затененной области Кабео-1 в толще вещества может присутствовать водяной лед в количестве $5.6 \pm 2.9\%$ (Colaprete и др., 2010).

Большой объем накопленных данных и высокое пространственное разрешение прибора LEND позволили выделить на полярной карте область Кабео-1 и показать, что нейтронный поток уменьшается по мере движения от края кратера к его дну, коррелируя с высотой места и его среднегодовой температурой. Обнаружено, что минимальное значение нейтронного потока наблюдается на самом дне Кабео-1, на участке, где зафиксирована наименьшая среднегодовая температура, совпадая с местом проведения эксперимента LCROSS. По данным LEND, здесь в толще лунного вещества в среднем может сдержаться до $\sim 0.7\%$ водяного льда.

Анализ данных ИК- и УФ-спектрометрии, полученных в экспериментах M3/Chandrayaan-1 и LAMP/LRO выявил следы поверхностного слоя замерзшей воды в форме инея на дне некоторых вечно затененных областей. Обнаружено, что значимое количество поверхностного инея наблюдается в крупных кратерах Шумейкер, Хауорт, Фаустини. В Кабео-1 покрытых инеем районов зарегистрировано гораздо меньше, и можно говорить только о превышении пороговых значений.

Можно предположить, что распределение замерзшей воды в области Кабео-1 сильно неоднородно как по поверхности, так и по глубине. Самая высокая массовая доля воды имеет место на глубине нескольких метров искусственного кратера от удара блока Centaur. На глубине нескольких десятков сантиметров до 1 м слоя нейтронного излучения средняя массовая доля воды составляет около 0.7%. Наконец, поверхность на дне кратера может быть покрыта тонким слоем водяного инея, который регистрируется на пределе чувствительности современной аппаратуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема ОСВОЕНИЕ, № 122042500014-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Arnold J.R. Ice in the lunar polar regions // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 5659–5668.
- Binder A.B. Lunar Prospector: Overview // Science. 1998. V. 281 (5382). P. 1475–1476.
- Boynton W.V., Droege G.F., Mitrofanov I.G., McClanahan T.P., Sanin A.B., Litvak M.L., Schaffner M., Chin G., Evans L.G., Garvin J.B., and 5 co-authors. High spatial resolution studies of epithermal neutron emission from the lunar poles: Constraints on hydrogen mobility // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. id. E00H33. <https://doi.org/10.1029/2011JE003979>
- Clark R.N. Detection of adsorbed water and hydroxyl on the Moon // Science. 2009. V. 326. P. 562–564.
- Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., Ennico K., Hermalyn B., Marshall W., Ricco A., Elphic R.C., and 7 co-authors. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. P. 463–468.
- Crider D.H., Vondrak R.R. The solar wind as a possible source of lunar polar hydrogen deposits // J. Geophys. Res.: Planets. 2000. V. 105. P. 26773–26782.

7. Drake D., Feldman W.C., Jakosky B.M. Martian neutron leakage spectra // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. № B6. P. 6353–6368.
<https://doi.org/10.1029/JB093iB06p06353>.
8. Feldman W.C., Maurice S., Binder A.B., Barracough B.L., Elphic R.C., Lawrence D.J. Fluxes of fast and epithermal neutrons from Lunar Prospector: Evidence for water ice at the lunar poles // *Science*. 1998. V. 281. P. 1496–1500.
9. Feldman W.C., Maurice S., Lawrence D.J., Little R.C., Lawson S.L., Gasnault O., Wiens R.C., Barracough D.L., Elphic R.C., Prettyman T.H., and 2 co-authors. Evidence for water ice near the lunar poles // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 23231–23251.
10. Gladstone G.R., Rutherford K.D., Egan A.F., Kaufmann D.E., Miles P.F., Parker J.W., Horvath D., Rojas P.M., Versteeg M.H., Davis M.V., and 10 co-authors. Far-ultraviolet reflectance properties of the Moon's permanently shadowed regions: Albedo of Moon's permanently shadowed regions // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117(E12).
<https://doi.org/10.1029/2011JE003913>
11. Hayne P.O., Hendrix A., Sefton-Nash E., Siegler M.A., Lucey P.G., Rutherford K.D., Williams J.P., Greenhagen B.T., Paige D.A. Evidence for exposed water ice in the Moon's south polar regions from Lunar Reconnaissance Orbiter ultraviolet albedo and temperature measurements // *Icarus*. 2015. V. 255. P. 58–69. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.03.032>
12. Head J.W., Wilson L., Deutsch A.N., Rutherford M.J., Saal A.E. Volcanically induced transient atmospheres on the Moon: Assessment of duration, significance, and contributions to polar volatile traps // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47(18). id. e2020GL089509.
<https://doi.org/10.1029/2020GL089509>
13. Lawrence D.W., Feldman W.C., Elphic R.C., Haggerty J.J., Maurice S., McKinney G.W., Prettyman T.H. Improved modeling of Lunar Prospector neutron spectrometer data: Implications for hydrogen deposits at the lunar poles // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. id. E08001.
14. Lawrence D.J., Peplowski P.N., Wilson J.T., Elphic R.C. Global hydrogen abundances on the lunar surface // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127. id. e2022JE007197.
<https://doi.org/10.1029/2022JE007197>
15. Lemelin M., Li S., Mazarico E., Siegler M.A., Krueger D.A., Paige D.A. Framework for coordinated efforts in the exploration of volatiles in the south polar region of the Moon // *Planet. Sci. J.* 2021. V. 2. id. 103 (17p.). <https://doi.org/10.3847/PSJ/abf3c5>
16. Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Malakhov A., Boynton W.V., Chin G., Droege G., Evans L.G., Garvin J., Golovin D.V., and 10 co-authors. Global maps of lunar neutron fluxes from the LEND instrument // *J. Geophys. Res.* 2012a. V. 117. id. E00H22. <http://dx.doi.org/10.1029/2011JE003949>
17. Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Golovin D.V., Malakhov A.V., Boynton W.V., Droege G., Harshman K., Starr R.D., Milikh G., and Sagdeev R. LEND neutron data processing for the mapping of the Moon // *J. Geophys. Res.* 2012b. V. 117. id. E00H32. <http://dx.doi.org/10.1029/2011JE004035>
18. Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Bakhitin B.N., Bodnarik J.G. Boynton W.V., Chin G., Evans L.G., Harshman K., Livengood T.A., and 5 co-authors. The variations of neutron component of lunar radiation background from LEND/LRO observations // *Planet. and Space Sci.* 2016. V. 122. P. 53–65. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2016.01.006>
19. Magaña L.O., Rutherford K.D., Byron B.D., Hendrix A.R., Grava C., Mandt K.E., Raut U., Czajka E., Hayne P.O., Hurley D.V., and 6 co-authors. LRO-LAMP survey of lunar south pole cold traps: Implication for the presence of condensed H₂O // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127 (11). id. e2022JE007301.
<https://doi.org/10.1029/2022JE007301>
20. Magaña L.O., Rutherford K.D., Byron B.D., Hendrix A.R., Grava C., Mandt K.E., Raut U., Czajka E., Hayne P.O., Hurley D.V., and 6 co-authors. LRO-LAMP lunar south pole cold traps: Assessment of H₂O and potential CO₂ and NH₃ reserves // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2023. V. 128. id. e2023JE007863.
<https://doi.org/10.1029/2023JE007863>
21. Maurice S.W., Lawrence D.J., Feldman W.C., Elphic R.C., Gasnault O. Reduction of neutron data from Lunar Prospector // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2004. V. 109. id. E07S04.
22. Mazarico E., Neumann G.A., Smith D.E., Zuber M.T., Torrence M.H. Illumination conditions of the lunar polar regions using LOLA topography // *Icarus*. 2011. V. 211(2). P. 1066–1081.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.10.030>
23. Masarik J., Reedy R.C. Gamma ray production and transport in Mars // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1996. V. 101. № E8. P. 18891–18912.
<https://doi.org/10.1029/96JE01563>
24. Mitrofanov I.G., Bartels A., Bobrovitsky Y.I., Boynton W., Chin G., Enos H., Evans L., Floyd S., Garvin J., Golovin D.V., and 26 co-authors. Lunar exploration neutron detector for the NASA lunar reconnaissance orbiter // *Space. Sci. Rev.* 2010a. V. 150. P. 183–207.
25. Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., Chin G., Garvin J.B., Golovin D., Evans L.G., Harshman K.,

- Kozyrev A.S., Litvak M.L., and 26 co-authors.* Hydrogen mapping of the lunar south pole using the LRO neutron detector experiment LEND // *Science.* 2010b. V. 330. P. 483–486.
26. *Mitrofanov I.G., Litvak M., Sanin A., Malakhov A., Golovin D., Boynton W., Droege G., Chin G., Evans L., Harshman K., and 14 co-authors.* Testing polar spots of water-rich permafrost on the Moon: LEND observations onboard LRO // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. id. E00H27. <https://doi.org/10.1029/2011JE003956>
27. *Needham D.H., Kring D.A.* Lunar volcanism produced a transient atmosphere around the ancient Moon // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2017. V. 478. P. 175–178.
28. *Nozette S., Lichtenberg C.L., Spudis P., Bonner R., Ort W., Malaret E., Robinson M., Shoemaker E.M.* The Clementine bistatic radar experiment // *Science.* 1996. V. 274. P. 1495–1498.
29. *Paige D.A., Siegler M.A., Zhang J.A., Hayne P.O., Foote E.J., Bennett K.A., and 19 co-authors.* Diviner Lunar Radiometer observations of cold traps in the Moon's south polar region // *Science.* 2010. V. 330 (6003). P. 479–482. <https://doi.org/10.1126/science.1187726>
30. *Pieters C.M., Goswami J.N., Clark R.N., Annadurai M., Boardman J., Buratti B., Combe J.-P., Dyar M.D., Green R., Head J.W., and 19 co-authors.* Character and spatial distribution of OH/H₂O on the surface of the Moon seen by M³ on Chandrayaan-1 // *Science.* 2009. V. 326. P. 568–582.
31. *Sanin A.B., Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Malakhov A., Boynton W.V., Chin G., Droege G., Evans L., Garvin J., Golovin D., and 10 co-authors.* Testing lunar permanently shadowed regions for water ice: LEND results from LRO // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. id. E00H26. <https://doi.org/10.1029/2011JE003971>
32. *Sanin A.B., Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Bakhtin B.N., Bodnarik J.G., Boynton W.V., Chin G., Evans L.G., Harshman K., Fedosov F., and 10 co-authors.* Hydrogen distribution in the lunar polar regions // *Icarus.* 2017. V. 283. P. 20–30.
33. *Smith D.E., Zuber M.T., Jackson G.B., Cavanaugh J.F., Neumann G.A., Riris H., Sun H., Zellar R.S., Coltharp C., Connally J., and 21 co-authors.* Summary of the results from the lunar orbiter laser altimeter after seven years in lunar orbit // *Icarus.* 2017. V. 283. P. 70–91.
34. *Stacy N.J.S., Campbell D.B., Ford P.G.* Arecibo radar mapping of the lunar poles: A search for ice deposits // *Science.* 1997. V. 276 (5318). P. 1527–1530.
35. *Starukhina L.V., Shkuratov Y.G.* The lunar poles: Water ice or chemically trapped hydrogen? // *Icarus.* 2000. V. 147. P. 585–587.
36. *Sunshine J.M., Farnham T.L., Feaga L.M., Groussin O., Merlin F., Milliken R.E., A'Hearn M.F.* Temporal and spatial variability of lunar hydration as observed by the deep impact spacecraft // *Science.* 2009. V. 326. P. 565–568.
37. *Watson K., Brown H., Murray B.* On possible presence of ice on Moon // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66. P. 1598–1600.
38. *Wilson J.T., Lawrence D.J., Peplowski P.N., Cahill J.T.S., Eke V.R., Massey R.J., Teodoro L.F.A.* Image reconstruction techniques in neutron and gamma ray spectroscopy: Improving Lunar Prospector data // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2018. V. 123 (7). P. 1804–1822.

УДК 629.786

АЭРОСТАТНЫЙ ЗОНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ И ПОВЕРХНОСТИ ВЕНЕРЫ

© 2025 г. К. В. Сысоев^{a*}, Д. С. Хмель^a, Е. Н. Слюта^b

^aАкционерное общество “Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина”,
Московская область, г. Химки, Россия

^bИнститут геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН,
Москва, Россия

*e-mail: sysoevvk@laspase.ru

Поступила в редакцию 12.03.2024 г.

После доработки 22.04.2024 г.

Принята к публикации 15.08.2024 г.

На основании успешных посадок на поверхность посадочных аппаратов (ПА) и ввода в плавание аэростатных зондов (АЗ) обоснована целесообразность исследования Венеры дрейфующим в обличном слое ее атмосферы АЗ с использованием кратковременных снижений и посадок на ее поверхность. Проведено математическое моделирование, подтверждающее реализуемость кратковременных снижения АЗ с комплексом научной аппаратуры (КНА) в термостатированном отсеке для отбора проб грунта, аэрозолей и газов и дистанционного зондирования (ДЗ) в различных, удаленных друг от друга регионах у поверхности планеты Венера для их анализа в течение длительного дрейфа на высоте облачного слоя. На примере отдельных приборов КНА для геохимических и геофизических исследований пород Венеры показаны сценарий и возможности АЗ, которые значительно расширяют как диапазон решаемых научных задач, так и возможности самой научной аппаратуры.

Ключевые слова: атмосфера, Венера, спускаемый аппарат, аэростат, конденсация пара, дрейф, снижение, всплытие, пробы грунта, пенетратор, грунтозаборное устройство

DOI: 10.31857/S0320930X24060023, EDN: NIYJF

ВВЕДЕНИЕ

НПО Лавочкина успешно осуществило запуск межпланетных космических аппаратов (МКА) серии В-72 Венера-7 и -8 к Венере с посадкой спускаемых аппаратов (СА) на поверхность планеты, запущенные затем МКА серии 4В Венера-9, -10 и серии 4В1 Венера-11, -12, а также серии 4В1М Венера-13, -14, осуществили ввод и торможение в верхних слоях атмосферы СА, которые после сброса оболочки с теплозащитным покрытием (ТЗП), отделяли посадочные аппараты (ПА), осуществлявшие посадку на поверхность Венеры. КА серии 5ВК (ВЕГА) при вводе СА, кроме ПА отделили аэростатный модуль (АМ) с аэростатным зондом (АЗ), после наполнения оболочки которого,

в плавание была введена плавающая аэростатная станция (ПАС), которая совершила дрейф в течение более двух суток в атмосфере Венеры на высоте около 55 км при температуре атмосферы менее 55°C (Sagdeev и др., 1986; Воронцов, Пичхадзе, 2009). Схема функционирования ПА и ПАС в атмосфере представлена на рис. 1. После отделения от СА ПА снижался на парашюте до высоты 50 км, а в дальнейшем – на тормозном щитке (Шубин, 2018). Датчики бортового комплекса научной аппаратуры (КНА) регистрировали данные атмосферы в условиях интенсивного нагрева. Около часа термоизолированный отсек обеспечил работу бортовой радиоэлектронной аппаратуры (БРЭА), поглощая поток тепла при плавлении эйкозана.

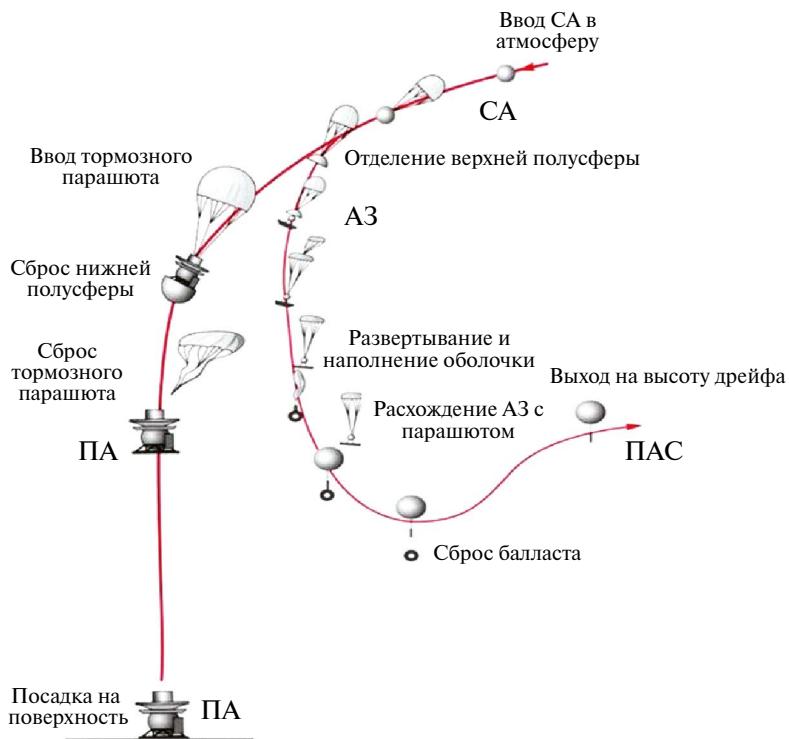


Рис. 1. Схема движения СА и ПА КА ВЕГА (Sagdeev и др., 1986; Воронцов, Пичхадзе, 2012).

Аэростатный зонд (АЗ) отделился от СА, с использованием парашютной системы (ПС) снизил скорость до 5 м/с. После извлечения оболочки из контейнера и наполнения ее гелием ПАС отделилась от АЗ и после сброса балласта всплыла на равновесную высоту. При дрейфе на высоте свыше 54 км в течение 48 ч бортовая аппаратура не перегревалась и проводила исследования параметров атмосферы (Воронцов и др., 2012).

Экстремальные условия на поверхности Венеры и ограниченнаяическими часами живучесть БРЭО ПА не позволяют осуществлять необходимые долговременные исследования состава и свойств пород Венеры в соответствии с требованиями современных научных задач и с учетом применяемых в КНА физических методов анализа и накопления данных измерений. Например, в рентгеновском дифрактометре и флуоресцентном спектрометре, чем больше время экспозиции анализа образца, тем выше разрешение и точность измерений. Ситуация еще более усугубляется, когда требуется забор и анализ нескольких различных образцов (пыли, измененных и неизмененных пород), что накладывает крайне жесткие условия на чувствительность прибора с зарядовой

связью, т.е. ПЗС-матрицы, и на алгоритмы усиления параметра “полезный сигнал/шум”. Короткоживущие стационарные посадочные аппараты также значительно ограничивают или делают невозможным проведение геофизических измерений на поверхности Венеры, требующих, например, перемещения антенн и размещения детекторов в разных местах на поверхности.

На современном этапе исследования Венеры требуется разработка проектов аэростатных зондов (АЗ) нового поколения, которые позволили бы в течение одной миссии обеспечить после спуска на СА в атмосферу Венеры выполнение следующих приоритетных научных задач.

1. Опробование разных геологических структур, характеризующихся разной высотой и рельефом (тессеры, вулканические структуры различных размеров, короны, вулканические равнины и др.).

2. Долговременный анализ собранных образцов пород Венеры с первичной обработкой данных в условиях герметичного отсека.

3. Анализ приповерхностных газов в местах отбора образцов породы для изучения геохимического выветривания пород при взаимодействии с газами атмосферы.

4. Проведение геофизических контактных измерений (теплофизические и электромагнитные свойства пород, геоэлектромагнитная структура и строение пород на глубину десятков и сотен метров, сейсмическая активность и пр.) с перемещением антенн на поверхности и размещением в местах посадок простейших автономных геофизических детекторов (термодатчиков, электромагнитных датчиков, геофонов) с ресурсом работы в условиях Венеры от одних земных суток до 1–2 месяцев.

5. Проведение анализа химического, молекулярного и изотопного состава газов и аэрозоля атмосферы на разных высотах для каждого цикла снижения аэростата до поверхности, а также измерение профилей основных параметров атмосферы (температура, давление и т.д.).

6. Долговременное исследование на высоте полета 50–60 км химического, молекулярного и изотопного состава газов, а также аэрозолей, углеводородных и органических соединений. Вышеперечисленные научные задачи в комплексе позволят получить ответ на многие фундаментальные проблемы геологической эволюции Венеры (Wilson и др., 2022; Widemann и др., 2023).

В рамках данной работы рассматривается проект комбинированного аэростатного зонда нового поколения, который позволит совместить функции аэростата для исследования атмосферы Венеры и многоразового посадочного аппарата для геохимических и геофизических исследований пород на поверхности, и который удовлетворяет всем вышеперечисленным требованиям приоритетных научных задач исследования Венеры на современном этапе.

НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ АЭРОСТАТА С ФУНКЦИЕЙ МНОГОРАЗОВОГО ПОСАДОЧНОГО АППАРАТА

Прежде всего, после отделения от СААМ введет в плавание аэростат на высоте от 60 до 50 км где температура атмосферы Венеры находится в пределах $\pm 50^{\circ}\text{C}$ (рис. 2) (Crisp, Titov, 1997; Лемешевский и др., 2017; Воронцов и др., 2010).

Цель предлагаемого аэростата изучать атмосферу и поверхность Венеры на различных высотах, долготах и широтах.

Задача аэростата обеспечивать работу научных приборов и передачу данных на ретранслятор в течение продолжительного дрейфа в нормальных температурных условиях на высоте выше 50 км с периодическими снижениями

к поверхности в течение трех часов в нагретые до 470°C слои атмосферы Венеры с посадкой на поверхность для забора образцов грунта и последующим всплытием на высоту, где температура не превышает 70°C .

Возможность создания стойкой оболочки, наполненной гелием для плавания в широком диапазоне высот от поверхности до облачного слоя Венеры с удельной массой материала около $0.5 \text{ кг}/\text{м}^2$, обоснована исследованиями по созданию термостойких тканепленочных материалов (Yavrouian и др., 1999) для мягких оболочек и с использованием жесткого металлического сильфона (Yavrouian и др., 2012).

Во время кратковременных спусков на поверхность в термостатированном отсеке гондолы необходимо поддерживать условия, приемлемые для функционирования систем электроснабжения и аппаратуры, предназначенной для исследования проб атмосферы, грунта, видеосъемки поверхности Венеры и других научных задач (Kerzhanovich и др., 2005). При посадке на поверхность должен производиться забор образцов грунта и газа у поверхности, должны проводиться контактные геофизические измерения теплофизических и электромагнитных свойств пород, и, при необходимости, сброс на поверхность малой автономной геофизической станции. В течение длительного дрейфа аэростата на высоте обеспечивается проведение длительных исследований отобранных проб пород и газов и сбор научных данных в облачном слое в нормальных температурных условиях с энергоснабжением от солнечных батарей.

Грунтозаборное устройство должно обеспечивать забор образца отложений пыли на поверхности, забор образца корки выветривания породы на глубину до 0.5 см в виде измельченного буровой коронкой шлама, и образца шлама неизмененной породы. С помощью грунтопередаточного устройства образцы грунта перемещаются в герметичный контейнер и распределяются для анализа между приборами КНА, например, рентгеновским дифракционным и флуоресцентным спектрометром, мессбауэровским спектрометром, лазерным ионизационным масс-спектрометром, газовым хроматографом – масс-спектрометром, рамановским спектрометром высокого разрешения и др. КНА для анализа грунта формируется из приборов в зависимости от их приоритета, который оценивается по каждому прибору, исходя из решения основной задачи – наиболее полного анализа химического и минерального состава

пород Венеры. Например, рентгеновский дифракционный и флуоресцентный спектрометр (РДРФС), разрабатываемый в ГЕОХИ РАН для посадочного модуля КА Венера-Д, имеет один из наиболее высоких приоритетов и совмещает два метода – качественный рентгено-флуоресцентный анализ основных петрохимических элементов (кроме Na) с пределом обнаружения около 1% и количественный рентгеноструктурный анализ минеральных фаз с пределом обнаружения около 3%. В процессе работы коллимированный рентгеновский луч от рентгеновской трубы направляется через измельченный материал образца весом около 150 мг, расположенный в специальном держателе, на чувствительную к рентгеновским лучам ПЗС-матрицу, которая фиксирует дифракцию и флуоресценцию исследуемого образца. Время экспозиции пробы и накопления импульсов в ПЗС-матрице в РДРФС на предлагаемом аэростате не ограничивается одним часом, как на короткоживущем стационарном посадочном аппарате, а оптимизируется для получения данных с максимальным разрешением для каждого образца. Количество держателей образцов вместо четырех для стационарного посадочного аппарата, включая один стандартный образец для калибровки, может быть увеличено без существенного увеличения массы прибора до нескольких десятков для анализа образцов с десяти и более мест посадок. В отличие от измерений на посадочных автоматических станциях Венера-13, Венера-14 и ВЕГА-2 с приборами предыдущего поколения, разработанными в ГЕОХИ АН СССР (Сурков, 1985), прибор РДРФС впервые позволит определить не только качественный состав основных петрохимических элементов, но и количественный минеральный состав, который необходим для точного определения типа породы, и, соответственно, условий ее образования и эволюции локальных и региональных геологических структур Венеры в районе посадки АЗ. Определение химического и минерального состава породы также позволит выяснить степень и характер выветривания данной породы и проследить геохимическую эволюцию выветривания пород и выявить основные факторы среды, влияющие на преобразование горных пород на поверхности.

Для исследования подповерхностной структуры пород Венеры ГЕОХИ РАН в коoperation с ООО “Таймер” рассматривает моноимпульсный сверхширокополосный георадар (Gulevich и др., 2021). Достижение максимально

возможной глубины и высокой разрешающей способности метода зондирования достигается следующими основными способами:

1) использованием мощного моноимпульсного передатчика с наносекундным передним фронтом зондирующего импульса;

2) регистрацией сигнала в его собственном спектре частот, без стробоскопического преобразования сигнала в область низких частот;

3) использованием антенн с распределенной резистивной нагрузкой (Суворова и др., 2023). Для исследования подповерхностных структур на глубину до 100 м и более аппаратура должна иметь динамический диапазон около 180 дБ и две антенны длиной от 4 до 10 м (лента с дорожками), размещенных параллельно, которые аэростатный зонд должен протащить по поверхности несколько десятков метров по ветру во время посадки или взлета.

Для контактных электромагнитных исследований пород предлагается датчик магнитной восприимчивости (ДМВ) в плоском исполнении размером 5×10 см, принцип работы которого основан на регистрации изменений резонансной частоты электромагнитного контура при попадании минеральных магнитных частиц (магнетит, металлическое железо) в активную зону датчика. Для измерений достаточно опустить датчик на поверхность на несколько секунд или минут. Аналогичный датчик в скважинном исполнении разрабатывается в ГЕОХИ РАН для лунного каротажного зонда (Слюта и др., 2021). Магнитные свойства пород определяются содержанием ферримагнитных минералов и частиц (магнетит, металлическое железо) и парамагнитных породообразующих минералов с содержанием в составе железа Fe^{+2} . В земных породах основным носителем остаточной намагниченности является магнетит ($FeFe_2O_4$, Fe 72.4%), а его содержание в разных типах пород разное. Кроме информации о наличии и содержании в породах Венеры ферримагнитных минералов и о типе породы будут получены данные о магнитных свойствах пород в экстремальных условиях Венеры.

Датчик диэлектрической проницаемости (ДДП) в плоском исполнении и аналогичных размеров с ДМВ располагается в одном блоке вместе с датчиком ДМВ. Принцип работы датчика основан на регистрации напряжения на выходе RC-делителя, которое зависит от емкости конденсатора – активной зоны датчика (Слюта и др., 2021). Основная задача ДДП – определение коэффициента диэлектрической проницаемости ϵ_r пород Венеры на поверхности.

В измерительном блоке электромагнитных датчиков также устанавливаются два термодатчика для определения температуры пород на поверхности. При контакте с породой ДМВ, ДДП и термодатчики проводят измерения циклически по очереди.

Одной из важных научных задач также является измерение векторной величины трех компонент магнитного поля у поверхности, обусловленного, например, остаточной намагниченностью пород Венеры, несущих информацию о существовании и свойствах древнего магнитного поля во время их образования и его ориентировки относительно локальных и региональных геологических структур. Для векторных измерений наиболее простым, удобным и технологичным является феррозондовый трехкомпонентный магнитометр, который устанавливается на выносной штанге.

Следует отметить, что вышеописанные полноценные геофизические измерения электромагнитных свойств пород в разных местах посадок возможны только на комбинированном аэростатном зонде. Результаты измерений термодатчиков совместно с данными ДМВ, ДДП, магнитометра, георадара, РДРФС и других приборов будут использоваться для анализа химического и минерального состава и оценок электромагнитных и других физических свойств пород Венеры.

КНА для исследования атмосферы должен обеспечивать измерение профилей основных параметров атмосферы (температура, давление, степень освещенности и т.д.) на разных высотах для каждого цикла снижения аэростата до поверхности и исследование химического, молекулярного и изотопного состава газов атмосферы, а также аэрозолей и углеводородных и органических соединений в облачном слое. В состав КНА для исследования атмосферы могут быть включены метеокомплекс, спектрометр аэрозольных частиц, диодно-лазерный спектрометр, газовый хроматограф, газовый анализатор-масс-спектрометр, прибор для регистрации грозовых разрядов, ИК- и УФ-спектрометры и др.

ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ АЭРОСТАТА

Снижение плавучести может достигаться за счет выпуска части несущего газа из оболочки аэростата, а ее увеличение при сбросе запаса балласта. В ряде работ по аэростатам Венеры было предложено (Москаленко, 1978; Кремнев и др., 1985; Подгорный др., 1988) использовать

переход жидкости в пар, происходящий в результате ее нагрева при уменьшении высоты и увеличении температуры для осцилляций высоты в определенном диапазоне за счет циклических фазовых переходов жидкости в пар и обратно (Izutsu и др., 2004; Jones, 1995). В данной статье предложено после снижения на поверхность и забора проб подавать в оболочку перегретый пар для всплытия из прочного и герметичного бака с водой, разогретой до кипения (Dorrington, 2010). После всплытия регулировка количества пара обеспечит поддержание высоты и повторный спуск для отбора проб. Схема плавания аэростата представлена на рис. 2.

Для кратковременного (в течение нескольких минут) отбора проб грунта предлагается использовать закрепленное на свисающем троце (гайдропе) к ПА пенетрирующее устройство с механическим заборником грунта, снабженное контактными датчиками для исследования грунта при соприкосновении с ним. После расчистки пенетратором поверхностного слоя заборник забирает пробы грунта в виде измельченного буровой коронкой шлама в капсулу для дальнейших исследований и проводит экспресс анализ образцов породы с поверхности, и образца шлама породы с глубины. Для ДЗ при плавании вблизи поверхности предлагается использовать многоканальную спектральную ТВ-камеру высокого разрешения в видимом диапазоне, расположенную в термоизолированном отсеке КНА гондолы аэростата, а также забор проб газов и аэрозолей для анализа состава атмосферы на высотах от 60 км до поверхности Венеры. Для терmostатирования БРЭО и бортовые системы закрепляют в вакуумированном отсеке с термоизолирующим покрытием на опорах из поглощающего тепло при плавлении и выделяющем его при затвердевании вещества – теплового аккумулятора, предохраняя их от соприкосновения с нагретыми стенками. Системы терmostатирования КНА с использованием теплового аккумулятора, охлаждаемого после всплытия для повторного использования фазового перехода, должны обеспечить отвод тепла в нижних слоях атмосферы в течение двух–трех часов и работу на поверхности в течение 10 мин. Для этого его пребывание в нагретых слоях атмосферы со снижением к поверхности и всплытием должно длиться менее трех часов.

Плавучесть аэростата определяется отношением аэростатической силы к весу аэростата с газом. Моделирование снижения аэростата

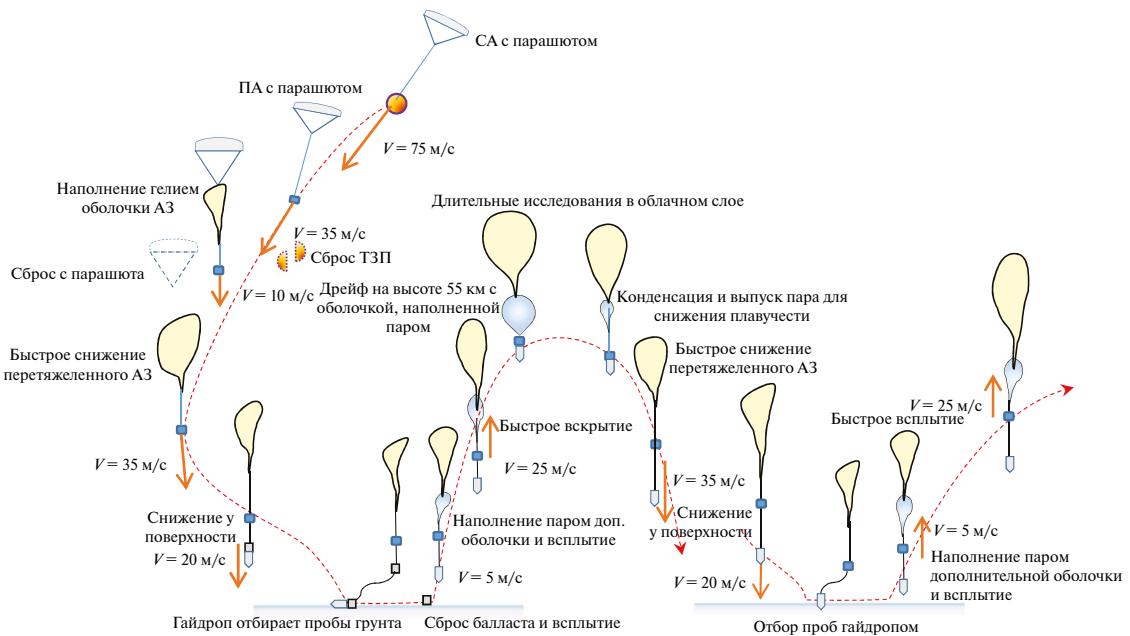


Рис. 2. Схема движения СА и аэростатного зонда с ПА на гайдропе. Оболочка АЗ показана желтым цветом, гондола — синим, ТЗП СА — оранжевым.

при аэростатической силе, уравновешивающей 0.8 веса, показывает, что аэростат через час достигает поверхности Венеры со скоростью около 20 м/с (см. раздел “Математическое моделирование...”).

После отбора проб и кратковременных исследований поверхности и нижних слоев атмосферы Венеры аэростат должен менее чем за два часа всплыть на высоту, где могут длительно функционировать его системы с температурой атмосферы менее 50°C. Для этого из высокопрочного термоизолированного бака с водой, нагретой до температуры 380°C пар воды (рис. 3) подается в дополнительную оболочку для обеспечения избытка плавучести 0.1 от веса за счет увеличения аэростатической силы с 0.8 до 1.1 веса.

При увеличении высоты свыше 50 км снижение температуры атмосферы ниже 100°C и охлаждение пара приводят к тому, что он конденсируется, а избыток плавучести снижается с 0.1 до 0.05 от веса. При этом аэростат достигнет равновесной высоты после наполнения оболочки баллона избыточного давления (БИД) полностью.

На высоте свыше 53 км термоизоляция охлаждается, а вещество с обратимым фазовым переходом в тепловом аккумуляторе застывает. После всплытия до облачного слоя при

температуре атмосферы $\pm 25^\circ\text{C}$ капсула с пробами грунта перемещается из пробоотборника пенетратора в термостатированный отсек КНА для проведения анализа и передачи полученных данных по каналам связи бортового радиокомплекса. Кроме того, при плавании в облачном слое приборы КНА осуществляют отбор и анализ аэрозолей облачного слоя, контактные исследования и ДЗ.

Нагрев солнечным светом дополнительной оболочки с высокой поглощающей способностью $As > 0,75$ до $90^\circ\text{--}100^\circ\text{C}$ будет способствовать нагреву пара. Тем не менее плавание в атмосфере, нагретой ниже 100°C, приведет к тому что пар будет конденсироваться, и конденсированная вода будет натекать в расположенный в нижней части оболочки аппендиц, из которого для снижения плавучести воду необходимо подавать в высокопрочный термоизолированный бак (рис. 3). Для увеличения плавучести вода из бака подается в змейковый радиатор, где за счет высокой поглощающей способности $As > 0.75$ поверхности радиатора она нагревается и выделяет пар в оболочку. Поддержание температуры и объема пара обеспечит поддержание плавучести и всплытие на равновесную высоту с полностью наполненным БИД.

При дрейфе на ночной стороне температура дополнительной оболочки снижается

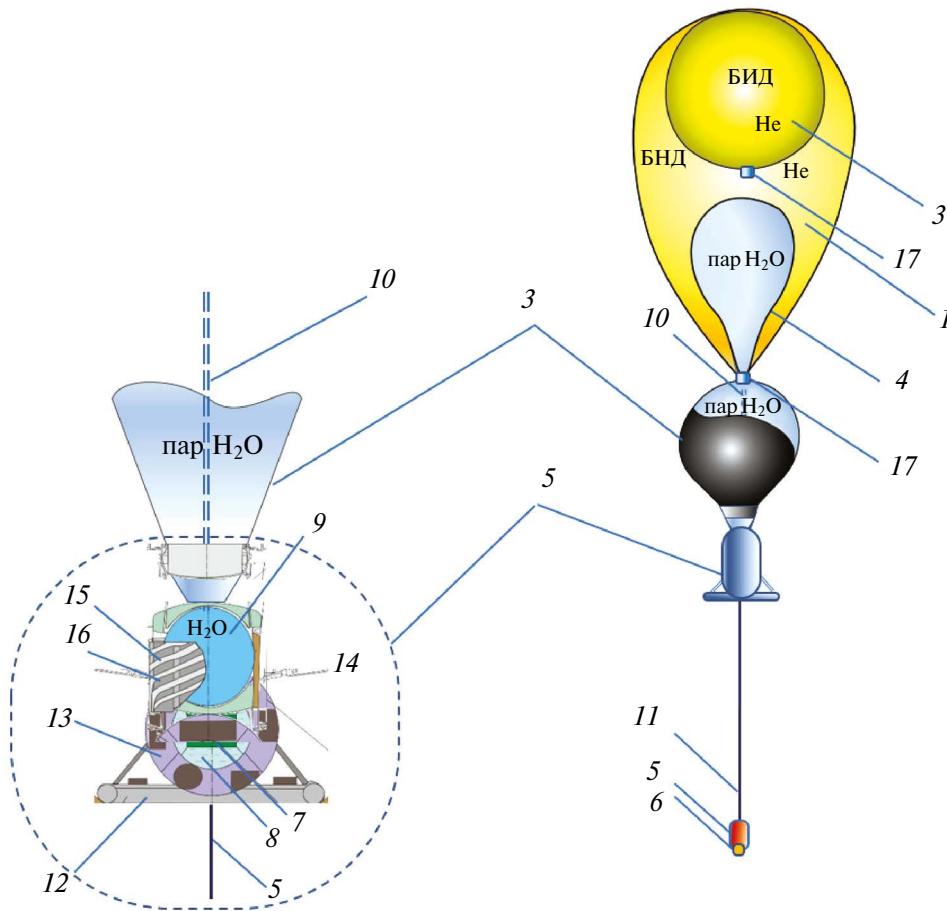


Рис. 3. Схема аэростата с посадочным аппаратом и грунтозаборником-пенетратором на гайдропе: 1 – баллон нулевого давления (БНД) с гелием с отражательной способностью его поверхности $As < 0.15$; 2 – баллон избыточного давления при наполнении; 3 – дополнительная оболочка с паром воды из темного материала с $As > 0.75$ с аппендицом; 4 – отсек основной оболочки для наполнения паром и конденсирования пара; 5 – гондола с системами и амортизатором; 6 – пенетратор с грунтозаборным устройством и датчиками для контактного анализа грунта; 7 – БРЭО и КНА; 8 – крепление БРЭО и КНА с использованием плавления затвердевания вещества опор; 9 – термоизолированный бак с водой; 10 – подвес с трубопроводом для подачи воды в бак (9) с водой; 11 – гибкий гайдроп; 12 – торовая опора посадочного аппарата; 13 – внешняя термоизоляция отсека БРЭО; 14 – термоизоляция бака воды; 15 – спиральные трубы радиатора для нагрева воды; 16 – спиральная антенна бортового радиокомплекса; 17 – газперекачивающий агрегат с клапаном для впуска и выпуска газа.

до температуры окружающей среды и в результате конденсации пара аэростат теряет плавучесть и опускается в слои, нагретые свыше 100°C. В результате нагрева воды в змейковом радиаторе происходит парообразование и плавучесть возрастает. Это приводит к тому, что аэростат осуществляет всплытие до высоты, на которой БИД наполняется и ограничивает дальнейшее всплытие до высоты 55 км или выше в более холодные слои атмосферы, где температура атмосферы близка к 0°C. За счет конвективного теплообмена оболочка и радиатор охлаждаются, что вновь

приводит к уменьшению объема пара и потере плавучести аэростатом. Во время периодических снижений высоты при нагреве термостатируют отсек с БРЭО отводом тепла тепловым аккумулятором, который после всплытия на высоту, где температура атмосферы существенно меньше остывает. В результате аэростат периодически осуществляет осцилляции высоты – то поднимается на высоту свыше 55 км, то вновь опускается в нагретые слои атмосферы, регулируя избыток плавучести и объем пара в дополнительной оболочке в процессе генерации пара.

Аэростат дрейфует в потоках циркуляции атмосферы и переносится ветром на тысячи километров, что обеспечивает увеличение пространственной выборки отобранных образцов грунта при повторных посадках на поверхность Венеры.

Для увеличения равновесной высоты всплытия объем гелия увеличивают за счет подачи его из наполненного БИД в БНД (Hall и др., 2019). Для повторного снижения к поверхности аэростат вначале должен ее увеличить для всплытия в слои с более холодной атмосферой и интенсификации охлаждения и конденсации пара в воду. Для ускорения конденсации может использоваться выпуск пара из дополнительной оболочки в отсек основной оболочки, температура которой, благодаря высокой отражательной способности ее поверхности $As < 0.15$, не превышает 30°C , где он конденсируется в воду, которая стекает в ее аппендикс у основания и подается в высокопрочный термоизолированный бак. Для повышения интенсивности конденсации пара его прокачивают через радиатор в турбохолодильный агрегат, сконденсированная в нем вода также подается в высокопрочный термоизолированный бак. В результате снижения плавучести аэростата он вновь в течение часа снижается к поверхности планеты (рис. 4).

В результате повторения снижения и всплытия аэростат может многократно осуществлять кратковременные снижения до нижних слоев атмосферы и при необходимости достигать поверхности Венеры, всплывая затем на высоту выше 50 км для охлаждения систем терmostатирования и застывания в них вещества с обратимым фазовым переходом при термоизоляции отсека с БРЭО.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАВАНИЯ АЭРОСТАТА

Для расчета высоты $H(t)$ (м) и скорости $V = \frac{dH}{dt}$ (м/с) аэростата по вертикали на рис. 4 и 5 в атмосфере Венеры использовалась математическая модель вертикального движения аэростата (Воронцов, Пичхадзе, 2012; Воронцов и др., 1988) как материальной точки под действием сил веса и подъемной силы Архимеда с учетом сопротивления среды, описываемая уравнением

$$(m + k\rho_a U) \frac{d^2H}{dt^2} = U\rho_a g - mg - \frac{1}{2}c_x S_m \rho_a \left(\frac{dH}{dt} - W \right) \times \left| \frac{dH}{dt} - W \right|, \quad (1)$$

где m – масса аэростата (вместе с массой m_g подъемного газа, кг); H – высота над уровнем

поверхности; c_x – коэффициент сопротивления аэростата в зависимости от числа Рейнольдса Re ; S_m – характерная площадь аэростата в зависимости от наполненности оболочки газом U_g / U_{max} ; ρ_a – плотность атмосферы; g – ускорение силы тяжести на высоте H от поверхности; k – коэффициент присоединенной массы; W – скорость вертикального ветра (м/с); U – объем аэростата (м^3). Коэффициент сопротивления аэростата при воздействии потока по вертикали c_x вычислялся с учетом влияния числа Рейнольдса Re . В ненаполненной оболочке газ при атмосферном давлении P (Па) занимает объем U_g , который определяется массой m_g , температурой T_g (К) газа в оболочке и газовой постоянной гелия $R = 2077 \text{ Дж}/(\text{кг} \times \text{К})$ в соответствии с уравнением:

$$\text{для } U_g < U_{max} \text{ при } P_g = P_a \quad U_g = \frac{m_g R T_g}{P};$$

$$\text{для } U_g = U_{max} \quad P_g = \frac{m_g R T_g}{U_{g max}}. \quad (2)$$

Объем оболочки увеличивается в пределах ее максимального объема U_{max} , а после ее заполнения в ней возрастает давление газа $P_g > P$, в соответствии с уравнением (2). При дрейфе на одной высоте температура газа оболочки T_g на ночной стороне близка к температуре атмосферы. При всплытии аэростата с увеличением высоты температура атмосферы $T_a(H)$ в соответствии с моделью атмосферы VIRA (Avduevsky и др., 1983) уменьшается и перегрев гелия $T_g / T_a(H)$ в оболочке по отношению к температуре атмосферы на текущей высоте $T_a(H)$ по мере увеличения высоты до 55 км возрастает до 1.2 – 1.05 при всплытии в течение от 1 до 2 ч. Остывание газа оболочки в более холодной атмосфере с учетом теплообмена описывается уравнением:

$$T_g(t) = T_a(H) + e^{-kt} (T_{g0} - T_a(H))$$

$$\text{где } k = \alpha(H) S / (m_g C_p), \quad (3)$$

где S – площадь тела (м^2), C_p – теплоемкость гелия ($C_p = 5.2 \text{ кДж}/\text{кг}$), m_g – масса гелия; α – коэффициент теплоотдачи гелия ($\text{Вт}/(\text{м}^2 \times \text{К})$) принимает значения от 30,6 (476°C) до 14.7 (50°C) в зависимости от температуры, t – время пребывания в слое атмосферы с средней температурой атмосферы $T_a(H)$, (с), T_{g0} – температура газа оболочки.

На рис. 4 приведены высота и скорость погружения аэростата массой 1375 кг с неуравновешенной массой 275 кг с максимальным объемом 1800 м³ на высоте 58 км и объемом 22.5 м³ у поверхности для неосвещенной стороны.

На рис. 5 приведены высота и скорость всплытия для аэростата массой 1375 кг с объемом от 22.5 м³ у поверхности до 1800 м³ на высоте наполнения 58 км с избытком плавучести 0.1 при температуре гелия равной температуре атмосферы и с учетом остывания при всплытии нагретого гелия на поверхности гелия.

Таким образом, обосновано функционирование аэростата с погружением до поверхности в течение часа и всплытие на высоту в течение двух часов за счет перехода жидкости в пар при ее нагреве в высокотемпературных слоях атмосферы. При необходимости время подъема может быть сокращено до часа при возрастании плавучести до 1.2 при увеличении объема и массы

пара в оболочке. Исследование поверхности при кратковременном (в течение 2–3 ч) спуске может проводится теплоизолированным с использованием обратимого фазового перехода (плавления) в тепловом аккумуляторе отсека КНА аэростатом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитано движение аэростата при кратковременном спуске для исследований с отбором проб грунта у поверхности: снижение до поверхности при недостатке аэростатической силы 0.2 (20% от аэростатической силы, уравновешивающей вес) в течение часа и всплытие с избытком плавучести 0.1 в течение двух часов для длительного дрейфа в облачном слое.

Предложено использовать для увеличения плавучести генерацию пара при подаче из высокопрочного бака с эндотермически нагретой

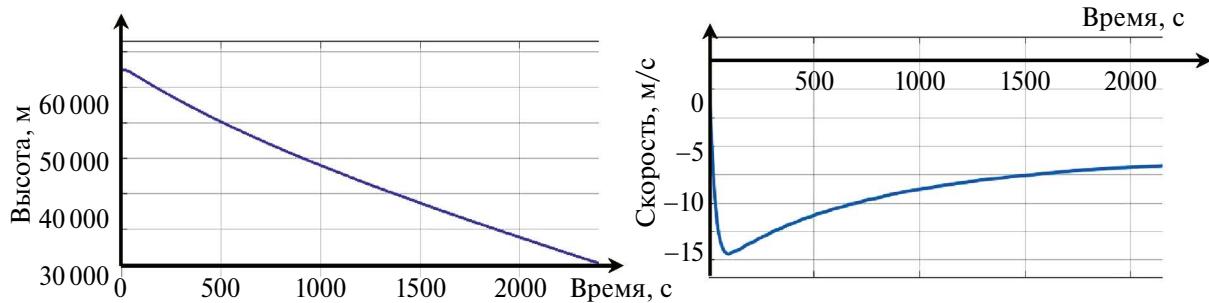


Рис. 4. Высота (слева) и скорость снижения (справа) при плавучести 0.8 для плавающей массы 1375 кг на ночной стороне.

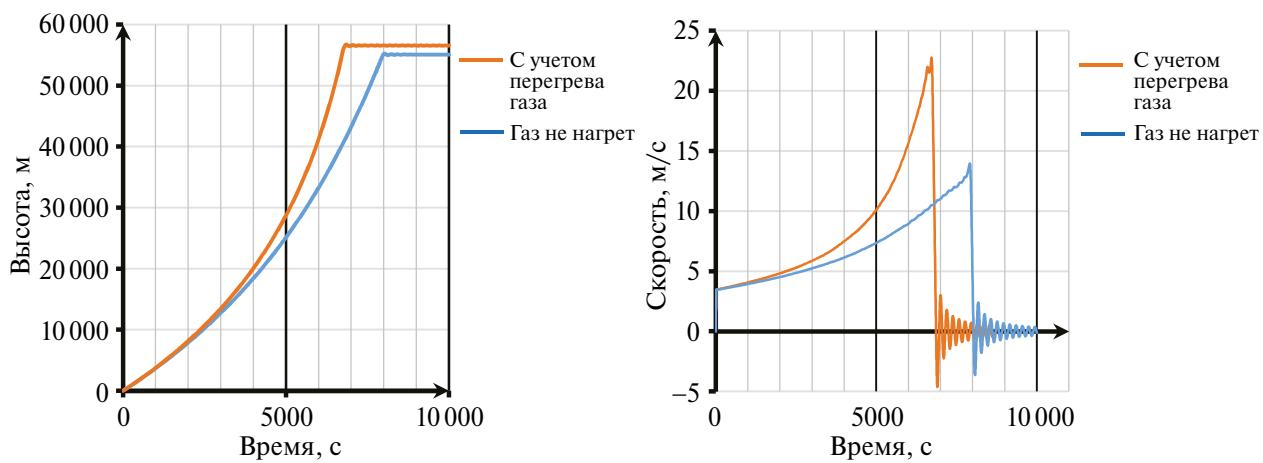


Рис. 5. Высота и скорость всплытия для аэростата на ночной стороне с плавающей массой 1375 кг при избытке плавучести 0.1 и возрастании перегрева газа до 1.05 и для газа с температурой атмосферы (без учета нагрева газа при плавании ниже).

водой в оболочку. Предложено поддержание и регулирование плавучести и высоты при использовании нагретой солнечным светом оболочки с паром для плавания в облачном слое и снижение плавучести при всплытии в холодные слои атмосферы за счет конденсации пара из оболочки.

Для термостатирования БРЭО при много-кратных снижениях в высокотемпературные слои атмосферы Венеры в течение 2–3 ч предложено использовать термоизолированный отсек с тепловым аккумулятором обратимого типа.

Предложен способ забора грунта с использованием пенетратора подвешенного на гайдропе.

Создание АЗ для ввода в плавание рассмотренного аэростата позволит исследовать состав и параметры нижней атмосферы во время дрейфа, спуска и подъема, исследовать грунт на поверхности и проводить съемку поверхности во время спусков и подъемов, а также проводить анализ собранных с поверхности образцов грунта после всплытия в течение длительного дрейфа.

На примере отдельных приборов КНА для геохимических и геофизических исследований пород Венеры показаны сценарий и возможности АЗ, которые значительно расширяют как диапазон решаемых научных задач, так и возможности самой научной аппаратуры с учетом гораздо более долговременного анализа образцов грунта и данных по сравнению с классическими стационарными посадочными аппаратами.

Создание комбинированного АЗ нового поколения позволит совместить функции аэростата для исследования атмосферы Венеры и многоразового посадочного аппарата для геохимических и геофизических исследований пород на поверхности и обеспечить решение приоритетных научных задач исследования Венеры на современном этапе.

Работа выполнена при поддержке госзадания Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воронцов В.А., Дерюгин В.А., Карагин В.П., Кремнев Р.С., Кузнецов В.В., Ланкин В.М., Пичхадзе К.М., Роговский Г.Н., Тертерашвили А.В. Метод исследования планеты Венера с помощью плавающих аэростатных станций. Математическая модель // Космич. исслед. 1988. Т. 26. Вып. 3. С. 430–433.
2. Воронцов В.А., Пичхадзе К.М. Проектирование аэростатных зондов для исследования планет Солнечной системы. М.: Изд-во МАИ-Принт, 2009. 96 с.
3. Воронцов В.А., Лохматова М.Г., Мартинов М.Б., Пичхадзе К.М., Симонов А.В., Хартов В.В., Засова Л.В., Зеленый Л.М., Кораблев О.И. Перспективный космический аппарат для исследования Венеры. Проект “Венера-Д” // Вестн. “НПО им. С.А. Лавочкина”. 2010. № 4. С. 62–67.
4. Воронцов В.А., Пичхадзе К.М. Методологические основы формирования схемных решений средств десантирования и дрейфа в атмосферах планет и их спутников // Проектирование автоматических космических аппаратов для фундаментальных научных исследований. Т. 1 / Ред.: Ефанов В.В., Пичхадзе К.М.М.: Изд-во МАИ, 2012. С. 9–54.
5. Воронцов В.А., Крайнов А.М., Мартинов М.Б., Пичхадзе К.М., Хартов В.В. Предложения по расширению программы исследований Венеры с учетом опыта проектных разработок НПО им. С.А. Лавочкина // Тр. МАИ. 2012. № 52. С. 13.
6. Кремнев Р.С., Карагин В.П., Балыбердин В.В., Клевцов А.А. Аэростаты в атмосфере Венеры. Киев: Наукова думка, 1985. 105 с.
7. Лемешевский С.А., Графодатский О.С., Карчагев Х.Ж., Воронцов В.А. Космические аппараты для контактных исследований планеты Венера. Опыт и перспективы // Вестн. “НПО им. С.А. Лавочкина”. 2017. № 2. С. 52–58.
8. Москаленко Г.М. Механика полета в атмосфере Венеры. М.: Машиностроение, 1978. 232 с.
9. Подгорный А.Н., Балыбердин В.В., Кремнев Р.С. Эндотермические аэростаты. Киев: Наукова думка, 1988. 125 с.
10. Сурков Ю.А. Космохимические исследования планет и спутников. М.: Наука, 1985. 310 с.
11. Слюта Е.Н., Маров М.Я., Дунченко А.Г., Маковчук В.Ю., Морозов О.В., Назаров А.И., Иванов В.В., Погонин В.И., Роскина Е.Г., Сафронов В.В., Харлов Б.Н., Таций Л.П. Эксперимент ТЕРМО-ЛР на посадочном аппарате Луна-27: изучение теплофизических, физико-механических и электромагнитных свойств лунного грунта // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 5. С. 454–475. (Slyuta E.N., Marov M.Ya., Dunchenko A.G., Makovchuk V.Yu., Morozov O.V., Naizarov A.I., Ivanov V.V., Pogonin V.I., Roskina E.G., Safronov V.V., Kharlov B.N., Tatsiy L.P. TERMO-LR experiment on the Luna-27 Lander: Study of thermophysical, physicomechanical, and electromagnetic properties

- of the lunar soil // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55 № 5. P. 446–466.).
12. Суворова З.В., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Волкомирская Л.Б., Гуlevич О.А., Резников А.Е. Моделирование распространения видеоимпульсных сигналов георадара в литосфере Земли // *Математич. моделир.* 2023. Т. 35. № 12. С. 31–50.
13. Шубин П.С. Венера. Неукротимая планета. Кемерово: Изд-во “Голос-Пресс”, 2018. 352 с.
14. Avduevsky V.S., Marov M.Ya., Kulikov Yu.N., Shari V.P., Gorbachevskiy A.Ya., Uspenskiy G.R., Cheremukhina Z.P. Structure and parameters of the Venus atmosphere according to Venera probe data // *Venus*. Tucson: Univ. Arizona Press, 1983. P. 681–765.
15. Crisp D., Titov D. The thermal balance of the Venus atmosphere // *Venus II* / Eds: Bouger S.W., Hunt-en D.M., Phillips R.J. Tucson: Univ. Arizona Press, 1997. P. 353–384.
16. Dorrington G.E. Venus atmospheric platform options revisited // *Adv. Space Res.* 2010. V. 46 (3). P. 310–326.
17. Gulevich O.A., Kaigorodov E.P., Lyakhov G.A., Reznikov A.E., Varenkov V.V., Volkomirskay L.B. Experimental study of a deep oil and gas deposit by the method of reflected electromagnetic waves // *Phys. Wave Phenomena*. 2021. V. 29. № 4. P. 311–320.
18. Izutsu N., Yajima N., Honda H., Imamura T. Venus balloons using water vapor // *Adv. Space Res.* 2004. V. 33. P. 1831–1835.
19. Hall J.L., Cameron J., Pauken M., Izrailevitz J., Domingues M., Wehage K. Altitude-controlled light gas balloons for Venus and Titan exploration// *JPL*, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 91109// *AIAA Aviation Forum* 17-21 June 2019. US, Dallas: California Inst. Technology, 2019. P. 1–25.
20. Jones J.A. Reversible fluid balloon altitude control concepts // *Proc. 11th Lighter-Than-Air Systems Tech. Conf.* Clearwater Beach, FL, 1995. <https://doi.org/10.2514/6.1995-1621>.
21. Kerzhanovich V.V., Hall J.L., Yavrouian A.H., Cutts J.A. Dualballoonconceptforliftingpayloadsfrom the surface of Venus 2005. DOI: 10.2514/6.2005-7322 <https://www.researchgate.net/publication/24335581>. JPL, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Dr., Pasadena, CA. 91109.
22. Sagdeev R.Z., Linkin V.M., Blamont J.E., Preston R.A. The VEGA Venus Balloon Experiment // *Science*. 1986. V. 231. P. 1407–1408.
23. Yavrouian A., Plett G., Yen S.P.S., Cutts J., Baek D. Evalution of materials for Venus aerobot applications. JPL, California Institute of Technology Pasadena, California, 91109. DOI:10.2514/6.1999-3859.
24. Yavrouian A., Yen S.P.S., Plett G., Weissman N. High temperature materials for Venus balloon envelopes. JPL California Institute of technology Pasadena, California, 1995 AIAA-95-1617-CD
25. Wilson C., Widemann T., Ghail R. Venus: key to understanding the evolutionof terrestrial planets // *Experim. Astron.* 2022. V. 54. P. 575–595.
26. Widemann T., Smrekar S.E., Garvin J.B., Straume-Lindner A.G., Ocampo A.C., Schulte M.D. et al. Venus evolution through time: key science questions, selected mission concepts and future investigations // *Space Sci. Rev.* 2023. V. 219. Id. 56.

УДК 523.43

ВЛИЯНИЕ НЕУПРУГОСТИ МАНТИИ НА МОДЕЛЬНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ПЕРИОДА ЧАНДЛЕРОВСКОГО КОЛЕБАНИЯ МАРСА

© 2024 г. Е. А. Кулик^{а,*}, Т. В. Гудкова^{а,**}

^аИнститут физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия
e-mail: *kulik.ea@ifz.ru; **gudkova@ifz.ru

Поступила в редакцию 01.03.2024 г.

После доработки 22.04.2024 г.

Принята к публикации 05.05.2024 г.

Представлены результаты численного моделирования значений периода чандлеровского колебания Марса для набора моделей внутреннего строения, удовлетворяющих всем имеющимся на сегодняшний день наблюдаемым данным: геодезическим (среднему радиусу, массе, моменту инерции, приливному числу Лява k_2) и полученным из обработки сейсмических данных значений толщины коры и радиуса ядра. Для учета неупругости при расчете модельных значений приливного числа Лява k_2 и периода чандлеровского колебания использована реология Андраде. Показано, как модельные значения числа Лява k_2 и чандлеровского периода зависят от реологического параметра Андраде и принятого распределения вязкости.

Ключевые слова: Марс, чандлеровское колебание, модели внутреннего строения, вязкоупругость, приливные числа Лява, реология Андраде

DOI: 10.31857/S0320930X24060039, EDN: NIDCRA

ВВЕДЕНИЕ

Чандлеровское колебание (ЧК) (или свободная нутация) – это свободное движение полюса планеты. Американский астроном С. Чандлер в 1891 г. установил, что на Земле изменения широты имеют периодический характер (Chandler, 1891) и выделил характерные периоды. Такие колебания возникают из-за того, что ось вращения Земли слегка наклонена к оси наибольшего момента инерции, и ее ось вращения, оставаясь неподвижной в пространстве, описывает конус вокруг оси наибольшего момента инерции. Наблюдаемый период чандлеровского колебания полюса 434 дня оказался намного больше, чем значение, предсказанное для модели твердой Земли, 305 дней, полученное из известных уравнений Эйлера, описывающих свободное вращение твердого тела. Источниками большого расхождения в полученных теоретических значениях периода были неучет неупругости мантии, размера и сжатия ядра, а также приливные

движения в океане в реальной планете под действием переменной центробежной силы. Влияние этих эффектов на значение чандлеровского периода Земли подробно изложено в работах (Zharkov, Molodensky, 1996; Молоденский, 2004).

Ось вращения Марса также слегка наклонена к оси наибольшего момента инерции. Для Марса возбуждение ЧК связано с сезонным обменом масс между полярными шапками. Регистрация периода ЧК Марса ожидалась в течение длительного времени. Сначала период ЧК Марса был определен теоретически (Жарков, Молоденский, 1994; 1995; Zharkov, Molodensky, 1996; Van Hoolst и др., 2000; Dehant и др., 2003; 2006; Жарков, Гудкова, 2005; Zharkov, Gudkova, 2009). В работе (Жарков, Молоденский, 1995) были выполнены оценки вклада от учета жидкого ядра и неупругости недр планеты, и рассчитано влияние слабой трехосности фигуры Марса на чандлеровский период. Оценочное значение периода ЧК Марса для различных моделей внутреннего строения варьировалось от 203.8 до 204.8 сут.

(Zharkov, Gudkova, 2009) и от 201 до 208 сут. (Van Hoolst и др., 2000). Экспериментально оценка периода ЧК была получена в (Konopliv и др., 2006), затем уточнена в (Konopliv и др., 2011), но эти попытки не смогли точно отделить сигнатуру на частоте ЧК от периода перераспределения массы за 1/3 марсианского года из-за малой амплитуды колебаний. Благодаря радионаблюдениям с космических аппаратов Mars Odyssey, Mars Reconnaissance Orbiter и Mars Global Surveyor, вращающихся вокруг Марса почти два десятилетия, это колебание впервые с достаточно хорошей точностью было измерено и на Марсе (Konopliv и др., 2020). Период ЧК Марса равен 206.9 ± 0.5 сут., движение происходит против часовой стрелки, если смотреть с Северного полюса, и его амплитуда составляет около 10 см на поверхности. Использование этого колебания как дополнительного граничного условия может дать новую информацию о недрах Марса и, в частности, может улучшить наше понимание диссипативных свойств мантии для временного интервала, близкого к периоду колебаний.

Вопрос о частотной зависимости диссипативного фактора недр Марса является предметом многих исследований. В сейсмической области периодов $\sim(1$ с – 1 ч) диссипативный фактор Q_μ практически не зависит от частоты (Жарков, 2012). Однако в области длинных периодов (приливы, чандлеровское колебание) имеет место слабая зависимость Q_μ от частоты (Zharkov, Molodensky, 1979; Молоденский, Жарков, 1982; Anderson, Minster, 1979; Smith, Dahlen, 1981). Упругие модули в диссипативной среде также оказываются функциями частоты. Влияние неупругости недр Марса на приливы и ЧК планеты изучалось в работах (Жарков, Гудкова, 1993; 2005; Zharkov, Gudkova, 1997; Жарков, Молоденский, 1994; Zharkov, Molodensky, 1996), в которых совокупность неупругих процессов в высокотемпературной мантии Марса или Земли описывалась с помощью степенной функции крипа, которая относится к стадии неустановившейся ползучести, но показатель степени в ней точно не определен.

Знания о диссипативных свойствах Марса основаны на значении постоянной запаздывания его самого большого спутника Фобоса, который вызывает приливы на планете. Размер деформации поверхности (высота приливного горба) зависит от упругих свойств недр Марса, кроме этого, вязкость и неупругость недр планеты приводят к смещению приливного горба относительно положения Фобоса на его орбите, и вызывают

ускорение спутника. Тем самым, ускорение Фобоса и размер приливного горба дают информацию о внутреннем строении планеты.

С использованием набора моделей внутреннего строения Марса, основанных на минералогии Wänke и Dreibus (Wänke, Dreibus, 1994), в работе (Жарков и др., 2017) был построен профиль диссипативного фактора для силикатной оболочки Марса. Для этого использовалось предположение, что температурные профили Земли и Марса на плоскости $P-T$ похожи, и профиль диссипативного фактора в Марсе на плоскости $P-T$ принимался таким же, как и для Земли. В этом исследовании подбирался упрощенный кусочно-постоянный профиль затухания с относительно низким значением показателя частотной зависимости диссипативного фактора, для того чтобы удовлетворить значению векового ускорения Фобоса.

В более поздних работах (Khan и др., 2018; Vagheri и др., 2019) использовались лабораторные модели вязкоупругой диссипации. Авторы исследовали допустимый диапазон показателя степени для мантийной неупругости, используя различные химические составы мантии и реологические законы, и получили, что этот диапазон составляет 0.22–0.42. В работе (Konopliv и др., 2020) приводится оценка 0.07–0.35 для случая степенного закона, принимаемого при расчетах для Земли. В работе (Harada, 2022) проведена оценка параметров неупругости марсианской мантии с учетом степенной реологии (0.22 ± 0.13) и диссипативного фактора на основе данных наблюдений о приливных параметрах и параметрах вращения, с использованием модели внутреннего строения, полученных в результате инверсии как геодезических данных, так и данных сейсмического эксперимента, а также рассчитан период чандлеровского колебания для различных моделей.

Оценки параметров неупругости для уточненных на основе сейсмических данных моделей были получены в работе (Роу и др., 2022). Профили затухания в недрах Марса на частоте прилива схожи для ряда рассмотренных моделей, и дают величину приливного затухания $Q_2 = 93.0 \pm 8.40$, но расходятся на сейсмических частотах. Хотя все модели внутреннего строения Марса соответствовали значению числа Лява k_2 , имелось некоторое расхождение с наблюдаемым периодом ЧК. Для моделей с наиболее близкими теоретическими и наблюдаемыми значениями ЧК, параметр частотной зависимости диссипативного фактора оказался в интервале 0.15–0.4. Период ЧК чувствителен не только к этому параметру,

но и к ряду других факторов, таких как реологические модели или размер зерен.

До сейсмического эксперимента модели внутреннего строения Марса опирались на измеряемые геодезические величины: масса, средний радиус планеты, момент инерции и число Лява k_2 . Эти данные были обновлены в работе (Konopliv и др., 2020). Модели внутреннего строения Марса (распределение плотности и сейсмических параметров) являются упругими, а реальные недра Марса диссипативны, и приливное число Лява планеты k_2 , так же как и модуль сдвига μ , является функцией частоты. Поэтому необходимо знание неупругих свойств недр планеты на периодах приливной деформации и ЧК. Без учета реологии полученные модельные значения числа Лява k_2 получаются заниженными. Однако распределение вязкости точно не определено даже для Земли, при этом вязкость среды сильно зависит от температуры. Современные исследования (см., например, Hargitay и др., 2010; Čížková и др., 2012) дают интервалы значений вязкости в верхней мантии Земли $\sim 10^{20}$ Па \times с, в переходной зоне $\sim 10^{21}–10^{22}$ Па \times с, а в нижней $\sim 10^{22}–10^{23}$ Па \times с.

Сейсмические данные, полученные в ходе проведения успешного сейсмического эксперимента SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure) (Lognonné и др., 2019) на Марсе миссией InSight (Interior Exploration using Seismic Investigations, Geodesy and Heat Transport) (Banerdt и др., 2020; Giardini и др., 2020; Ceylan и др., 2022; InSight Marsquake Service, 2023), наложили ряд существенных ограничений на модели внутреннего строения планеты. Анализ этих данных предоставил первое прямое сейсмическое измерение толщины коры под посадочным модулем (Knapmeyer-Endrun и др., 2021), который был расположен в северных низменностях, где считается, что кора тоньше, чем в среднем. Сейсмическим данным удовлетворяют две модели: двухслойная, с толщиной коры 20 ± 5 км и с плотностью до 2850 кг/м 3 , и трехслойная, с толщиной коры 39 ± 8 км и с плотностью до 3100 кг/м 3 , эти модели продолжают уточняться. С учетом данных гравитационного поля и топографии установлено, что средняя толщина коры Марса составляет от 32 до 70 км, а средняя плотность не более 3100 кг/м 3 (Wieczorek и др., 2022). Впервые по сейсмическим данным была определена граница марсианского ядра (Stähler и др., 2021) (1830 ± 40 км). В средней мантии на глубине 1006 ± 40 км был обнаружен скачок сейсмических скоростей, что соответствует ожидаемой глубине и резкости постоливинового перехода

(Huang и др., 2022). Марсианская мантия более богата железом, чем земная, и обе планеты имеют одинаковую потенциальную температуру 1605 ± 100 К. Разброс значений скоростей в мантии в результате инверсии сейсмических данных можно найти в работе (Khan и др., 2021).

Анализ сейсмических данных, зарегистрированных на Марсе после удара метеорита, произошедшего в декабре 2021 года (Samuel и др., 2023), несколько изменил представление о внутренней структуре планеты и привел к выводу о наличии расплавленного силикатного слоя у основания марсианской мантии, над металлическим ядром. Наличие расплавленного слоя приводит к более низким сейсмическим скоростям на этой глубине. Эта область сильно диссипативна, а твердая часть мантии над этим слоем является более жесткой и менее ослабляет сейсмические сигналы, как и предполагал ранее анализ волн, связанных с сейсмическими событиями небольшой величины. Наличие этого расплавленного слоя в основании мантии указывает на то, что металлическое ядро на $150–170$ км меньше (т.е. радиус ядра Марса составляет 1650 ± 20 км) и на $5–8\%$ плотнее (т.е. 6500 кг/м 3), чем давали предыдущие сейсмические оценки.

План статьи следующий. Сначала будут построены упругие модели внутреннего строения Марса, удовлетворяющие всем имеющимся данным. Затем, используя реологию Андраде, для пробных значений вязкости в недрах Марса мы рассчитали модельные числа Лява с учетом вязкоупругости, и продемонстрировано, как учет неупругости мантии влияет на значения числа Лява k_2 и период ЧК.

УПРУГИЕ МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ МАРСА

Модели внутреннего строения рассчитываются по геодезическим параметрам (масса и средний радиус планеты, момент инерции, число Лява k_2) и данным, полученным в ходе сейсмического эксперимента на Марсе (толщина и плотность коры, радиус ядра). Значение нормализованного момента инерции составляет 0.3640 ± 0.0006 , $k_2 = 0.174 \pm 0.008$, средняя толщина коры $32–70$ км со средней плотностью не более 3100 кг/м 3 (Wieczorek и др., 2022), радиус марсианского ядра 1830 ± 40 км (Stähler и др., 2021), 1650 ± 20 км (Samuel и др., 2023). Геодезические данные и значения, полученные из анализа сейсмических данных, представлены в табл. 1.

За нулевое приближение для мантии Марса в данной работе мы принимаем модель минералогического состава DW (Dreibus, Wänke, 1985), которая не устарела и выдержала испытание временем (Taylor, 2013). Построение упругой модели внутреннего строения Марса выполнено по методу, изложенному в работе (Жарков, Гудкова, 2005). Толщина коры полагается равной 50 км, что соответствует значению, полученному по сейсмическим данным. Базовый профиль распределения плотности в мантии находится по экспериментальным данным, полученным в работах (Bertka, Fei, 1997; 1998), где авторы подвергали образцы, соответствующие химическому составу DW, условиям, которые предположительно существуют в недрах Марса.

Для расчета чисел Лява численно решается система из шести дифференциальных уравнений первого порядка, часто называемая “системой y_{in} ”, с граничными условиями на поверхности планеты и на границе ядро-мантия (Alterman и др., 1959; Молоденский, 2001). Система уравнений сводится к безразмерным переменным и решается методом Рунге–Кутта четвертого порядка (см., например, Michel, Boy, 2022).

Значение числа Лява k_2 , приведенное в табл. 1, включает в себя как упругую, так и неупругую составляющую, а рассчитанные модели внутреннего строения являются априори упругими. Величина вклада неупругости, полученная в работе (Жарков, Гудкова, 2005), составляет около 0.005. С учетом этой оценки поправки за неупругость результат отбора моделей представлен на рис. 1.

Варьируемыми параметрами моделей являются: железистое число мантии $Fe\#$ ($Fe\# = Fe^{2+}/(Fe^{2+}+Mg) \times 100$), которое составляет 18–25, плотность и радиус ядра, плотность коры. На графике точками обозначены отдельные модели, варьируются плотность коры и ядра. Границы допустимых значений среднего нормированного момента инерции I/MR^2 и числа Лява k_2 показаны толстыми линиями, а линии средних значений плотности коры и ядра – тонкими. На рис. 1 представлен результат отбора моделей с железистым числом $Fe\# = 18–25$. Как можно заметить, модели с железистым числом $Fe\# = 25$, которые одновременно удовлетворяют наблюдаемым значениям момента инерции I и числа Лява k_2 , имеют слишком низкую плотность коры $\rho_{\text{кора}} = 2100–2300 \text{ кг}/\text{м}^3$. Отметим, что модели с $Fe\# = 20$ и $Fe\# = 18$ удовлетворяют допустимым значениям плотности коры. Кроме того, они также попадают в интервал допустимых значений радиуса ядра $r_{\text{ядро}} = 1830 \pm 40 \text{ км}$.

На рис. 2 приводятся модельные распределения плотности, давления, температуры и скоростей продольных и поперечных сейсмических волн как функции радиуса планеты. Модельное значение числа Лява k_2 с принятой поправкой на неупругость около 0.005, полученной в работе (Жарков, Гудкова, 2005), удовлетворяет значению из (Konopliv и др., 2020).

Далее, используя реологию Андраде, для пробных значений вязкости в недрах Марса, получим модельные оценки вклада неупругой части в число Лява k_2 с учетом вязкоупругости.

Таблица 1. Данные наблюдений для Марса

Параметр	Значение	Источник
Масса Марса, M (кг)	6.4185×10^{23}	Konopliv и др., 2020
Средний радиус Марса, R (км)	3389.5	
Средний момент инерции I/MR^2	0.3640 ± 0.0006	
Число Лява, k_2	0.174 ± 0.008	
Главные моменты инерции		
A/MR^2	0.362976	Konopliv и др., 2020
B/MR^2	0.363229	
C/MR^2	0.365067	
Угловая скорость вращения Марса ω , $10^5 \text{ (с}^{-1}\text{)}$	7.088191	Lemoine и др., 2001; Yuan и др., 2001
$T = 2\pi/\omega$ (с)	8.8643×10^4	
Толщина коры, $l_{\text{кора}}$ (км)	24–70	Knapmeyer-Endrun и др., 2021; Wieczorek и др., 2022
Средняя плотность коры, $\rho_{\text{кора}}$ ($\text{кг}/\text{м}^3$)	2700–3100	
Радиус ядра, $r_{\text{ядро}}$ (км)	1830 ± 40	
Период чандлеровского колебания (дни)	1650 ± 20	Stähler и др., 2021 Samuel и др., 2023
	206.9 ± 0.5	Konopliv и др., 2020

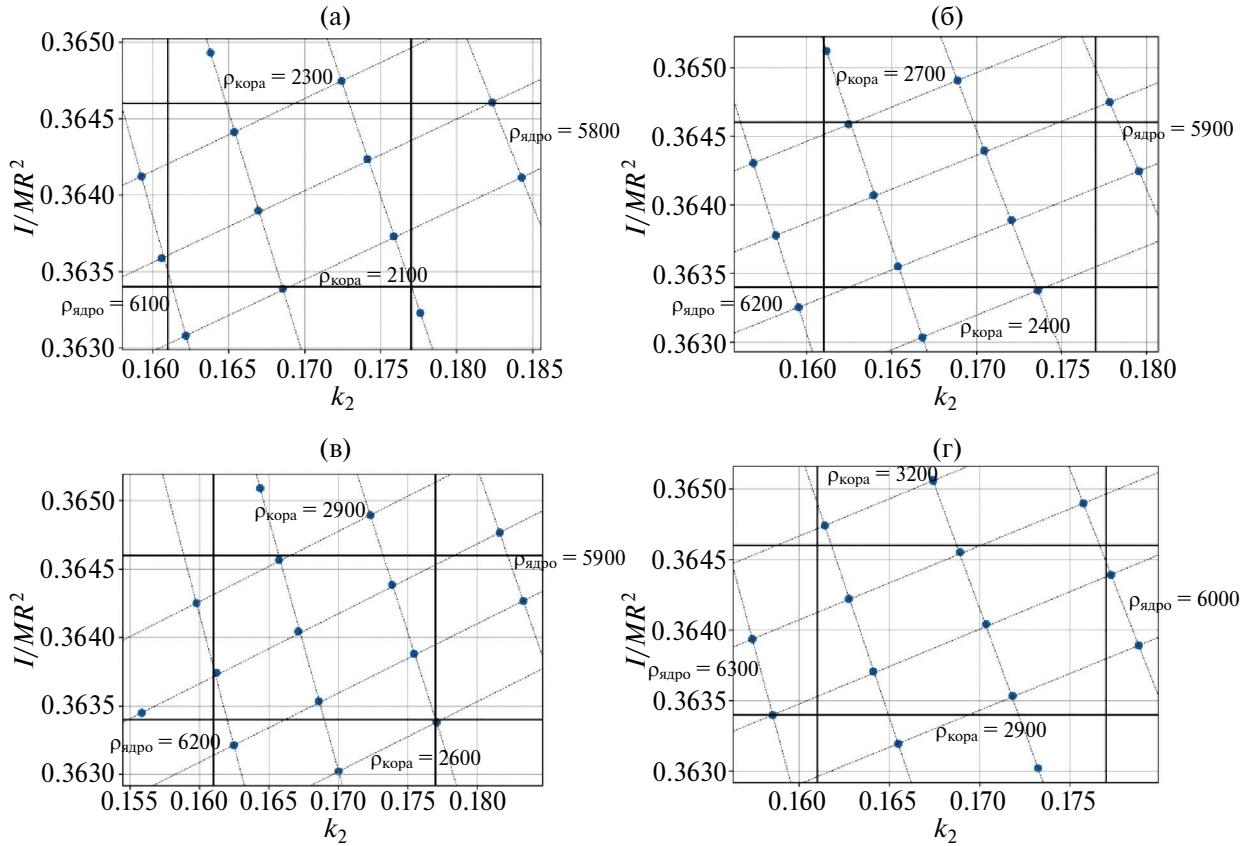


Рис. 1. Отбор моделей внутреннего строения Марса (поправка за неупругость для числа Лява k_2 принята равной 0.005): по оси X – модельные значения числа Лява k_2 , по оси Y – модельные значения среднего нормированного момента инерции. Горизонтальные сплошные линии указывают на интервал допустимых значений момента инерции, вертикальные сплошные линии – предельные значения наблюдаемых значений числа Лява k_2 . Тонкие наклонные линии – средние значения плотности коры и ядра в $\text{кг}/\text{м}^3$. Варьируемое железистое число в мантии Марса ($\text{Fe}\# = 18\text{--}25$) составляет: (а) – 25; (б) – 22; (в) – 20; (г) – 18.

УЧЕТ НЕУПРУГОСТИ ПРИ ПОСТРОЕНИИ МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ МАРСА

Как отмечено выше, реологическое поведение мантийных пород на приливных периодах частотно зависимо. Реология Максвелла плохо описывает поведение оливинов и других минералов, присутствующих как в мантии Земли, так и в других телах Солнечной системы (см., например, Gribb, Cooper, 1998; Jackson, Faul, 2010; Jackson, 2015). Считается, что для описания вязкоупругого поведения недр планет и спутников больше всего подходит реология Андраде (Castillo-Rogez и др., 2011; Bierson, Nimmo, 2016; Renaud, Henning, 2018; Bagheri и др., 2022). Поэтому для учета неупругости в недрах Марса мы будем использовать реологию Андраде.

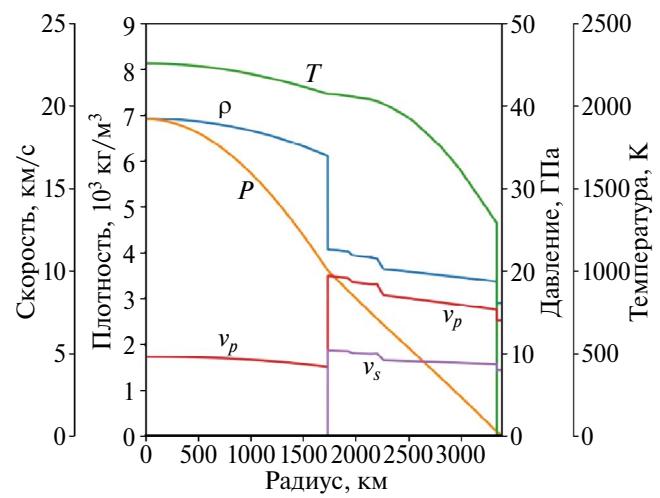


Рис. 2. Плотность ρ , давление P , температура T и сейсмические скорости V_p и V_s в зависимости от радиуса для одной из тестовых моделей Марса.

При описании вязкоупругой реологии Андраде, комплексный модуль сдвига \tilde{J} равен $1/\tilde{J}$, где \tilde{J} называется “комплексная податливость материала” (complex compliance) и задается формулой (Castillo-Rogez и др., 2011)

$$\tilde{J}(\chi) = J[1 + (i\tau_M \chi)^{-\alpha} \Gamma(1 + \alpha)] - \frac{i}{\eta \chi}, \quad (1)$$

$J = 1/\mu$, $\tau_M = \eta/\mu$ – время Максвелла, χ – частота прилива, Γ – гамма-функция и α – параметр Андраде.

Проблема в том, что параметр Андраде α точно не определен, и обычно принимается равным 0.2–0.5 (Gribb, Cooper, 1998; Castillo-Rogez и др., 2011), при этом для мантийного вещества часто используется $\alpha = 0.3$.

Модели внутреннего строения Марса, построенные выше, упругие. Без учета реологии модельные значения числа Лява k_2 получаются заниженными.

Для учета неупругих свойств планеты рассмотрим многослойную модель с кусочно-постоянным распределением вязкости. Поскольку значения вязкости в недрах Марса точно не определены, в качестве пробных значений примем величины из модели Земли PREM (Dziewonski, Anderson, 1981) с некоторым разбросом. В качестве параметра данной модели положим вязкость коры со значением η_0 .

- В коре вязкость положим равной параметру модели η_0 ,
- в верхнем слое мантии (оливин-содержащий слой) $-10^{-2}\eta_0$,
- в среднем слое мантии (β -слой) $-10^{-1}\eta_0$,
- в нижнем слое мантии (γ -слой) $-\eta_0$.

В расплавленном слое, недавно обнаруженном над границей ядро-мантия (Samuel и др., 2023), примем вязкость равной $10^9 \text{ Па} \times \text{с}$, что отвечает неупругому состоянию. Толщину данного слоя примем равной 200 км, в соответствии с полученными данными. Считаем, что вязкость ядра равна нулю.

Распределение диссипативного фактора для одного из пробных распределений вязкости с параметром модели $\eta_0 = 10^{22} \text{ Па} \times \text{с}$ и со значением параметра Андраде $\alpha = 0.3$ показано на рис. 3.

Неупругость мантии определяет не только запаздывание приливов и величину затухания чандлеровского движения, но и вносит поправку в значение чисел Лява и период чандлеровского колебания. Выше, при решении системы “ y_{in} ” для расчета приливных чисел Лява считалось, что планета является идеально упругим телом, что не соответствует реальности.

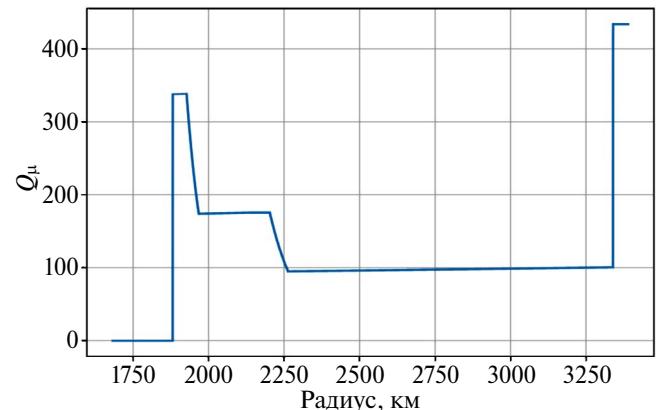


Рис. 3. Распределение диссипативного фактора Q_μ в недрах Марса для тестовой многослойной неупругой модели при значениях параметра Андраде $\alpha = 0.3$ и параметра модели $\eta_0 = 10^{22} \text{ Па} \times \text{с}$.

Обычно переход к неупругой среде сопровождается заменой действительного модуля сдвига комплексным модулем, и так как число Лява k является функционалом от модуля сдвига, то частотно-зависимые числа Лява выражаются в комплексной форме $\delta k = \text{Re}(\delta k) + i\text{Im}(\delta k)$, где $\text{Re}(\delta k)$, $\text{Im}(\delta k)$ – реальная и мнимая части. В системе уравнений для расчета чисел Лява вводится комплексная форма модуля сдвига и коэффициента Ламе в соответствии с формулой реологии Андраде. Для численного решения полученной системы написана программа на языке Python.

На рис. 4 показан вклад в число Лява k_2 за счет неупругости мантии Марса для интервала тестовых значений параметра η_0 и разных значений параметра Андраде α . Как видно на рис. 4, принятый тестовый интервал неопределенности в распределении вязкости и значений параметра Андраде α (0.2–0.5) приводят к большому разбросу возможных значений чисел Лява при учете неупругости в модели внутреннего строения. Поправка за неупругость в модельное число Лява k_2 может доходить до 0.014 в зависимости от принимаемой вязкости недр и модели реологии (параметра Андраде).

Рис. 5 демонстрирует отбор моделей внутреннего строения Марса с учетом неупругости для разных значений железистого числа мантии $Fe\#$ и параметра Андраде. На каждом отдельном графике модели отличаются значениями вязкости в мантии и содержанием FeS в ядре. На самом деле в ядре Марса входит не только сера, но и другие легкие элементы. Отметим, что

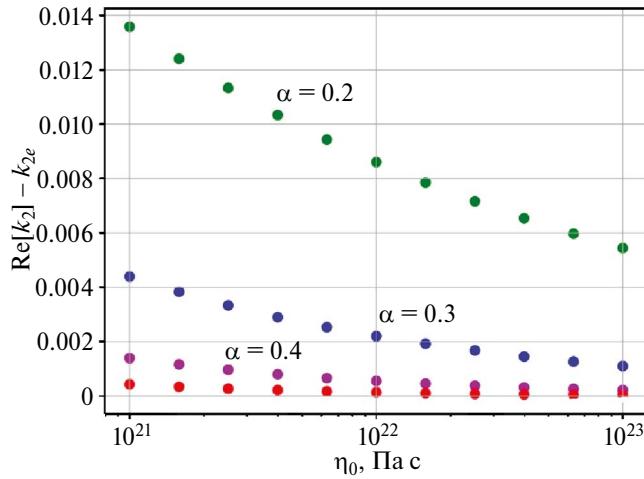


Рис. 4. Отклонение реальной части числа Лява k_2 от упругого значения в зависимости от распределения вязкости и значения параметра Андраде α для тестовой многослойной неупругой модели (в коре вязкость принята η_0 , в оливиновой мантии $10^{-2}\eta_0$, в слое $\beta = 10^{-1}\eta_0$, в слое $\gamma = \eta_0$). Цветом показаны модели с разными значениями параметра α : зеленым $\alpha = 0.2$, синим $\alpha = 0.3$, фиолетовым $\alpha = 0.4$ и красным $\alpha = 0.5$.

целью данной работы не был подбор конкретного состава ядра, поэтому модельный состав ядра можно считать гипотетическим. Реальное содержание FeS в модели должно быть меньше, и частично заменено на кислород, углерод и водород.

Для моделей с железистым числом в мантии Марса $Fe\# = 21$, удовлетворяющих наблюдаемым значениям чандлеровского периода и числа Лява k_2 , возможные значения вязкости составляют от $\eta_0 = 10^{18}$ Па·с и выше, вплоть до чисто упругой модели; для $Fe\# = 23$ параметр $\eta_0 = 10^{16.5}$ Па·с и выше; для $Fe\# = 25$ параметр вязкости η_0 лежит в интервале $10^{16.4} - 10^{19.6}$ Па·с. Мы предполагаем, что значения вязкости в мантии меньше, чем 10^{15} Па·с (что соответствует $\eta_0 = 10^{17}$ Па·с), не подходят по физическим соображениям: при этих значениях упругие свойства минералов пропадают. Следовательно, многие модели с железистым числом в мантии $Fe\# = 23$ и 25 не подходят, исходя из этого ограничения.

ЧАНДЛЕРОВСКИЙ ПЕРИОД

Любое осесимметричное твердое тело обладает собственной частотой свободной нутации

(эйлеровской частотой), которая определяется из теории свободного вращения твердого тела по формуле (Ландау, Лифшиц, 1988)

$$\sigma = \frac{C - \bar{A}}{\bar{A}} \omega, \quad (2)$$

где A , B и C – главные моменты инерции планеты, $\bar{A} = (A + B) / 2$, ω – угловая скорость вращения.

В случае жесткого слаботрехосного эллипсоида вращения (Zharkov, Molodensky, 1996)

$$\sigma = \omega (\pm^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где $\alpha = (C - B) / A$, $\beta = (C - A) / B$.

Для значения эйлеровского периода в двухосной модели Марса $T_E = \frac{2\pi}{\sigma}$ получаем 189.63 дней (в трехосной 190.02 дней). Но Марс не является абсолютно жестким телом. Он обладает упругими и неупругими свойствами. Наличие жидкого ядра также вносит поправку в значения эйлеровской частоты. В работе (Молоденский, 1961) было показано, что частота чандлеровского колебания σ_w для планеты с жидким ядром и упругой оболочкой может быть рассчитана с достаточной точностью по формуле

$$\sigma_w = \frac{C - \bar{A}}{\bar{A} - \bar{A}_c} \left(1 - \frac{k}{k_0} \right) \omega, \quad (4)$$

где $\bar{A}_c = (A_c + B_c) / 2$ – момент инерции жидкого ядра, A_c , B_c – главные моменты инерции жидкого ядра, k – число Лява, k_0 – так называемое вековое (или секулярное) число Лява, которое определяет упругие деформации при условии полной релаксации сдвиговых напряжений в мантии планеты (другими словами, соответствует модели целиком жидкой планеты с теми же распределениями плотности и модулей объемного сжатия, что для реальной планеты).

Значение k_0 определяется как

$$k_0 = \frac{3G(C - \bar{A})}{R^5 \omega^2}, \quad (5)$$

где R – средний радиус планеты, $G = 6.672 \times 10^{-11}$ Н·м²·кг⁻² – гравитационная постоянная.

Кроме этого, из-за гигантского поднятия Фарсида более правильно моделировать Марс как слаботрехосный эллипсоид, и поправка за трехосность Марса составляет значимую величину, которую следует учитывать (Жарков, Молоденский, 1995). Период чандлеровского колебания для трехосного упругого тела с жидким

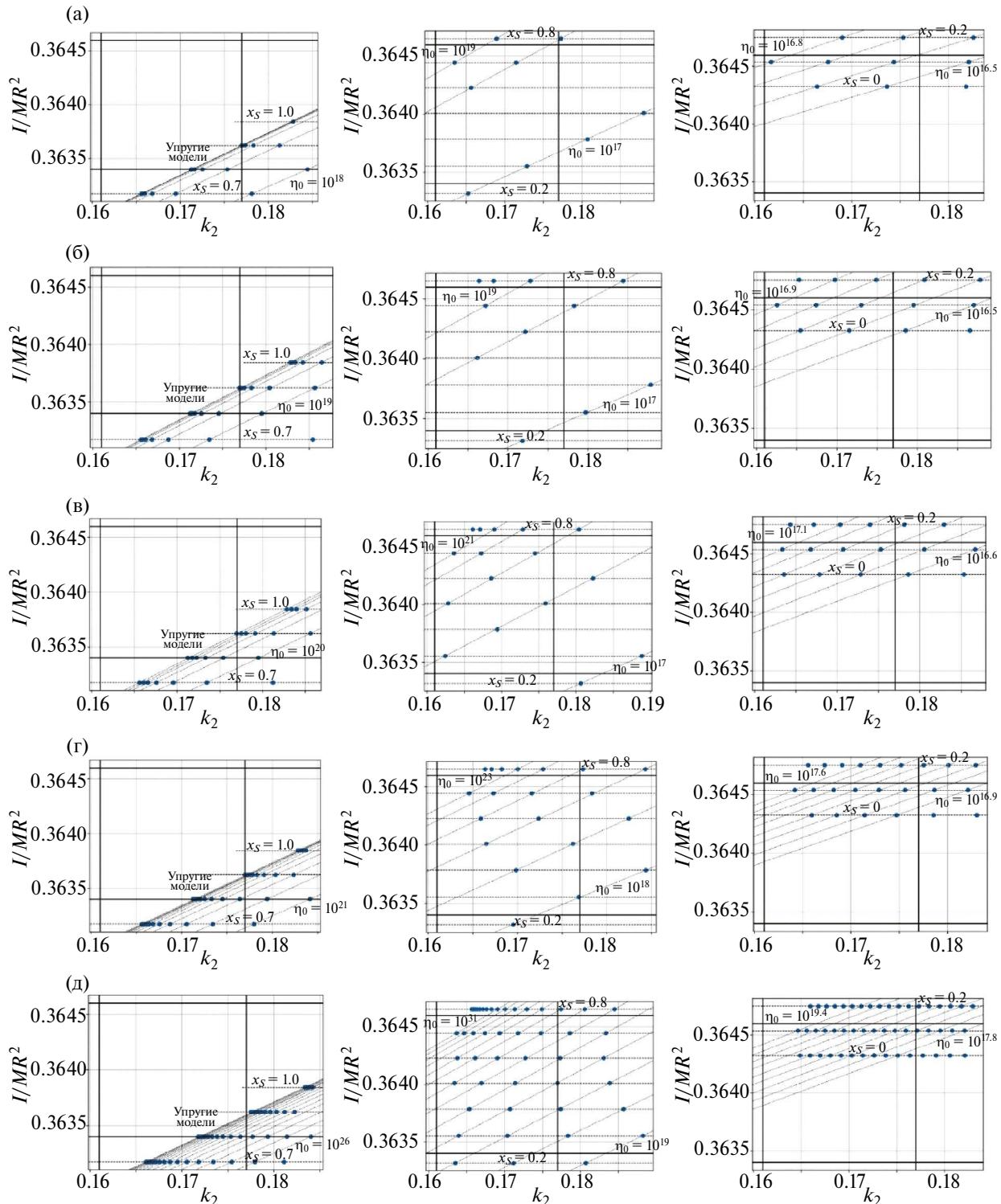


Рис. 5. Отбор моделей внутреннего строения Марса по моменту инерции и числу Лява k_2 с учетом неупругости для разных значений железистого числа мантии $Fe\#$ (колонки 1 – $Fe\# = 21$, 2 – $Fe\# = 23$, 3 – $Fe\# = 25$) и параметра Андраде α ((а) – 0.5; (б) – 0.4; (в) – 0.3; (г) – 0.2; (д) – 0.1). Точками изображены отдельные модели. По оси X – модельные значения числа Лява k_2 , по оси Y – модельные значения среднего нормированного момента инерции. Горизонтальные толстые линии указывают на интервал допустимых значений момента инерции, вертикальные толстые линии – предельные значения наблюдаемых значений числа Лява k_2 . Наклонные тонкие линии отражают значения вязкости (Па×с) с шагом 1 в значениях степеней для колонок 1 и 2, и с шагом 0.1 для колонки 3. Горизонтальные тонкие линии соответствуют изменению содержания серы в ядре (молекулярная доля) от $x_S = 0$ (состав ядра –Fe) до $x_S = 1$ (FeS) с шагом 0.1. На тонких горизонтальных и наклонных линиях проставлены крайние значения.

ядром задается формулой (Zharkov, Gudkova, 2009)

$$T_w = T_E \left(1 - \frac{(A_c B_c)^{1/2}}{(AB)^{1/2}} \right) / (1 - k / k_0), \quad (6)$$

где T_E – эйлеровский период, k – число Лява с учетом зависимости от частоты (число Лява для неупругой модели).

Если принять эллиптичность Марса гидростатической на границе ядро-мантия, тогда значение момента инерции для ядра получается из уравнения Клеро, т.е. определяется по профилю плотности. Эффекты отклонения границы ядро-мантия от состояния гидростатического равновесия изучались в работах (Zharkov и др., 2009; Wieczorek и др., 2019). В работе (Wieczorek и др., 2019) было отмечено, что несоответствие негидростатического Марса в целом и гидростатически равновесной границы ядро-мантия незначительно.

Чандлеровский период – еще один параметр, полученный из данных наблюдений, который служит дополнительным ограничением на распределение упругих параметров в недрах планеты. Он представляет собой меру деформации тела на длинных периодах, и его значение определяется главным образом температурой, реологией и составом мантии. Рассмотрим влияние эффектов неупругости мантии на модельные значения чандлеровского периода Марса.

Неупругое поведение мантии уменьшает ее жесткость и приводит к увеличению числа Лява k_2 и периода ЧК. Одной из неопределенностей при расчете периода ЧК Марса служит неопределенность параметров реологической модели. Для согласования наблюдаемого периода ЧК Земли с рассчитанным теоретическим значением при учете неупругости Земли (Smith, Dahlen, 1981; Молоденский, Жарков, 1982; Zharkov и др., 1996) показатель степени в законе неустановившейся ползучести принимался равным 0.15. Оценки периода ЧК, основанные на степенном законе, который обычно принимается для прилива твердой Земли, для хондритовой

модели Марса были выполнены нами в (Kulik, Gudkova, 2022). Согласно полученным модельным оценкам, для значения периода около 206 дней требовалось использование показателя степени 0.4, что выше, чем принято для Земли. Выбор этого значения в степенной функции ползучести остается открытым вопросом. Оценка для Марса составляет 0.07–0.35 в (Konopliv и др., 2020) и 0.09–0.35 в (Harada, 2022). В работе (Kulik, Gudkova, 2022) было показано, что при значениях 0.15–0.2 существует расхождение между модельными и экспериментальными значениями чандлеровского периода для моделей этого типа, если не делать дополнительных допущений для модели внутреннего строения. Одной из возможностей удовлетворить наблюдаемому значению периода ЧК при значениях 0.15–0.2 было введение частично расплавленного слоя в нижней части мантии (около 200 км), что, как оказалось позже, не противоречит данным, полученным в ходе сейсмического эксперимента.

Из формулы (6) видно, что период ЧК зависит как от момента инерции ядра, так и от числа Лява k_2 на чандлеровском периоде. Изменение радиуса ядра дает двойной эффект. Большое ядро приводит к большей деформации, или большему k_2 , и, следовательно, могло бы привести к большему периоду ЧК. Но, в то же время, при увеличении радиуса ядра становится больше и момент инерции ядра, что ведет к уменьшению значения периода ЧК. Периоды ЧК для ряда моделей с учетом неупругости, показанных на рис. 5, приведены в табл. 2. Модели с $Fe\# = 23$ и 25 не приведены, для большинства из них чандлеровский период получился завышенным, что объясняется слишком низким значением вязкости в моделях, которое вряд ли может быть реализовано в реальной планете. На основании проделанного численного моделирования можно сделать вывод, что ограничению на чандлеровский период удовлетворяют модели с $Fe\# = 21$. Для указанных моделей значения вязкости составляют 10^{22} Па \times с и выше.

Таблица 2. Оценки периода чандлеровского колебания T_w для ряда моделей внутреннего строения Марса, удовлетворяющих наблюдаемым данным по моменту инерции и числу Лява k_2

Fe#	$R_{\text{ядро, км}}$	T_w , сут.				
		Параметр Андраде				
		$\alpha = 0.1$	$\alpha = 0.2$	$\alpha = 0.3$	$\alpha = 0.4$	$\alpha = 0.5$
21	1654–1734	206.0–209.4	205.9–211.0	205.9–215.6	205.9–232.6	205.9–233.9

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одна из задач исследования внутреннего строения Марса связана с космогоническим аспектом проблемы – насколько модель Марса может быть использована для подтверждения или опровержения фундаментальной гипотезы о хондритовом составе планет земной группы. Выше было исследовано, можно ли модели внутреннего строения Марса с минерологией Dreibus и Wanke (DW) согласовать с экспериментальным значением чандлеровского периода.

В настоящей работе модели внутреннего строения Марса были построены на основе метода, изложенного в работе (Жарков, Гудкова, 2005), при этом значения толщины коры и радиус ядра контролировались по данным сейсмического эксперимента. Наблюдаемым данным удовлетворяют упругие модели со значениями $Fe\# = 20$ и $Fe\# = 18$ в мантии Марса и значениями плотности в коре $\rho_{\text{кора}} = 2700\text{--}3100 \text{ кг/м}^3$. Для учета неупругости недр использовалась модель Андраде. При изменении параметров Андраде от значений $\alpha = 0.5$, $\eta_0 = 10^{23} \text{ Па}\times\text{с}$ до $\alpha = 0.2$, $\eta_0 = 10^{21} \text{ Па}\times\text{с}$ вклад неупругости в число Лява k_2 вырастает от нуля до 0.014. Для наиболее часто используемого значения $\alpha = 0.3$ и $\eta_0 = 10^{21} \text{ Па}\times\text{с}$ вклад неупругости составляет 0.005, что соответствует оценкам из работы (Жарков, Гудкова, 2005).

В нашем предыдущем исследовании (Kulik, Gudkova, 2022) было отмечено, что модели с минерологией DW могут быть согласованы с экспериментальным значением чандлеровского периода, если в нижней части мантии присутствует частично расплавленный слой, что не противоречит данным сейсмического эксперимента. Однако параметры неупругости не определены точно, и в данной работе был исследован вопрос – как выбор реологического параметра Андраде и распределение вязкости в мантии Марса влияет на значение периода чандлеровского колебания. Для ряда тестовых моделей внутреннего строения рассчитаны значения чандлеровского периода. Значения чандлеровского периода для моделей с $Fe\# = 23$ и 25 получились завышенными, что связано с нереально низкими значениями вязкости в этих моделях. Лучше всего удовлетворяют наблюдаемому значению чандлеровского периода модели с $Fe\# = 21$.

Результаты проведенного численного моделирования показывают, что требуется дальнейшее подробное исследование влияния реологических параметров и минералогического состава

мантии Марса на значения числа Лява и чандлеровского колебания. Это могло бы значительно улучшить наше понимание поведения реологии мантии Марса на длинных периодах.

Работа выполнена за счет темы госзадания ИФЗ им О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жарков В.Н., Гудкова Т.В. О диссипативном факторе недр Марса // Астрон. вестн. 1993. Т. 27. № 4. С. 3–15. (Zharkov V.N., Gudkova T.V. Dissipative factor of the interiors of Mars // Sol. Syst. Res. 1993. V. 27. P. 3–15.)
2. Жарков В.Н., Молоденский С.М. Об определении физических параметров ядра Марса по данным о его вращении // Астрон. вестн. 1994. Т. 28. № 4–5. С. 86–97. (Zharkov V.N., Molodenksky S.M. On determination of physical parameters of the Martian core by data of its rotation // Sol. Syst. Res. 1994. V. 28. P. 86–97.)
3. Жарков В.Н., Молоденский С.М. Чандлеровский период слаботрехосных моделей Марса // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. № 4. С. 341–344. (Zharkov V.N., Molodenksii S.M. Chandler's period of weakly triaxial models of Mars // Sol. Syst. Res. 1995. V.29. № 4. P. 341–344.)
4. Жарков В.Н., Гудкова Т.В. Построение модели внутреннего строения Марса // Астрон. вестн. 2005. Т. 39 (5). С. 387–418. (Zharkov V.N., Gudkova T.V. Construction Of Martian interior model // Sol. Syst. Res. 2005. V. 39 (5). P. 343–373.)
5. Жарков В.Н. Физика земных недр. М.: ООО Наука и образование, 2012. 386с.
6. Жарков В.Н., Гудкова Т.В., Батов А.В. О диссипативном факторе недр Марса // Астрон. вестн. 2017. Т. 51 (6). С. 512–523. (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. 479–490.)
7. Ландау Л.Д., Лишинц Е.М. Механика. М.: Наука, 1988. 216 с.
8. Молоденский М.С. Теория нутации и суточных земных приливов // Земные приливы и нутация Земли. М.: Изд-во АН СССР, 1961. С. 3–25.
9. 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.
10. Молоденский М.С. Гравитационное поле, фигура и внутреннее строение Земли. М.: Наука, 2001. 569 с.

12. Молоденский С.М. Приливы и нутация Земли. I. Модели Земли с неупругой мантией и однородным невязким жидким ядром // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 6. С. 542–558. (*Moloden-sky S. M. Tides and Nutation of the Earth: I. Models of an Earth with an Inelastic Mantle and Homoge-neous, Inviscid, Liquid Core // Sol. Syst. Res. 2004. V.38. № 6. P. 476–490.*)
13. Alterman Z., Jarosch H., Pekeris C.L. Oscillations of the Earth // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. Math. and Phys. Sci. 1959. V. 252 (1268). P. 80–95.
14. 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.
15. Bagheri A., Khan A., Al-Attar D., Crawford O., Giardini D. Tidal response of Mars constrained from laboratory-based viscoelastic dissipation models and geophysical data // J. Geophys. Res.: Planets. 2019. V. 124. P. 2703–2727.
16. Bagheri A., Efroimsky M., Castillo-Rogez J., Goossens S., Plesa A.-C., Rambaux N., Rhoden A., Walterova M., Khan A., Giardini D. Tidal insights into rocky and icy bodies: An introduction and overview // Adv. Geophys. 2022. V. 63. Ch. 5. P. 231–320.
17. Banerdt W.B., Smrekar S.E., Banfield D., Giardini D., Golombek M., Johnson C.L., Lognonné P., Spiga A., Spohn T., Perrin C., and 59 co-authors. Initial results from the InSight mission on Mars // Nature Geosci. 2020. V. 13. C. 183–189.
18. Bertka C.M., Fei Y. Mineralogy of the Martian interior up to core–mantle boundary pressures // J. Geophys. Res. 1997. V. 102 (3). P. 5251–5264.
19. Bertka C.M., Fei Y. Density profile of an SNC model Martian interior and the moment-of-inertia factor of Mars // Earth and Planet. Sci. Lett. 1998. V. 157. P. 79–88.
20. Bierson C.J., Nimmo F. A test for Io's magma ocean: Modeling tidal dissipation with a partially molten mantle // J. Geophys. Res. 2016. V. 121. P. 2211–2224.
21. Castillo-Rogez J.C., Efroimsky M., Lainey V. The tidal history of Japetus: Spin dynamics in the light of a refined dissipation model // J. Geophys. Res.: Planets. 2011. V. 116. Id. E9.
22. Ceylan S., Clinton J.F., Giardini D., Stähler S.C., Horleston A., Kawamura T., Böse M., Charalambous C., Dahmen N.L., van Driel M., and 17 co-authors. The Marsquake catalogue from InSight, sols 0–1011 // Phys. Earth and Planet. Inter. 2022. V. 333 (3). P. 106943.
23. Chandler S. On the variation of latitude // Astron. J. 1891. V. 11. P. 83.
24. Čížková H., van den Berg A.P., Spakman W., Matyska C. The viscosity of Earth's lower mantle inferred sinking speed of subducted lithosphere // Phys. Earth and Planet. Inter. 2012. V. 200. P. 56–62.
25. Dehant V., Van Hoolst T., de Viron O., Greff-Leffez M., Legros H., Defraigne P. Can a solid inner core of Mars be detected from observations of polar motion and nutation of Mars? // J. Geophys. Res.: Planets. 2003. V. 108(12). P. 5127.
26. Dehant V., de Viron O., Karatekin O., Van Hoolst T. Excitation of Mars polar motion // Astron. and Astrophys. 2006. V. 446. P. 345–355.
27. Dreibus G., Wanke H. Mars, a volatile-rich planet // Meteoritics. 1985. V. 20. P. 367–381.
28. Dziewonski A.M., Anderson Don L. Preliminary reference Earth model // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. V. 25 (4). P. 297–356.
29. Giardini D., Lognonné P., Banerdt W.B., Pike W.T., Christensen U., Ceylan S., Clinton J., van Driel M., Stähler S., Böse M., and 54 co-authors. The seismicity of Mars // Nature Geosci. 2020. V. 13. № 3. P. 205–212.
30. Gribb T.T., Cooper R.F. Low-frequency shear attenuation in polycrystalline olivine: Grain boundary diffusion and the physical significance of the Andrade model for viscoelastic rheology // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 1998. V. 103. № B11. P. 27267–27279.
31. Harada Y. Reconsideration of the anelasticity parameters of the Martian mantle: Preliminary estimates based on the latest geodetic parameters and seismic models // Icarus. 2022. V. 383. Id. 114917.
32. Harig C., Zhong S., Simons F.J. Constraints on upper mantle viscosity from the flow-induced pressure gradient across the Australian continental keel // Geochim., Geophys., Geosyst. 2010. V. 11. Id. Q06004. DOI: 10.1029/2010GC00303.
33. Huang Q., Schmerr N.C., King S.D., Kim D., Rivoldini A., Plesa A.-C., Samuel H., Maguire R.R., Karakostas F., Lekić V., and 29 co-authors. Seismic detection of a deep mantle discontinuity within Mars by InSight // PNAS. 2022. V. 119 (42). Id.e2204474119. InSight Marsquake Service. Mars Seismic Catalogue, InSight Mission 2023. V. 14 2023-04-01. ETHZ, IPGP, JPL, ICL, Univ. Bristol. <https://doi.org/10.12686/a21>
34. Jackson I., Faul U.H. Grainsize-sensitive viscoelastic relaxation in olivine: Towards a robust laboratory-based model for seismological applications // Phys. Earth and Planet. Inter. 2010. V. 183. P. 151–164.
35. Jackson I. Properties of rock and minerals-physical origins of anelasticity and attenuation in rock // Treatise on Geophysics (Second Edition). Amsterdam: Elsevier, 2015. V. 2. P. 539–571.
36. Khan A., Liebske C., Rozel A., Rivoldini A., Nimmo F., Connolly J.A.D., Plesa A.C., Giardini D. A geophysical perspective on the bulk composition of Mars // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 575–611.

37. Khan A., Ceylan S., van Driel M., Giardini D., Lognonné P., Samuel H., Schmerr N.C., Stähler S.C., Duran A.C., Huang Q., and 20 co-authors. Upper mantle structure of Mars from InSight seismic data // *Science*. 2021. V. 373. P. 434–438.
38. Knapmeyer-Endrun B., Panning M.P., Bissig F., Joshi R., Khan A., Kim D., Lekic V., Tauzin B., Tharimena S., Plasman M., and 28 co-authors. Thickness and structure of the Martian crust from insight seismic data // *Science*. 2021. V. 373. P. 438–443.
39. Konopliv A.S., Yoder C.F., Standish E.M., Yuan D.N., Sjogren W.L. A global solution for the Mars static and seasonal gravity, Mars orientation, Phobos and Deimos masses, and Mars ephemeris // *Icarus*. 2006. V. 182. P. 23–50.
40. Konopliv A.S., Asmar S.W., Folkner W.M., Karatekin Ö., Nunes D.C., Smrekar S.E., Yoder C.F., Zuber M.T. Mars high resolution gravity fields from MRO, Mars seasonal gravity, and other dynamical parameters // *Icarus*. 2011. V. 211. P. 401–428.
41. Konopliv A.S., Park R.S., Rivoldini A., Baland R.M., Le Maistre S., Van Hoolst T., Yseboodt M., Dehant V. Detection of the Chandler wobble of Mars from orbiting spacecraft // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. Id. e2020GL090568.
42. Kulik G.A., Gudkova T.V. On model values of Chandler wobble period for Mars // The Thirteenth Moscow Sol. Syst. Symp. 2022. IKI RAS. P. 13MS3-MS-16.
43. Lemoine F.G., Smith D.E., Rowlands D.D., Zuber M.T., Neumann G.A., Chinn D.S., Pavlis D.E. An improved solution of the gravity field of Mars (GMM-2b) from Mars Global Surveyor // *J. Geophys. Res.* 2001. V.106 (E10). P. 23359–23376.
44. Lognonné P., Banerdt W.B., Giardini D., Pike W.T., Christensen U., Laudet P., de Raucourt S., Zweifel P., Calcutt S., Bierwirth M., and 170 co-authors. SEIS: Insight's seismic experiment for internal structure of Mars // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215:12 (170 pp). <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0574-6>
45. Michel A., Boy J.-P. Viscoelastic Love numbers and long-period geophysical effects // *Geophys. J. Int.* 2022. V.228 (2). P. 1191–1212.
46. Pou L., Nimmo F., Rivoldini A., Khan A., Bagheri A., Gray T., Samuel H., Lognonné P., Plesa A.-C., Gudkova T., Giardini D. Tidal constraints on the Martian interior // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127. Id. e2022JE007291.
47. Renaud J.P., Henning W.G. Increased tidal dissipation using advanced rheological models: Implications for Io and tidally active exoplanets // *Astrophys. J.* 2018. V. 857(2): 98 (29 pp).
48. Samuel H., Drilleau M., Rivoldini A., Xu Z., Huang Q., Garsia R.F., Lekic V., Irving J.C.E., Badro J., Lognonné P.H., Connolly J.A.D., Kawamura T., Gudkova T., Banerdt W.B. Geophysical evidence for an enriched molten silicate layer above Mars's core // *Nature*. 2023. V. 622. P. 712–717.
49. 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.
50. Stähler S.C., Khan A., Banerdt W.B., Lognonné P., Giardini D., Ceylan S., Drilleau M., Duran A.C., Garcia R.F., Huang Q., and 31 co-authors. Seismic detection of the martian core // *Science*. 2021. V. 373. P. 443–448.
51. Taylor G.J. The bulk composition of Mars // *Chem. Erde – Geochem.* 2013. V. 73. P. 401–420.
52. Van Hoolst T., Dehant V., Defraigne P. Chandler wobble and free core nutation for Mars // *Planet. and Space Sci.* 2000. V. 48 (12–14). P. 1145–1151.
53. Yuan D.-N., Sjogren W.L., Konopliv A.S., Kucinskas A.B. Gravity field of Mars: A 75th degree and order model // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106 (E10). P. 23359–23376.
54. Wänke H., Dreibus G. Chemistry and accretion history of Mars // *Philos. Trans. Roy. Soc. A*. 1994. V. 349. P. 285–293.
55. Wieczorek M.A., Beuthe M., Rivoldini A., Van Hoolst T. Hydrostatic interfaces in bodies with nonhydrostatic lithospheres // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2019. V.124. P. 1410–1432.
56. Wieczorek M.A., Broquet A., McLennan S.M., Rivoldini A., Golombek M., Antonangeli D., Beghein C., Giardini D., Gudkova T., Gyalay S., and 16 co-authors.
57. InSight constraints on the global character of the Martian crust // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V.127. Id. e2022JE007298.
58. Zharkov V.N., Molodensky S.M. Corrections to Love numbers and Chadler period for anelastic Earth's models // *Phys. Solid Earth*. 1979. V. 6. P. 88–89.
59. Zharkov V.N., Molodensky S.M. On the Chandler wobble of Mars // *Planet. and Space Sci.* 1996. V. 44. P. 1457–1462.
60. Zharkov V.N., Molodensky S.M., Brzezinski A., Groten E., Varga P. The Earth and its rotation. Heidelberg: WichmanVerlag, 1996. XIII+501p.
61. Zharkov V.N., Gudkova T.V. On the dissipative factor of the Martian interiors // *Planet. and Space Sci.* 1997. V. 45. P. 401–407.
62. 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 // *Phys. Earth and Planet. Int.* 2009. V. 172. P. 324–334.
63. Zharkov V.N., Gudkova T.V. The period and Q of the Chandler wobble of Mars // *Planet. and Space Sci.* 2009. V. 57. P. 288–295.

УДК 523.42

ЗЕМЛЕПОДОБНЫЕ МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ВЕНЕРЫ

©2024 г. D.O. Amorim^{a,*}, T. B. Гудкова^{b,*}

^aМосковский физико-технический университет, Москва, Россия

^bИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

*e-mail: amorim.dargilan@gmail.com

**e-mail: gudkova@ifz.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024 г.

После доработки 03.05.2024 г.

Принята к публикации 08.05.2024 г.

На основе модели Земли PREM построены более тысячи моделей внутреннего строения Венеры, отличающихся радиусом и плотностью ядра, плотностью мантии, распределением вязкости и реологией. Радиус ядра варьируется в интервале от 2800 км до 3600 км, плотность в мантии и в ядре меняется в пределах нескольких процентов от значений модели PREM. При расчете приливных чисел Лява для учета неупругости мантии применяется реология Андраде. Используются именно те значения параметров реологической модели Андраде, которые наилучшим образом описывают приливную деформацию Земли. Это заметно снижает погрешность при вычислении чисел Лява. Показано, что у Венеры может быть внутреннее твердое ядро только в том случае, если состав планеты сильно отличается от земного. Сравнение наблюдаемых значений момента инерции и приливного числа Лява k_2 с модельными величинами позволило заключить, что радиус ядра Венеры с большой вероятностью находится в интервале 3288 ± 167 км.

Ключевые слова: Венера, модели внутреннего строения, планетарная геофизика, реология Андраде, момент инерции, приливные числа Лява

DOI: 10.31857/S0320930X24060049, EDN: NHSKNT

ВВЕДЕНИЕ

Венеру когда-то называли планетой-близнецом Земли в связи со сходством этих планет по массе и радиусу. Однако у Венеры обнаружили ряд особенностей, из-за которых планета лишилась такого звания, например, отсутствие собственного магнитного поля, отсутствие текtonики плит и наличие плотной атмосферы вулканического происхождения (Smrekar и др., 2018). Все эти отличия между Землей и Венерой тесно связаны с условиями и процессами в их недрах и, поэтому, исследование внутреннего строения Венеры является важной задачей в области планетарной геофизики.

Первые шаги в изучении внутреннего строения Венеры были сделаны в 1980-е годы в работах (Жарков, Засурский, 1982; Козловская, 1982), где в качестве уравнения состояния Венеры было

использовано уравнение состояния Земли из модели PEM (Preliminary Earth model) (Dziewonski и др., 1975), и было отмечено, что удобство такого выбора заключается в автоматическом учете влияния температуры на уравнение состояния. Радиус ядра землеподобной Венеры составлял примерно 3200 км, а толщина коры принята равной 70 км (Жарков, Засурский, 1982).

В работе (Aitta, 2012) построена модель, мантия которой также основана на модели PREM (Preliminary reference Earth model) (Dziewonski, Anderson, 1981), но с измененным составом ядра. Толщина коры принята равной 30 км. В такой модели радиус ядра равен 3228 км, а момент инерции 0.3380 (выше момента инерции Земли 0.3307). Давление в центре Венеры составляет 275 ГПа, что намного меньше давления на границе внутреннего ядра Земли (примерно 330 ГПа согласно (Dziewonski, Anderson, 1981)).

По этой причине в работе (Aitta, 2012) утверждается, что ядро Венеры находится в полностью расплавленном состоянии.

На Земле образование и рост твердого внутреннего ядра тесно связаны с генерацией магнитного поля (Zhou и др., 2022). Согласно (Aitta, 2012) отсутствие внутреннего ядра у Венеры может служить объяснением отсутствия у нее собственного магнитного поля. В работе (Aitta, 2012) также оценивается интенсивность конвекции в мантии Венеры, которая оказалась почти в два раза меньше земной, что, в свою очередь, может объяснить отсутствие тектоники плит на Венере.

В работе (Dumoulin и др., 2017) построены разнообразные модели внутреннего строения Венеры с химическими составами как близкими, так и сильно отличающимися от земного. В некоторых моделях ядро находится частично или даже полностью в твердом состоянии. Это возможно лишь потому, что в качестве уравнения состояния внутреннего ядра используется уравнение состояния чистого железа при высоких давлениях (Drogokupets и др., 2017). В ядрах планет земной группы должны присутствовать примеси легких элементов, которые, в свою очередь, уменьшают температуру плавления. По этой причине, модели с ядром из чистого железа менее вероятны.

Для некоторых моделей в работе (Dumoulin и др., 2017) было вычислено приливное число Лява k_2 при разных значениях вязкости в мантии. Неупругость в недрах учитывалась с помощью реологии Андраде. Сравнение модельных значений k_2 с измеренным (Konopliv, Yoder, 1996) позволило авторам (Dumoulin и др., 2017) определить правдоподобие построенных моделей.

Набор землеподобных моделей внутреннего строения Венеры и поправки из-за влияния неупругости недр планеты на значение модельного числа Лява k_2 были рассчитаны в работе (Гудкова, Жарков, 2020). В работе (Amorim, Гудкова, 2023) построены десятки моделей внутреннего строения Венеры с составами, близкими, но не совпадающими с земным. Числа Лява были вычислены для различных значений вязкости мантии и параметров реологической модели Андраде. Сравнение модельных и измеренных значений момента инерции (Konopliv, Yoder, 1996; Margot и др., 2021) дало оценку радиуса ядра Венеры в интервале 3100–3500 км.

Одна из главных проблем, возникающих при расчете чисел Лява, это неопределенности в реологической модели планеты. Модель

Андраде активно применяется в задачах планетарной геофизики, так как она была экспериментально подтверждена для разных минералов (Efroimsky, 2012). Однако неизвестно, применима ли она при мантийных условиях (при очень высоких давлениях и температуре) и, в случае если применима, какие значения двух параметров, от которых она зависит, подходят для описания неупругости планетных недр. Неопределенность параметров Андраде вызывает значительный разброс значений модельных чисел Лява, и это препятствовало более точному определению внутреннего строения Венеры в работе (Amorim, Гудкова, 2023).

С целью разрешения этой проблемы авторы провели “калибровку” реологической модели Андраде на Земле (Amorim, Gudkova, 2024). Были определены значения параметров Андраде α и ζ , которые хорошо описывают неупругость и приливную деформацию Земли на частоте полусуточного лунного прилива M2, и именно эти значения следует применять в моделях внутреннего строения планет земной группы.

Данная работа является продолжением работы (Amorim, Гудкова, 2023). Здесь мы заметно увеличили разнообразие моделей по сравнению с (Amorim, Гудкова, 2023) и применили уточненную реологическую модель на основе результатов работы (Amorim, Gudkova, 2024).

В данной статье сначала рассматриваются модели внутреннего строения Венеры. Затем приводится модернизация алгоритма расчета приливной деформации, позволяющая учесть влияние плотной атмосферы Венеры на числа Лява. Далее обсуждается используемая реологическая модель и распределение вязкости. Проводится отбор моделей по числу Лява k_2 , и делается оценка наиболее вероятных моделей на основе совместного анализа момента инерции и k_2 . В заключении обсуждается вклад в задачу исследования внутреннего строения Венеры, который могут внести миссии VERITAS (Caselli и др., 2021) и EnVision (Rosenblatt и др., 2021).

МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ВЕНЕРЫ

Данные наблюдений, используемые при построении моделей внутреннего строения Венеры, приведены в табл. 1: масса планеты M_0 (без атмосферы), средний радиус R , безразмерный момент инерции I/M_0R^2 , приливное число Лява k_2 , давление P_s и плотность атмосферы ρ_s на поверхности.

Таблица 1. Данные наблюдений для Венеры

Параметры	Значения параметров	Ссылки
Масса M_0 , кг	$4.8673 \pm 0.00011 \times 10^{24}$	Saliby и др., 2023
Средний радиус R , км	6051.8	Saliby и др., 2023
Момент инерции I/M_0R^2	0.337 ± 0.024	Margot и др., 2021
Число Лява k_2	0.295 ± 0.033	Konopliv, Yoder, 1996
Атмосферное давление на поверхности P_s , МПа	9.3	Steinberger и др., 2010
Плотность атмосферы на поверхности ρ_s , кг/м ³	65	Steinberger и др., 2010

Масса, радиус и давление на поверхности – это ограничения, которым должна удовлетворять каждая модель. Момент инерции и число Лява k_2 – критерии, которые применяются для оценки правдоподобия моделей, а плотность атмосферы используется при расчете чисел Лява.

Расчет моделей внутреннего строения планет основан на использовании уравнения для массы и уравнения гидростатического равновесия:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(P),$$

$$\frac{dP}{dr} = -g(r)\rho(P) = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho(P). \quad (1)$$

Границные условия при решении уравнений имеют вид: $M(R) = M_0$, $M(0) = 0$, $P(R) = P_s$. (2)

Погрешность измерения массы Венеры составляет меньше 0.01%, и для наших целей не имеет смысла ее учитывать. В качестве M_0 мы принимаем фиксированное значение $M_0 = 4.8673 \times 10^{24}$ кг для всех моделей (Saliby и др., 2023). Из этого значения уже вычтена масса атмосферы.

Система (1) содержит уравнение состояния вещества $\rho = \rho(P)$, которое неизвестно для Венеры. За основу наших моделей мы принимаем уравнение состояния из модели Земли PREM (Dziewonski, Anderson, 1981). Варьировать распределение плотности на Венере по отношению к плотности на Земле будем с помощью двух параметров $-A$ и B , аналогично работе (Amorim, Гудкова, 2023).

Уравнения состояния в мантии $\rho_m(P)$ и в ядре $\rho_c(P)$ Венеры определяются как:

$$\rho_m(P) = A \times \rho_m^{PREM}(P), \quad \rho_c(P) = B \times \rho_c^{PREM}(P). \quad (3)$$

Модели с $A > 1$ соответствуют планете с мантией, плотнее земной. Модели с $A < 1$ соответствуют планете с мантией, легче земной.

Аналогично, в случае ядра для параметра B . Разность в уравнении состояния вещества на Венере по сравнению с Землей может быть связана с различиями в составе и в распределении температуры. Если, например, мантия Венеры легче земной, то это может указывать на состав, содержащий меньше железа, на более высокую температуру или на комбинацию этих двух факторов.

На основе различных работ о топографии и гравиметрии Венеры мы принимаем толщину коры равной 25 км, а ее плотность постоянной и равной 2900 кг/м³ (James и др., 2013; Jiménez-Díaz и др., 2015; Yang и др., 2016).

Помимо параметров A и B , каждая из наших моделей внутреннего строения Венеры характеризуется значением радиуса ядра R_c . Модель планеты должна иметь фиксированную массу и поэтому независимо менять A , B и R_c нельзя. Для каждой комбинации двух из этих значений, третье может принимать только одно конкретное значение. В качестве двух основных параметров мы принимаем R_c и B , а значение A подбирается так, чтобы масса модельной планеты совпадала с M_0 .

Итак, при построении модели задаем значения R_c и B . Как начальное приближение считаем, что $A = 1$ и интегрируем систему (1) от поверхности до центра планеты. Далее, с помощью метода Ньютона (итерационный метод нахождения корня заданной функции), ищем значение параметра A , при котором точно выполняется второе условие из (2). Интегрирование системы дифференциальных уравнений (1) и поиск A выполняются с помощью функций библиотеки SciPy (Virtanen и др., 2020).

В моделях Венеры с большим ядром переход от силикатной мантии к железному ядру происходит при меньших давлениях, чем давление на границе ядро-мантия Земли (core mantle boundary, далее СМВ). В таких случаях мы аппроксимируем уравнение состояния внешнего ядра

Земли полиномом 4-го порядка и экстраполируем его в область давлений $P < P_{\text{CMB}}^{\text{PREM}}$. В моделях с маленьkim ядром, граница мантия-ядро имеет место при больших давлениях, чем $P_{\text{CMB}}^{\text{PREM}}$, и, аналогичным образом, экстраполируем уравнение состояния мантии Земли в область с $P > P_{\text{CMB}}^{\text{PREM}}$.

После успешного определения A вычисляются профили плотности, давления, массы и ускорения силы тяжести для данной модели. Профили модулей сжатия K и сдвига μ получаем на основе распределений $K(\rho)$ и $\mu(\rho)$ из модели PREM. Значение радиуса ядра R_c варьируем от 2800 км до 3600 км, а значение B от 0.98 до 1.02 (т.е. плотность ядра Венеры находится в пределах $\pm 2\%$ от плотности ядра Земли). При такой комбинации параметров, всего получается 51 модель внутреннего строения Венеры.

На рис. 1 для трех моделей приведены зависимости $\rho(l)$, $\rho(P)$, $\mu(l)$ и $K(l)$, где l —глубина. Одну из них (с $R_c = 3200$ км и $B = 1$) можно считать землеподобной, а остальные заметно отличаются от модели Земли по уравнениям состояния

мантии и ядра. Модель с очень большим и плотным ядром ($R_c = 3600$ и $B = 1.02$) имеет легкую мантию, а модель с небольшим и легким ядром ($R_c = 2800$ и $B = 0.98$) имеет протяженную и тяжелую мантию. Эти две модели являются предельными, и все остальные находятся между ними. Для сравнения, на рис. 1 приводятся также зависимости для модели Земли PREM.

Рис. 2 показывает значения параметра A для всех моделей. Штриховые линии выделяют “наиболее землеподобные” модели, для которых $A \in [0.98, 1.02]$. Остальные модели имеют мантии либо значительно тяжелее, либо значительно легче земной.

На рис. 3 для всех моделей приведены значения давления в центре планеты. Даже в модели с очень большим и тяжелым ядром ($R_c = 3600$ км, $B = 1.02$) давление в самом центре Венеры примерно на 8 ГПа меньше, чем давление на границе внутреннего ядра Земли. Меньшие значения давления связаны с уменьшенной массой Венеры по сравнению с Землей.

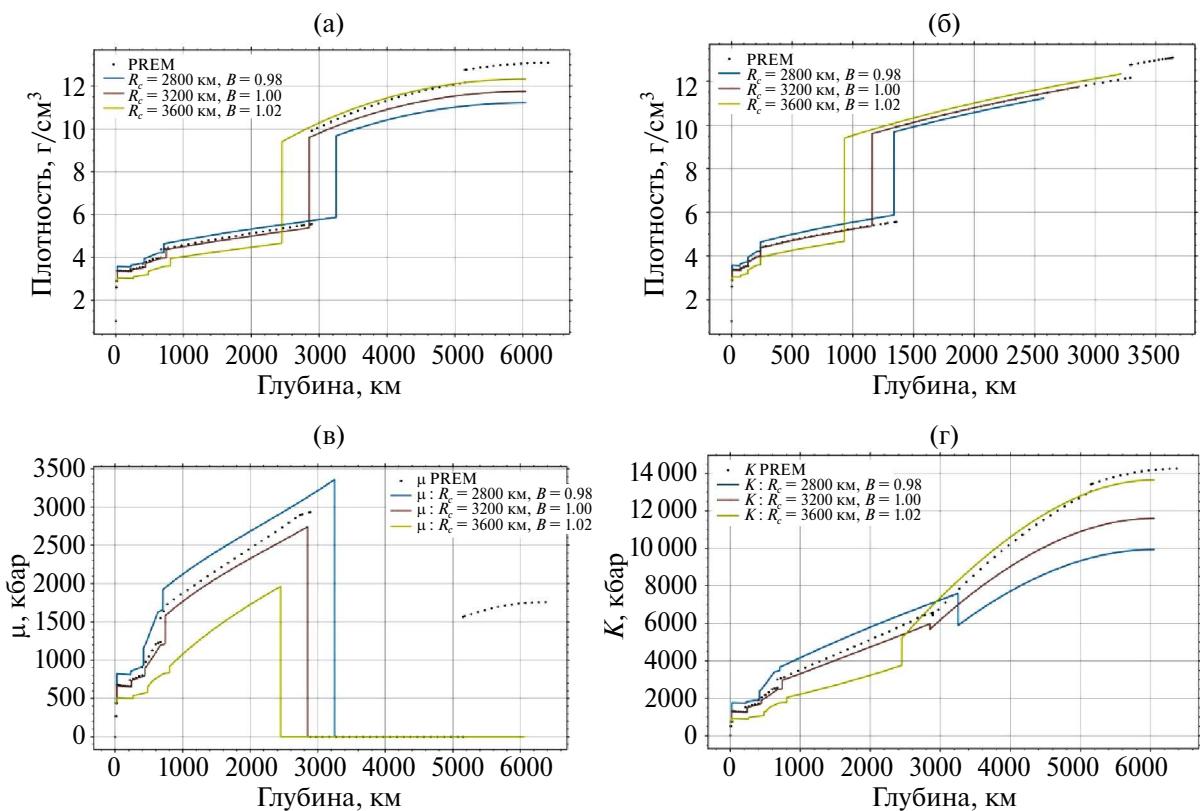


Рис. 1. Для трех моделей Венеры приведены зависимости: (а) – плотности от глубины; (б) – плотности от давления; (в) – модуля сдвига от глубины; (г) – модуля сжатия от глубины. Рассмотрены следующие модели Венеры: с землеподобной структурой ($R_c = 3200$ км, $B = 1$), с небольшим и легким ядром ($R_c = 2800$ км, $B = 0.98$), с большим и плотным ядром ($R_c = 3600$ км, $B = 1.02$).

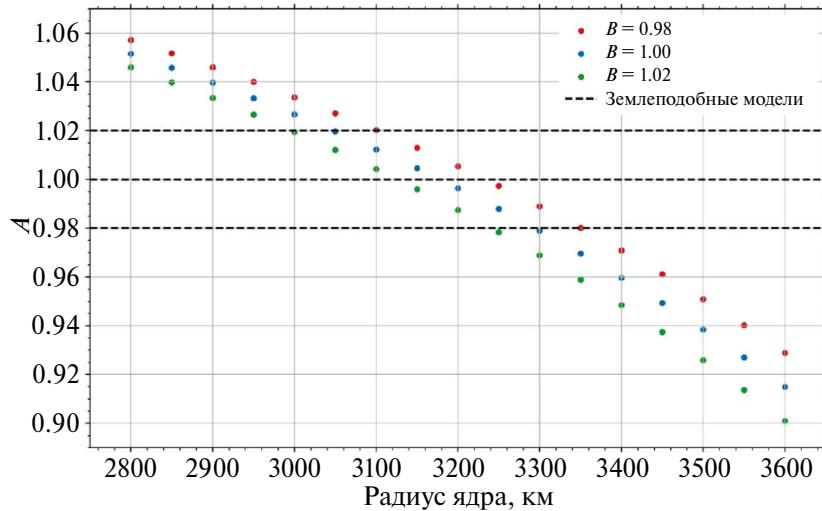


Рис. 2. Значения параметра A для набора моделей внутреннего строения Венеры. Штриховые линии выделяют землеподобные модели с A в интервале от 0.98 до 1.02. Модели с $A = 1$ соответствуют планете с плотностью мантии как в PREM.

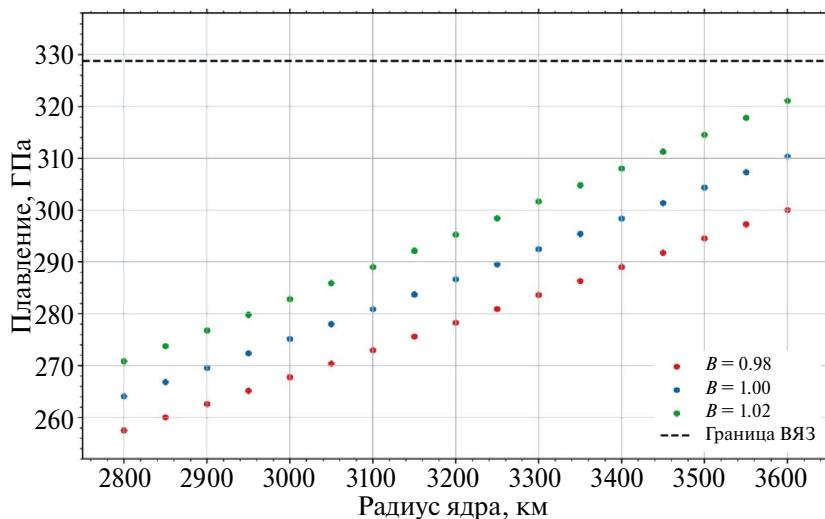


Рис. 3. Значения давления в центре Венеры для набора моделей внутреннего строения. Штриховая линия показывает значение давления на границе внутреннего ядра Земли (граница ВЯЗ).

Из анализа рис. 2 и 3 можно заключить, что наличие у Венеры твердого внутреннего ядра возможно только в трех случаях: 1) доля примесей легких элементов в венерианском ядре значительно меньше, чем у Земли; 2) температуры в ядре Венеры заметно меньше, чем в ядре Земли; 3) комбинация этих двух факторов.

В литературе, однако, часто обсуждается, что отсутствие у Венеры тектоники плит и высокая температура поверхности могут препятствовать эффективной конвекции в мантии, и поэтому температура в недрах Венеры может быть

достаточно высокой (см., например, Smrekar и др., 2018; O'Neill, 2021). В таком случае, внутреннее твердое ядро может существовать только тогда, когда оно содержит очень мало примесей легких элементов по сравнению с земным внутренним ядром. Все наши модели имеют полностью жидкое ядро.

Момент инерции Венеры был измерен совсем недавно (Margot и др., 2021) и составляет 0.337 ± 0.024 . Погрешность пока слишком высокая, чтобы определить внутреннее строение планеты с желаемой точностью, но тем не менее

можно воспользоваться этим наблюдаемым значением, чтобы оценить правдоподобие моделей.

Значения момента инерции всех построенных моделей приведены на рис. 4. Штриховые линии выделяют интервал 0.337 ± 0.024 , а синяя сплошная линия, для сравнения, показывает момент инерции Земли. Можно заметить, что все модели попадают в интервал $\pm 1\sigma$ с запасом. Модели с большим ядром дальше всего от среднего значения 0.337, а ближе всего к нему находятся модели с радиусом ядра в интервале от 3000 км до 3250 км.

В связи с большой погрешностью измеренного значения момента инерции Венеры, мы воспользуемся еще одной наблюдаемой величиной, чтобы продолжить исследование внутреннего строения планеты. Это приливное число Лява k_2 . В следующих разделах обсудим метод расчета приливной деформации, реологическую модель Андраде и распределение вязкости на Венере.

РАСЧЕТ ЧИСЕЛ ЛЯВА И ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ

Метод расчета чисел Лява в этой работе близок к методу вычисления чисел Лява для Земли, и методу, детально изложенному в работе (Amorim, Gudkova, 2024), но с двумя отличиями.

1. В построенных моделях Венеры нет внутреннего ядра, и интегрирование приливной деформации начинается от границы жидкого ядра с начальными условиями из работы (Saito, 1974).

2. Учитывается влияние плотной атмосферы Венеры на числа Лява.

Будем использовать те же обозначения, что и в работе (Amorim, Gudkova, 2024). Приливная деформация выражается через 6 величин: y_1 и y_3 имеют смысл радиального и тангенциального смещений, которые возникают из-за приливной деформации; y_2 и y_4 – радиальная и тангенциальная компоненты напряжения, y_5 – изменение гравитационного потенциала, а y_6 зависит от y_5 , y_1 и от плотности среды. Более детальную информацию об этих величинах и интегрировании приливной деформации по планете можно найти в работах (Alterman и др., 1959; Saito, 1974; Michel, Boy 2022; Amorim, Gudkova, 2024).

При расчете чисел Лява планеты без атмосферы (или с разреженной атмосферой, которая практически не влияет на приливную деформацию) часто используются следующие граничные условия на поверхности:

$$y_2^S = 0, y_4^S = 0, \\ y_6^S = (2n+1)g_0^S - (n+1)y_5^S / R, \quad (4)$$

где R – радиус планеты, а g_0^S обозначает гравитационное ускорение на несмещенной поверхности. Здесь и далее верхний индекс S обозначает значение величины на поверхности.

Первые два неравенства означают, что напряжения на поверхности нет. В случае, если над поверхностью присутствует атмосфера, условие на y_4 никак не изменится, так как эта величина пропорциональна модулю сдвига среды (см. Amorim, Gudkova, 2024), а в газах он равен нулю. Как меняются оставшиеся два условия, обсудим ниже.

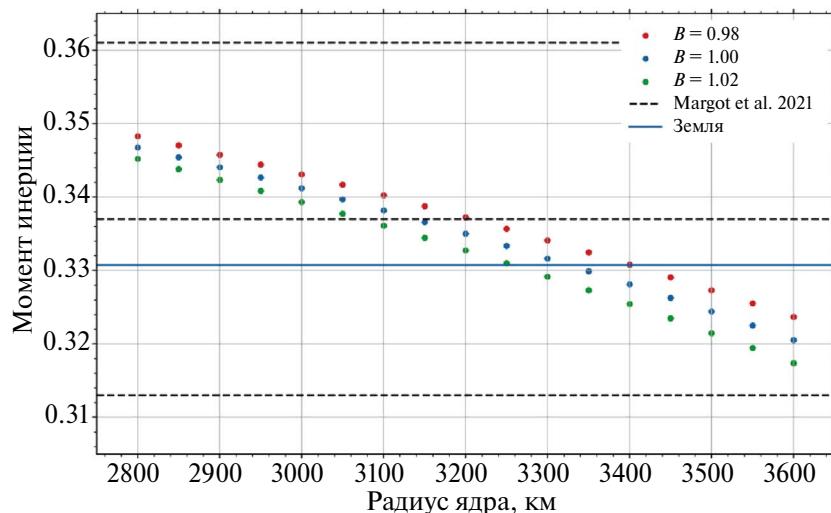


Рис. 4. Значения момента инерции для построенных моделей внутреннего строения Венеры. Штриховые линии выделяют интервал 0.337 ± 0.024 (Margot и др., 2021), синяя сплошная линия – момент инерции Земли.

Новое условие на y_2 получается из таких же соображений, что и условие при переходе от внутреннего ядра Земли к внешнему ядру (Amorim, Gudkova, 2024). В жидких и газовых средах выполняется следующее соотношение (Saito, 1974):

$$y_2 = \rho_0 (g_0 y_1 - y_5). \quad (5)$$

Поэтому, из условия непрерывности y_1 , y_2 и y_5 получаем новое условие на y_2 :

$$y_2^s = \rho_A (g_0^s y_1^s - y_5^s), \quad (6)$$

где ρ_A обозначает плотность атмосферы непосредственно над поверхностью планеты.

Третье условие в (4) получается из свойств потенциалов и скачка производной потенциала y_5 из-за скачка плотности при переходе от коры к вакууму. В случае, если мы не пренебрегаем тем, что над поверхностью присутствует среда с ненулевой плотностью, в третьем условии (4) должно появляться дополнительное слагаемое:

$$y_6^s = (2n + 1)g_0^s - (n + 1)y_5^s / R - 4\pi G \rho_A y_1^s. \quad (7)$$

Новое слагаемое, в случае Венеры, составляет примерно 0.3–0.5% от остальных. В (7) должно присутствовать еще одно слагаемое, которое зависит от изменения потенциала атмосферы из-за приливной деформации. Его значение, однако, неизвестно и может быть вычислено только посредством интегрирования дифференциальных уравнений из работы (Saito, 1974) по атмосфере.

Даже на Венере масса всей атмосферы составляет всего лишь 0.01% от массы планеты. Так как изменение потенциала атмосферы пропорционально массе самой атмосферы, мы считаем, что его вклад в (7) мал и им можно пренебречь. Таким образом, система замыкается на поверхности без необходимости интегрирования деформации атмосферы.

Новые граничные условия на поверхности тогда принимают вид:

$$y_2^s = \rho_A (g_0^s y_1^s - y_5^s), \quad y_4^s = 0, \\ y_6^s = (2n + 1)g_0^s - (n + 1)y_5^s / R - 4\pi G \rho_A y_1^s. \quad (8)$$

Наши расчеты показывают, что эти поправки “за атмосферу” уменьшают числа Лява примерно на 3%, что сравнимо с отношением плотности атмосферы ρ_A к плотности коры планеты. В работе (Dumoulin и др., 2017) атмосфера

учитывается посредством интегрирования ее деформации без того приближения, которое мы сделали, в результате атмосфера уменьшает числа Лява на 3–4%, что очень близко к нашим результатам.

В работе (Saliby и др., 2023) атмосфера также учитывается при расчете чисел Лява, но утверждается, что ее влияние составляет 7–8%, что в два раза больше, чем в работе (Dumoulin и др., 2017) и в данной работе. Объяснение этому, скорее всего, следующее: в (Saliby и др., 2023) атмосфера приближается слоем с постоянной плотностью 36.5 кг/м³ и толщиной 100 км, а масса такой атмосферы примерно в 3.5 раза больше, чем реальная масса атмосферы Венеры 4.77×10^{20} кг (Taylor, 1985).

Таким образом, мы считаем, что наше приближение позволяет учесть влияние атмосферы при расчете чисел Лява с хорошей точностью и очень простым способом – просто изменения граничные условия на поверхности без дополнительного интегрирования.

РЕОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ВЯЗКОСТЬ

На длинных периодах, характерных для приливов, неупругость играет важную роль при деформациях и ее необходимо учитывать при расчете чисел Лява (Castillo-Rogez и др., 2011; Efroimsky, 2012). В случае Венеры, период солнечного прилива очень большой, по сравнению с приливами на Земле, и составляет 58.4 дня, что приводит к необходимости учета неупругости в моделях внутреннего строения с помощью подходящей реологической модели.

Эксперименты при разных температурах и давлениях показали, что модель Андраде хорошо описывает неупругость и зависимость модуля сдвига от частоты сдвиговых деформаций в различных минералах (Jackson и др., 2002; Castillo-Rogez и др., 2011; Efroimsky, 2012). Кроме того, модель Андраде экономична по сравнению с другими более сложными моделями и зависит только от двух эмпирических параметров: α и ζ . Именно по этим причинам реология Андраде активно используется в моделях внутреннего строения Венеры и других тел Солнечной системы (Castillo-Rogez и др., 2011; Efroimsky, 2012; Dumoulin и др., 2017; Xiao и др., 2021; Petricca и др., 2022; Saliby и др., 2023; Amorim, Гудкова, 2023; Amorim, Гудкова, 2024).

Значения параметров реологии Андраде измерены для различных минералов (см.,

например, Jackson и др., 2002). Однако лабораторные условия, при которых они были получены, сильно отличаются от мантийных условий (очень высокие температуры и давления), а периоды сдвиговых деформаций в экспериментах значительно меньше, чем характерные периоды приливов в Солнечной системе. По этим причинам возникают две важные проблемы: применима ли реология Андраде в условиях мантий планет и спутников, и, даже если применима, неизвестны значения ее параметров, которые должны использоваться в моделях.

С целью разрешения этих проблем, в работе (Amorim, Gudkova, 2024) была исследована реология недр Земли. Так как внутреннее строение Земли известно значительно лучше, чем любой другой планеты, и ее числа Лява измерены с достаточно хорошей точностью, наша планета является хорошим кандидатом для “калибровки” реологического уравнения.

В работе (Amorim, Gudkova, 2024) были использованы: модель PREM, измерения чисел Лява Земли на частоте полусуточного лунного прилива M2 и современные оценки вязкости в ее недрах. Приливная деформация была рассчитана для тысяч различных комбинаций параметров α и ζ . Сравнение модельных значений с наблюдаемыми позволило нам убедиться, что модель Андраде действительно успешно описывает неупругость мантии Земли, а также определить, какие именно значения параметров подходят лучше всего.

Реология Андраде дает зависимость модуля сдвига μ от частоты деформации χ . Она зависит от упругого значения модуля сдвига μ_0 , от вязкости среды η и от двух безразмерных параметров α и ζ . Закон преобразования упругого модуля сдвига в комплексный имеет вид

$$\mu(\chi) = \mu_0 [1 + (i\chi\tau_M\zeta)^{-\alpha} \Gamma(1 + \alpha) - i(\chi\tau_M)^{-1}]^{-1}, \quad (9)$$

где $\tau_M = \eta/\mu_0$ — время Максвелла, а Γ — гамма-функция.

В работе (Amorim, Gudkova, 2024) мы получили интервалы значений α и ζ , которые успешно описывают неупругость Земли на частоте M2. Параметр ζ варьировался от 1 до 10^5 , и для каждого значения ζ можно выделить некоторый интервал допустимых значений $\alpha \in [\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$. Они приведены в табл. 2, и эти комбинации используются в наших моделях Венеры. Этот подход позволяет уменьшить неопределенность в модельных числах Лява Венеры по сравнению с результатами работы (Amorim, Гудкова, 2023).

Таблица 2. Используемые значения параметров реологии Андраде α и ζ

Параметр Андраде α	Параметр Андраде ζ					
	$\zeta = 1$	$\zeta = 10$	$\zeta = 10^2$	$\zeta = 10^3$	$\zeta = 10^4$	$\zeta = 10^5$
α_{\max}	0.329	0.280	0.240	0.208	0.184	0.118
α_{\min}	0.188	0.168	0.151	0.137	0.126	0.168

Реология Андраде (9) также зависит от вязкости, значения которой неизвестны для недр Венеры. В связи с этим, мы построили два предельных модельных распределения вязкости для Венеры, и реальный профиль вязкости, скорее всего, находится между ними. Распределения вязкости в недрах Венеры обозначим МНВ (модель низкой вязкости) и МВВ (модель высокой вязкости), они приведены в табл. 3. Эти значения основаны на распределении вязкости в недрах Земли, которое используется в работе (Amorim, Gudkova, 2024), но с некоторыми изменениями, что позволяет учесть возможное различие температур в недрах этих двух планет.

Для каждой модели вязкости и для каждой комбинации реологических параметров α и ζ новый профиль модуля сдвига вычисляются по формуле (9), и этот профиль используется при расчете приливной деформации. Так как модуль сдвига μ является комплексной величиной, полученные числа Лява также являются комплексными.

Таблица 3. Предельные модельные распределения вязкости на Венере (в Па \times с)

Модели вязкости	Значения вязкости η			
	Кора	Верхняя мантия	Переходная зона	Нижняя мантия
MVB	10^{22}	10^{21}	10^{22}	10^{23}
MНВ	10^{19}	10^{18}	10^{20}	10^{21}

ОТБОР МОДЕЛЕЙ ПО ЧИСЛУ ЛЯВА k_2

Для каждой из 51 моделей внутреннего строения Венеры вычислены числа Лява для двух распределений вязкости и 12 комбинаций реологических параметров. Всего рассчитаны 1224 неупругие модели Венеры. При фиксированном радиусе ядра R_c имеем некоторый интервал значений k_2 из-за варьирования B , α , ζ и η . На рис. 5 приведены значения действительной части k_2

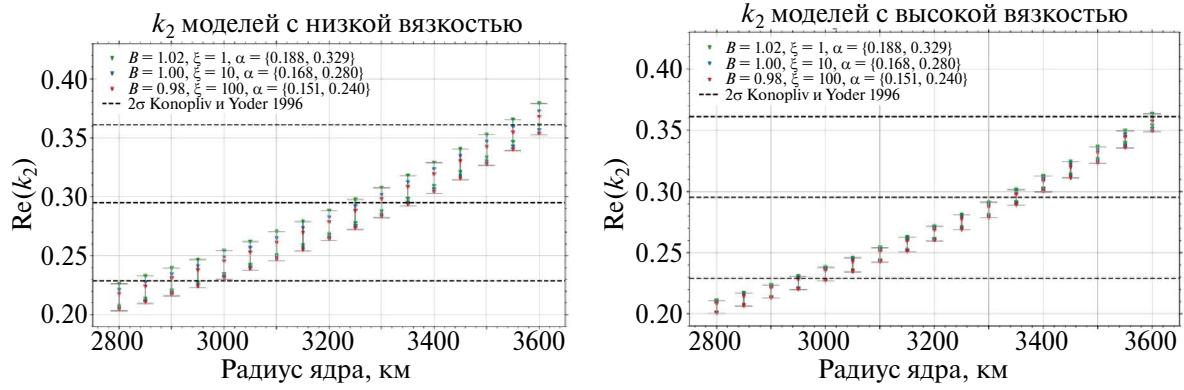


Рис. 5. Значения действительной части приливного числа Лява k_2 для моделей Венеры в зависимости от радиуса ядра для предельных моделей вязкости: (а) – МНВ; (б) – МВВ. Штриховые линии выделяют интервал наблюдаемого значения 0.295 ± 0.066 (2σ) из (Konopliv, Yoder, 1996). Цветными треугольниками изображены значения k_2 для некоторых моделей с конкретными комбинациями B , ξ и α .

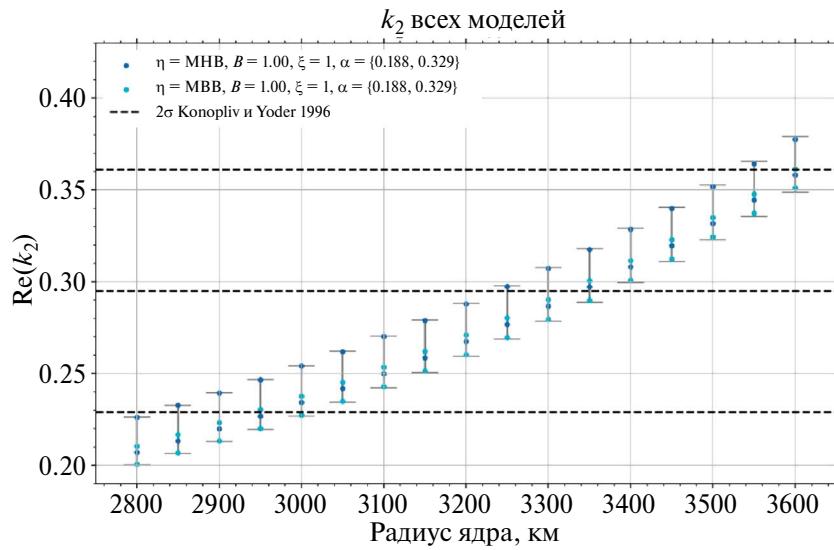


Рис. 6. Значения действительной части приливного числа Лява k_2 построенных моделей Венеры в зависимости от радиуса ядра. Для каждого значения R_c , имеется интервал k_2 , который получается при варьировании вязкости, B , α и ξ в обсуждаемых в тексте пределах. Штриховые линии выделяют интервал наблюдаемого значения 0.295 ± 0.066 (2σ) из (Konopliv, Yoder, 1996). Цветные точки показывают значения k_2 конкретных моделей.

для МНВ и МВВ по отдельности, а на рис. 6 для обоих распределений вязкости.

Из рис. 5 можно сделать следующий вывод: для МНВ, ближе всего к центральному значению 0.295 наблюдаемого значения числа Лява k_2 находятся модели с $R_c = 3300$ км, а для МВВ – с $R_c = 3350$ км. Можно также отметить, что при одинаковых значениях B , α и ξ , для МВВ значения k_2 меньше, чем для МНВ. Действительно, при увеличении вязкости, α или ξ число Лява k_2 стремится к своему упругому значению. Для каждого значения R_c мы имеем интервал k_2 ,

который получается при варьировании вязкости, B , α и ξ в обсуждаемых выше пределах. Из рис. 6 видно, что модели с радиусом ядра 3300 км имеют значения k_2 , ближе всего к центральному значению 0.295, а модели с $R_c \leq 2950$ км или $R_c \geq 3600$ км можно уверенно исключить.

АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТИ МОДЕЛЕЙ

На основе измеренных значений момента инерции (Margot и др., 2021) и значений числа Лява k_2 (Konopliv, Yoder, 1996) можно оценить

вероятность конкретной модели по следующей формуле:

$$p(k_2, I) = \exp\left(-\frac{(k_2 - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2} - \frac{(I - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right), \quad (10)$$

где p — вероятность, k_2 и I — число Лява и безразмерный момент инерции данной модели, $\mu_1 = 0.295$, $\sigma_1 = 0.033$, $\mu_2 = 0.337$, $\sigma_2 = 0.024$.

На рис. 7 на плоскости $I \times k_2$ показаны все рассчитанные модели. Цветные линии уровня выделяют области на этой плоскости

с определенными значениями вероятности, рассчитанными по формуле (10). Каждому значению момента инерции на рис. 7 соответствует одна из 51 моделей внутреннего строения Венеры с определенной комбинацией R_c и B , а для каждой из них можно вычислить число Лява при двух распределениях вязкости и 12 комбинациях параметров реологии Андраде. На рис. 7 видно, что значение числа Лява k_2 играет более важную роль в определении вероятности модели. Это связано с тем, что все модели находятся в пределах 1σ наблюдаемого значения момента

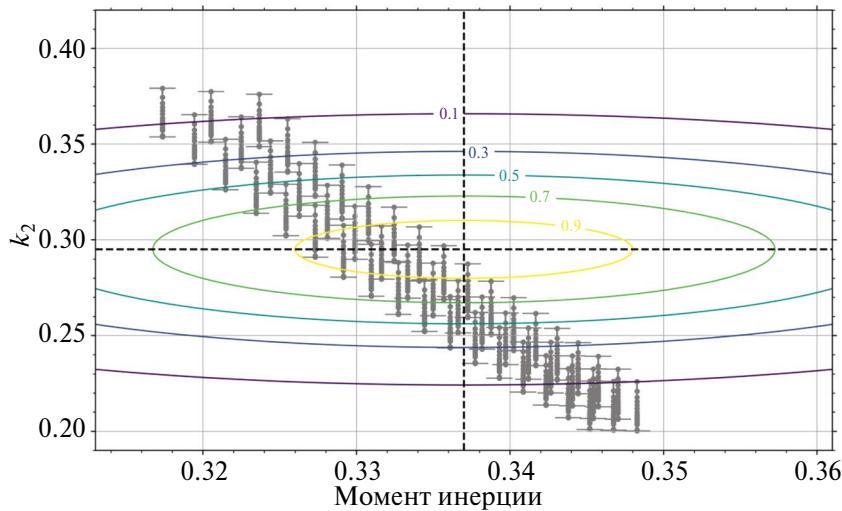


Рис. 7. Все рассчитанные модели внутреннего строения Венеры на плоскости $I \times k_2$. Пересечение штриховых линий указывает на центральные значения $I = 0.337$ и $k_2 = 0.295$. Цветные линии — линии уровня функции вероятности по формуле (10).

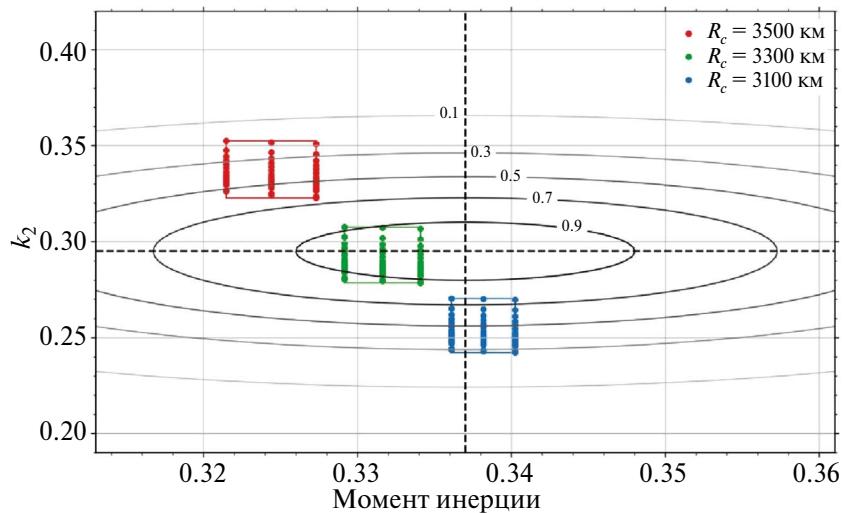


Рис. 8. Модели с конкретными значениями радиуса ядра на плоскости $I \times k_2$. Пересечение штриховых линий указывает на центральные значения $I = 0.337$ и $k_2 = 0.295$. Показаны линии уровня функции вероятности, как на рис. 7.

инерции, но не все модели попадают в интервал 1σ наблюдаемого значения k_2 .

На рис. 8 на плоскости $I \times k_2$ показаны только модели с $R_c = 3100, 3300$ и 3500 км. Для каждого значения R_c имеем три группы моделей, соответствующие $B = 0.98, 1.00, 1.02$, а для каждой из них имеем некоторый интервал k_2 из-за варьирования вязкости и параметров реологии.

Модели, соответствующие одному значению R_c , можно оконтурить некоторым прямоугольником, а вероятность того, что радиус ядра Венеры именно такой, можно оценить, усредняя функцию вероятности (10) по этому прямоугольнику:

$$P(R_c) = \frac{1}{\Delta k_2 \times \Delta I} \int_{k_2^{\min}}^{k_2^{\max}} \int_{I^{\min}}^{I^{\max}} p(k_2, I) dk_2 dI, \quad (11)$$

где k_2^{\min} , k_2^{\max} , I^{\min} и I^{\max} – минимальные и максимальные значения k_2 и I моделей с конкретным рассмотренным значением R_c , $\Delta k_2 = k_2^{\max} - k_2^{\min}$ и $\Delta I = I^{\max} - I^{\min}$.

На рис. 9 изображены вероятности, оцененные по формуле (11), для всех рассмотренных значений R_c . Наивысшую вероятность имеют модели с $R_c = 3300$ км. Действительно, на рис. 8 можно заметить, что именно эти модели практически полностью попадают в область с $p > 0.9$.

Распределение на рис. 9 не является симметричным относительно $R_c = 3300$ км. Это происходит потому, что пик вероятности только по моменту инерции находится около $R_c = 3150$ км

(см. рис. 4). При уменьшении R_c от 3300 км до 3150 км вероятность по k_2 падает, но вероятность по I увеличивается. При увеличении R_c от 3300 км вероятности по двум критериям падают одновременно.

Мы приблизили точки с вероятностью выше 0.3 нормальным распределением и получили следующую оценку для радиуса ядра Венеры: $R_c = 3288 \pm 167$ км.

ПЕРСПЕКТИВЫ УТОЧНЕНИЯ МОДЕЛЕЙ

Момент инерции и приливное число Лява k_2 Венеры пока измерены с большими погрешностями, которые не позволяют определить внутреннюю структуру планеты с желаемой точностью. С целью уточнения этих геофизических параметров планируются миссии VERITAS (Caselli и др., 2021) и EnVision (Rosenblatt и др., 2021).

В работе (Caselli и др., 2021) отмечается, что миссия VERITAS определит момент инерции и k_2 с точностью порядка 0.3% и 0.2%. Миссия EnVision должна измерить k_2 с точностью 0.3%, а момент инерции с точностью 1.4% (Rosenblatt и др., 2021).

Еще один геофизический параметр, который может предоставить ценную информацию – это приливной сдвиг фазы. Он зависит от минимум k_2 , и определяется по формуле:

$$\varepsilon = -\frac{\text{Im}(k_2)}{2|k_2|}. \quad (12)$$

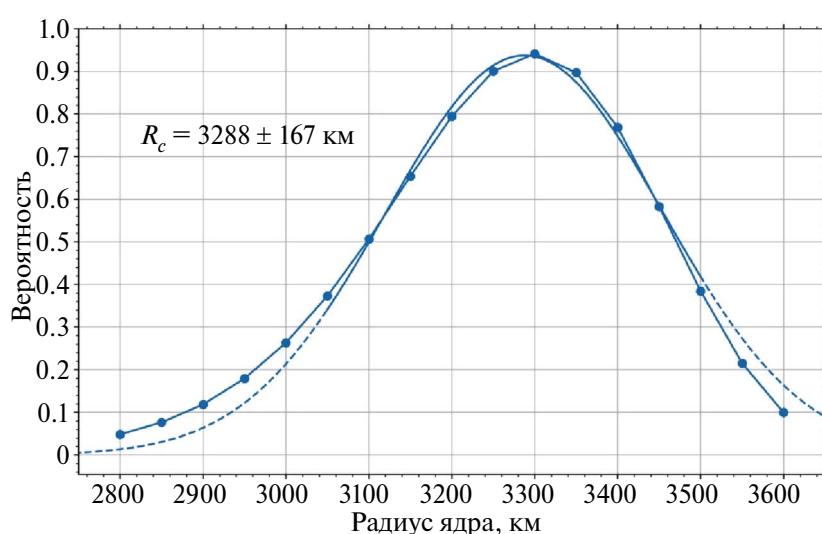


Рис. 9. Вероятность каждого значения радиуса ядра Венеры. Наивысшую вероятность имеют модели с $R_c = 3300$ км. Если приблизить точки с $P > 0.3$ нормальным распределением (штриховая линия), $R_c = 3288 \pm 167$ км.

Приливной сдвиг фазы Венеры еще не измерен, но миссии VERITAS и EnVision планируют его определить с погрешностью не больше 0.1° . В связи с этим мы вычислили его значения для всех рассчитанных моделей и, когда этот параметр будет измерен, сравнение модельных результатов с наблюдаемым значением даст важную информацию о вязкости в недрах Венеры.

На рис. 10 приведены значения ε для всех моделей. Если приливной сдвиг фазы окажется выше 0.5° , то это точно означает, что вязкость

в мантии Венеры достаточно низкая и, соответственно, температуры высокие по сравнению с Землей. При $\varepsilon < 0.5^\circ$ ситуация неоднозначна и выводы о вязкости будут зависеть от значений числа Лява k_2 и момента инерции I .

Миссия VERITAS должна также определить число Лява h_2 с точностью порядка 20–33% (Cas-cioli и др., 2021). Измерение данного параметра, даже с такой точностью, даст важную информацию о недрах Венеры. Его значения для всех рассматриваемых моделей приведены на рис. 11.

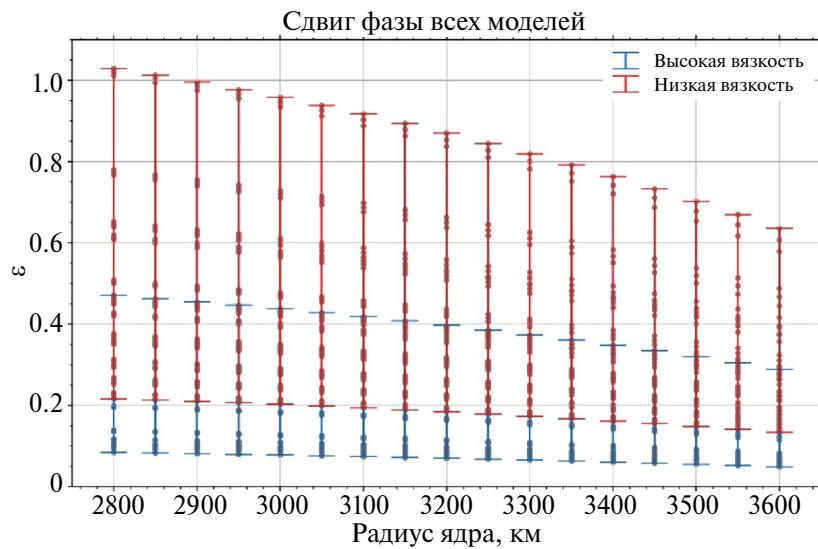


Рис. 10. Значения приливного сдвига фазы ε для всех рассчитанных моделей. Модели с низкой вязкостью имеют большие значения сдвига фазы, а модели с высокой вязкостью — маленькие ε .

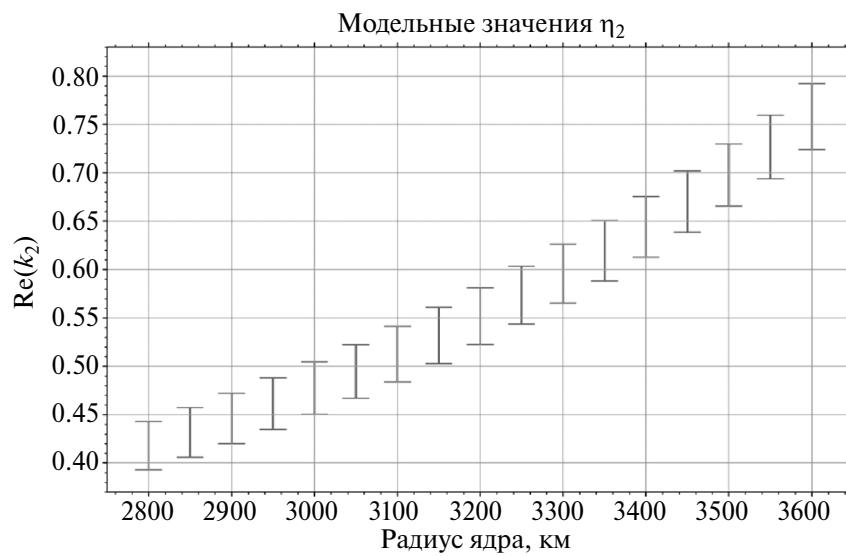


Рис. 11. Значения приливного числа Лява h_2 для всех рассчитанных моделей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование внутреннего строения Венеры – ключ к пониманию эволюции этой планеты. В связи с этим нами были построены более тысячи моделей ее недр, и оценена их вероятность на основе измеренных значений приливного числа k_2 и момента инерции I .

Основа моделей любой планеты – это ее внутренняя структура, т.е. профили плотности и давления. Наши модели описываются двумя главными параметрами: радиус ядра R_c и коэффициент B , который отражает отношение плотности в ядре Венеры к плотности в земном ядре. Мы варьируем R_c в интервале от 2800 км до 3600 км, а коэффициент B от 0.98 до 1.02. Всего построены 51 модель внутренней структуры Венеры.

Результаты показывают, что даже с очень большим и плотным ядром, давление в самом центре Венеры не достигает давления на границе внутреннего ядра Земли. Это означает, что если состав Венеры близок к земному, то у нее не может быть внутреннего твердого ядра. Это, в свою очередь, может быть связано с отсутствием у Венеры собственного магнитного поля и многое говорит о тепловой эволюции планеты.

В данной работе было предложено приближение, которое позволяет учесть влияние плотной атмосферы Венеры на ее приливную деформацию очень простым способом. Наши результаты показывают, что атмосфера уменьшает k_2 примерно на 3%. Эта величина достаточно значима и, в дальнейшем, не стоит пренебрегать влиянием атмосферы.

Для учета неупругости недр при расчете чисел Лява используется реология Андраде. Неопределенность в значениях параметров этой реологической модели в недрах планет порождает значимые ошибки в конечных результатах при решении различных задач планетарной геофизики. С целью уменьшения этих ошибок, в работе (Amorim, Gudkova, 2024) мы провели “калибровку” реологии Андраде на Земле и получили значения параметров α и ζ , которые наилучшим образом описывают приливную деформацию Земли. Именно эти значения используются в наших моделях Венеры. Благодаря этому, нам удалось заметно уменьшить неопределенность в модельных значениях k_2 по сравнению с результатами работы (Amorim, Гудкова, 2023).

Момент инерции был вычислен для всех построенных моделей (51 модель). Для них рассчитаны числа Лява при двух распределениях вязкости и 12 комбинациях реологических

параметров. Сравнение модельных значений k_2 и момента инерции с наблюдаемыми значениями (Konopliv, Yoder, 1996; Margot и др., 2021) позволило оценить правдоподобие построенных моделей. Получено, что наиболее вероятными являются модели с радиусом ядра в интервале 3288 ± 167 км.

В планах миссий VERITAS (Caselli и др., 2021) и EnVision (Rosenblatt и др., 2021) получение более точных значений k_2 и момента инерции и измерение двух пока неопределенных геофизических параметров – приливной сдвиг фазы и число Лява h_2 . Сравнение результатов этих миссий с представленными в работе моделями Венеры позволит уточнить внутреннее строение Венеры, более подробно исследовать ее эволюцию и понять, почему пути развития Земли и ее близнеца настолько разошлись.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гудкова Т.В., Жарков В.Н. Модели внутреннего строения землеподобной Венеры // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 1. С. 24–32. (Gudkova T.V., Zharkov V.N. Model soft he Internal Structure of the Earth-like Venus // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 1. P. 20–27.)
- Жарков В.Н., Засурский И.Я. Физическая модель Венеры // Астрон. вестн. 1982. Т.16. С. 18–28. (Zharkov V.N., Zasurskii I.Ya. 1982. A physical model of Venus // Sol. Syst. Res. 1982. V. 16. P. 14–22.)
- 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.)
- Aitta A. Venus' internal structure, temperature and core composition // Icarus. 2012. V. 218. P. 967–974.
- Alterman Z., Jarosch H., Pekeris C.L. Oscillations of the Earth // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. Mathematical and Phys. Sci. 1959. V. 252 (1268). P. 80–95.
- Amorim D.O., Гудкова Т.В. Внутреннее строение Венеры на основе модели PREM // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 5. С. 403–414. (Amorim D.O., Gudkova T.V. Internal structure of Venus based on the PREM model // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 5. P. 414–425.)
- Amorim D.O., Gudkova T. Constraining Earth's mantle rheology with Love and Shida numbers at the M2 tidal frequency // Phys. Earth and Planet. Interiors. 2024. V. 347. Id. 107144.

8. *Cascioli G., Hensley S., De Marchi F., Breuer D., Durante D., Racioppa P., Iess L., Mazarico E., Smrekar S.E.* The determination of the rotational state and interior structure of Venus with VERITAS // *Planet. Sci. J.* 2021. V. 2. P. 220–231.
9. *Castillo-Rogez J.C., Efroimsky M., Lainey V.* The tidal history of Iapetus: Spin dynamics in the light of a refined dissipation model // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2011. V. 116. Id. E09008.
10. *Dorogokupets P.I., Dymshits A., Litasov K.D., Sokolova T.S.* Thermodynamics and equations of state of iron to 350 GPa and 6000 K // *Scientific reports.* 2017. V.7(1). Id. 41863.
11. *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.
12. *Dziewonski A.M., Hales A.L., Lapwond E.R.* Parametrically simple Earth models consistent with geophysical data // *Phys. Earth and Planet. Interiors.* 1975. V. 10. P. 12–48.
13. *Dziewonski A.M., Anderson D.L.* Preliminary reference Earth model// *Phys. Earth and Planet. Interiors.* 1981. V. 25(4). P. 297–356.
14. *Efroimsky M.* Tidal dissipation compared to seismic dissipation: In small bodies, Earths, and super-Earths// *Astrophys. J.* 2012. V. 746(2). Id. 150.
15. *Jackson I., Fitz Gerald J.D., Faul U.H., Tan B.H.* Grain-size-sensitive seismic wave attenuation in polycrystalline olivine // *J. Geophys. Res.: Solid Earth.* 2002. V. 107 (B12). Id. ECV-5.
16. *James P.B., Zuber M.T., Phillips R.J.* Crustal thickness and support of topography on Venus // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2013. V. 118(4). P. 859–875.
17. *Jiménez-Díaz A., Ruiz J., Kirby J.F., Romeo I., Tejero R., Capote R.* Lithospheric structure of Venus from gravity and topography // *Icarus.* 2015. V. 260. P. 215–231.
18. *Konopliv A.S., Yoder C.F.* Venusian k_2 tidal Love number from Magellan and PRO tracking data // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23 (14). P. 1857–1860.
19. *Margot J.-L., Campbell D.B., Giorgini J.D., Jao J.S., Snedeker L.G., Ghigo F.D., Bonsall A.* Spin state and moment of inertia of Venus // *Nature Astron.* 2021. V. 5(7). P. 676–683.
20. *Michel A., Boy J.P.* Viscoelastic Love numbers and long-period geophysical effects // *Geophys. J. Internat.* 2022. V. 228 (2). P. 1191–1212.
21. *Rosenblatt P., Dumoulin C., Marty J.-C., Genova A.* Determination of Venus' interior structure with EnVision // *Remote Sens.* 2021. V. 13. Id. 1624.
22. *O'Neill C.* End-member Venusian core scenarios: Does Venus have an inner core? // *Geophys. Res. Lett.* 2021. V. 48 (17). Id. e2021GL095499.
23. *Petricca F., Genova A., Goossens S., Iess L., Spada G.* Constraining the internal structures of Venus and Mars from the gravity response to atmospheric loading // *Planet. Sci. J.* 2022. V. 3(7). Id. 164.
24. *Saito M.* Some problems of static deformation of the Earth // *J. Phys. Earth.* 1974. V. 22(1). P. 123–140.
25. *Salibi C., Fienga A., Briaud A., Memin A., Herrera C.* Viscosity contrasts in the Venus mantle from tidal deformations // *Planet. and Space Sci.* 2023. V. 231. Id. 105677.
26. *Smrekar S.E., Davaille A., Sotin C.* Venus interior structure and dynamics // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. P. 1–34.
27. *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.
28. *Taylor F.W.* The atmospheres of the terrestrial planets // *Geophys. Surv.* 1985. V. 7(4). P. 385–408.
29. *Virtanen P., Gommers R., Oliphant T.E., Haberland M., Reddy T., Cournapeau D., Burovski E., Peterson P., Weckesser W., Bright J., and 24 co-authors.* SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python // *Nature Meth.* 2020. V.17(3). P. 261–272.
30. *Xiao C., Li F., Yan J., Gregoire M., Hao W., Harada Y., Ye M., Barriot J.-P.* Possible deep structure and composition of Venus with respect to the current knowledge from geodetic data// *J. Geophys. Res.: Planets.* 2021. V. 126(7). Id. e2019JE006243.
31. *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.
32. *Zhou T., Tarduno J.A., Nimmo F., Cottrell R.D., Bono R.K., Ibanez-Mejia M., Huang W., Hamilton M., Kodama K., Smirnov A.B., Crummins B., Padgett III F.* Early Cambrian renewal of the geodynamo and the origin of inner core structure // *Nature Commun.* 2022. V. 13(1). Id. 4161.

УДК 523.42

О ЧАНДЛЕРОВСКОМ ПЕРИОДЕ ВЕНЕРЫ

©2024 г. Д. О. Amorim^{a,*}, Т. В. Гудкова^{b, **}

^aМосковский физико-технический университет, Москва, Россия

^bИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

*e-mail: amorim.dargilan@gmail.com

**e-mail: gudkova@ifz.ru

Поступила в редакцию 29.03.2024 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята к публикации 26.04.2024 г.

Проведено исследование чандлеровского колебания Венеры на основе землеподобных моделей планеты. Метод расчета периода чандлеровского колебания для Венеры протестирован на Земле. Для учета неупругости недр планеты применяется реология Андраде, и определены значения параметров реологической модели, которые могут объяснить наблюдаемый период чандлеровского колебания Земли. Получены прогностические оценки периода чандлеровского колебания Венеры. Для наиболее правдоподобных моделей внутреннего строения Венеры с радиусом ядра в интервале 3288 ± 167 км период чандлеровского колебания составляет 30–48 тыс. лет. Большая погрешность в результатах связана, в основном, с большим разбросом возможных значений постоянной прецессии Венеры.

Ключевые слова: чандлеровский период, реология Андраде, постоянная прецессии, Венера, землеподобные модели, числа Лява

DOI: 10.31857/S0320930X24060058, EDN: NHQQHY

ВВЕДЕНИЕ

Венера всегда считалась планетой-близнецом Земли в связи со сходством по массе и радиусу. Однако у Венеры обнаружен ряд особенностей, таких как отсутствие собственного магнитного поля, отсутствие тектоники плит и наличие плотной атмосферы вулканического происхождения (Smrekar и др., 2018). Все эти отличия Земли и Венеры тесно связаны с условиями и процессами в их недрах, и поэтому исследование внутреннего строения Венеры является важной задачей планетарной геофизики.

В работах (Amorim, Гудкова, 2023; Amorim, Gudkova, 2024b) внутреннее строение Венеры было подробно изучено на основе землеподобных моделей. Здесь термин “землеподобный” означает, что в качестве базового уравнения состояния вещества в недрах Венеры было использовано уравнение состояния из модели

Земли PREM (Preliminary reference Earth model) (Dziewonski, Anderson, 1981). Землеподобные модели внутреннего строения Венеры, построенные в (Amorim, Гудкова, 2023; Amorim, Gudkova, 2024b), зависят от двух варьируемых параметров: радиуса ядра R_c (2800–3600 км), и коэффициента B , равного отношению плотности в венерианском ядре к плотности в земном ядре при одинаковом давлении. Параметр B лежит интервале от 0.98 до 1.02, т.е. плотность в ядре Венеры отличается на $\pm 2\%$ по отношению к модели PREM.

Масса и радиус Венеры равны 4.8673×10^{24} кг и 6051.8 км (Saliby и др., 2023), соответственно. На основе работ о топографии и гравитационном поле Венеры толщина коры принята равной 25 км, а ее плотность постоянной и равной $2900 \text{ кг}/\text{м}^3$ (James и др., 2013; Jiménez-Díaz и др., 2015; Yang и др., 2016).

Для набора моделей Венеры рассчитаны безразмерный момент инерции I и приливное

число Лява k_2 , и на основе сравнения модельных значений с наблюдаемыми (Konopliv, Yoder, 1996; Margot и др., 2021) получено, что радиус ядра с большей вероятностью находится в интервале 3288 ± 167 км (Amorim, Gudkova, 2024b). Для этих моделей внутреннего строения Венеры в данной работе мы вычисляем период чандлеровского колебания (T_{CW}).

План статьи следующий: сначала обсуждается метод расчета периода чандлеровского колебания, затем предложенный метод тестируется и “калибруется” на модели Земли, и затем применяется к Венере, в заключении обсуждаются полученные результаты.

МЕТОД РАСЧЕТА ПЕРИОДА ЧАНДЛЕРОВСКОГО КОЛЕБАНИЯ

Расчет периода чандлеровского колебания T_{CW} основан на подходе из (Zharkov, Molodensky, 1996). Обозначим через A , B и C безразмерные главные моменты инерции планеты (пока не рассматриваем конкретно – какой). Тогда можно ввести величину \bar{A} , равную полусумме главных экваториальных моментов инерции A и B ,

$$\bar{A} = \frac{A + B}{2}. \quad (1)$$

Из теории свободного вращения твердого тела известно (Ландау, Лифшиц, 1988), что осесимметричный волчок с периодом вращения t обладает собственным периодом свободной нутации T_0 , определяемым по формуле

$$T_0 = t \cdot \left(\frac{C - \bar{A}}{\bar{A}} \right)^{-1}. \quad (2)$$

В формулу (2) можно ввести первую поправку, связанную с наличием у планеты жидкого ядра, тогда период свободной нутации планеты с жидким ядром равен

$$T_1 = t \cdot \left(\frac{C - \bar{A}}{\bar{A} - \bar{A}_1} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где \bar{A}_1 – аналог величины \bar{A} , но относящийся к жидкому ядру.

Введем вековое число Лява K_0 , которое соответствует модели целиком жидкой планеты с теми же распределениями плотности и модулей объемного сжатия, что для реальной планеты (Molodensky, 1961):

$$K_0 = \frac{3G M}{R^3} \left(\frac{t}{2\pi} \right)^2 (C - \bar{A}). \quad (4)$$

Тогда для реальной планеты с упругой оболочкой и жидким ядром, период чандлеровского движения полюсов T_{CW} с достаточной точностью может быть записан в виде (Molodensky, 1961; Zharkov, Molodensky, 1996)

$$T_{\text{CW}} = T_1 \left(1 - \frac{k_2}{K_0} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Введем обозначения

$$L_1 = \left(\frac{C - \bar{A}}{\bar{A} - \bar{A}_1} \right)^{-1}, \quad L_2 = \left(1 - \frac{k_2}{K_0} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Тогда период чандлеровского колебания T_{CW} можно записать в виде

$$T_{\text{CW}} = t \cdot L_1 \cdot L_2. \quad (7)$$

При расчете чисел Лява обычно используются сферически симметричные модели планет. Метод вычислений чисел Лява подробно изложен в (Amorim, Гудкова, 2023; Amorim, Gudkova, 2024a; 2024b).

Момент инерции сферической модели планеты определяется как

$$I = \frac{A + B + C}{3}. \quad (8)$$

Для моделей внутреннего строения Земли и Венеры вычисляется средний момент инерции I . Для расчета чандлеровского периода T_{CW} надо знать моменты C и \bar{A} . Их можно выразить через величину I , используя постоянную прецессии H

$$H = \frac{C - A}{C}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) получим

$$C = I \frac{3}{3 - 2H}, \quad \bar{A} = C(1 - H). \quad (10)$$

Аналогичным способом получаем \bar{A}_1 . Таким образом, из сферических моделей планеты и, зная постоянную прецессии, можно вычислить L_1 и K_0 . Для нахождения T_{CW} остается определить только приливное число Лява k_2 .

Алгоритмы расчета k_2 для Земли и Венеры подробно изложены в (Amorim, Gudkova, 2024a; 2024b). Главная проблема состоит в том, что число Лява k_2 – сложная функция, зависящая от частоты колебания. Таким образом, уравнение (7), на самом деле, является неявным уравнением с неизвестной величиной T_{CW} :

$$T_{\text{CW}} - t \cdot L_1 \cdot L_2(T_{\text{CW}}) = 0. \quad (11)$$

Необходимо найти значение T_{CW} , при котором удовлетворяется уравнение (11). Мы применяем метод Ньютона из библиотеки Scipy (Virtanen и др., 2020), и в качестве начального приближения используем значение T_1 .

ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА ДЛЯ МОДЕЛИ ЗЕМЛИ

Для того чтобы убедиться в правильности описанного выше метода расчета периода чандлеровского колебания T_{CW} , сначала проверим его на модели Земли. Внутреннее строение Земли и ее постоянная прецессия, естественно, известны намного точнее, чем для Венеры. Кроме этого, измерен и период чандлеровского колебания Земли.

В качестве модели Земли, используем адаптацию модели PREM из (Amorim, Gudkova, 2024a), для которой момент инерции I равен 0.330705. Оценки постоянной прецессии Земли находятся в интервале от $H_{\min} = 0.00326073$ до $H_{\max} = 0.00329587$ (Liu и др., 2017). Чандлеровский период Земли вычислим для двух предельных оценок H .

Нулевое приближение чандлеровского периода по формуле (2) (эйлеровский период) для моделей Земли $T_0 = 302.4$ – 305.7 дней, а период с учетом жидкого ядра по формуле (3) $T_1 = 268.2$ – 271.1 дней. Учет неупругости недр по уравнению

(11) зависит от приливного числа Лява k_2 , которое, в свою очередь, зависит от распределения вязкости в недрах Земли и от значений параметров реологии Андраде α и ζ (см., например, Amorim, Gudkova, 2024a).

В данной работе при расчете числа Лява k_2 используем те же профили вязкости как в (Amorim, Gudkova, 2024a). HVP обозначает профиль высокой вязкости (кора – 10^{24} , верхняя мантия – 10^{21} , переходная зона – 10^{22} , нижняя мантия – 10^{23} , внутреннее ядро – 10^{22} Па × с), а LVP – профиль низкой вязкости (кора – 10^{21} , верхняя мантия – 10^{19} , переходная зона – 10^{21} , нижняя мантия – 10^{22} , внутреннее ядро – 10^{14} Па × с). Для простоты, значение параметра ζ принято равным единице, а параметр α варьируется.

Наблюдаемое значение периода чандлеровского колебания Земли равно 430.4 дня (Chen и др., 2023). Здесь мы будем использовать значения периода в интервале $430.4 \pm 1\%$. Результаты вычисления периода чандлеровского колебания T_{CW} по уравнению (11) для двух значений постоянной прецессии (H_{\min} и H_{\max}), двух профилей вязкости (LVP и HVP) и набора значений параметра α приведены на рис. 1.

Для каждого значения α из интервала 0.07–0.13 получается некоторый диапазон модельных значений T_{CW} из-за неопределенности постоянной прецессии и профиля вязкости. Разброс модельных значений T_{CW} больше, чем

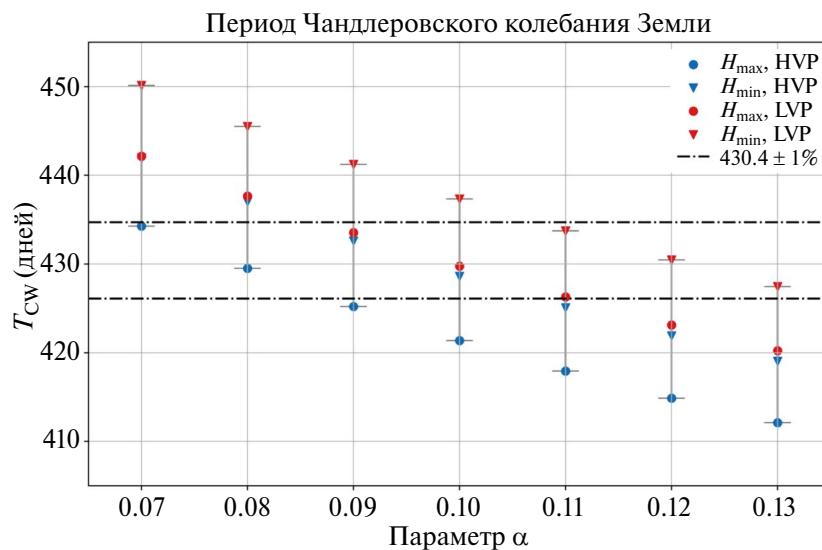


Рис. 1. Сравнение модельных значений периода чандлеровского колебания T_{CW} Земли с наблюдаемым значением из (Chen и др., 2023). Для каждого значения реологического параметра α период T_{CW} вычисляется для двух значений постоянной прецессии (H_{\min} и H_{\max}) и двух профилей вязкости (LVP и HVP). Модели с $\alpha = 0.09$ – 0.11 попадают в интервал наблюдаемых значений.

ширина используемого допустимого интервала $430.4 \pm 1\%$. Отметим, что модели с $\alpha = 0.09\text{--}0.11$ дают значения чандлеровского периода T_{CW} ближе всего к наблюдаемому значению из (Chen и др., 2023).

Профили вязкости LVP и HVP, построенные в (Amorim, Gudkova, 2024a), представляют нижнюю и верхнюю предельные оценки. Реальный профиль вязкости в недрах Земли, скорее всего, находится между LVP и HVP. Аналогичное рассуждение можно применить к постоянной прецессии H_{\min} и H_{\max} . Это означает, что погрешность в модельных значениях чандлеровского периода T_{CW} можно уменьшить, выбирая более реалистичные и современные оценки вязкости и постоянной прецессии H . В данной работе мы это не делаем по следующим двум причинам. 1). Цель данной работы — оценка чандлеровского периода T_{CW} Венеры. Изложенный выше метод расчета позволяет оценить T_{CW} Земли с хорошей точностью (2–3%), что достаточно для предварительных моделей Венеры. 2). Как мы увидим ниже, в случае Венеры вклад L_2 в уравнение (11) не превышает 0.5%, в то время как варьирование H в некотором диапазоне оценочных значений может увеличить или уменьшить T_{CW} на десятки процентов. Поэтому, любые изменения вязкости и значений реологических параметров несут незначительные изменения в период чандлеровского колебания T_{CW} Венеры.

На рис. 2 приводятся значения приливного числа Лява k_2 Земли, рассчитанные на периоде чандлеровского колебания T_{CW} для каждой из рассмотренных комбинаций профиля вязкости и значения H . В работе (Chen и др., 2023) число Лява k_2 получено на основе наблюдений чандлеровского колебания Земли: $k_2 = 0.35011\text{--}0.00226i$. Сравнение наших модельных значений с этой оценкой (в пределах $\pm 1\%$) позволяет заключить, что модели с $\alpha = 0.1\text{--}0.12$ могут объяснить наблюдаемое значение k_2 . Эта оценка α находится в соответствии с интервалом 0.1–0.2 (Молоденский, Жарков, 1982).

Число Лява k_2 само по себе не зависит явно от постоянной прецессии H , так как оно вычисляется для сферической модели планеты. Однако k_2 зависит от периода колебания, который, в свою очередь, зависит от H и от самого k_2 . Поэтому, при решении неявного уравнения (11) мы получаем значения k_2 , зависящие от значения постоянной прецессии. Для расчета приливного числа Лява k_2 Земли используется алгоритм, описанный в (Amorim, Gudkova, 2024a).

Мы проверили предлагаемый метод расчета периода чандлеровского периода T_{CW} в случае Земли и убедились в том, что он действительно верен (с точностью до 2–3%). Ниже этот подход будет использоваться для оценки чандлеровского периода T_{CW} Венеры.

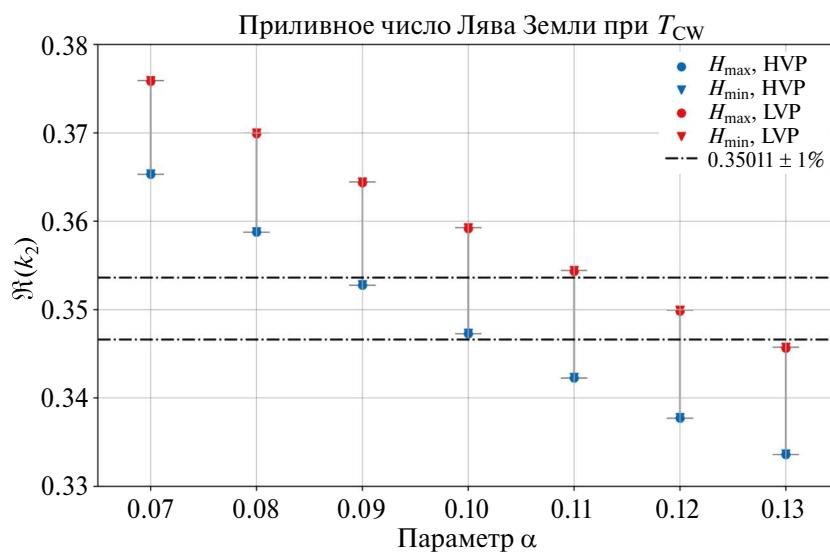


Рис. 2. Сравнение модельных значений числа Лява k_2 Земли с оценкой из (Chen и др., 2023). Число Лява k_2 вычисляется на периоде чандлеровского колебания T_{CW} для двух значений постоянной прецессии (H_{\min} и H_{\max}) и двух профилей вязкости (LVP и HVP) для каждого значения реологического параметра α . Модели с $\alpha = 0.1\text{--}0.12$ удовлетворяют величине k_2 из (Chen и др., 2023).

ПЕРИОД ЧАНДЛЕРОВСКОГО КОЛЕБАНИЯ ВЕНЕРЫ

В работе (Amorim, Gudkova, 2024b) исследовано внутреннее строение Венеры на основе наблюдавшихся значений момента инерции и приливного числа Лява k_2 (Konopliv, Yoder, 1996; Margot и др., 2021), и получено, что радиус ядра Венеры R_c с большей вероятностью находится в интервале 3288 ± 167 км. В связи с этим здесь мы вычисляем период чандлеровского колебания T_{CW} Венеры для моделей с радиусом ядра $R_c = 3100\text{--}3500$ км. Модели также отличаются по параметру B , который выражает отклонение плотности в венерианском ядре от плотности земного ядра. Как и в (Amorim, Gudkova, 2024b), параметр B варьируется в интервале 0.98–1.02. Для каждой комбинации значений R_c и B рассчитывается модельное значение среднего момента инерции I , но для расчета чандлеровского периода T_{CW} необходимо также знать постоянную прецессии.

Фигура Венеры значительно ближе к сфере по сравнению с фигуруй Земли. Экваториальный и полярный радиусы Венеры отличаются менее чем на 100 м (Жарков, Гудкова, 2019), в то время как на Земле они отличаются более чем на 20 км. Это означает, что разница $C - \bar{A}$, и, соответственно, постоянная прецессии Венеры будет намного меньше, чем для Земли.

Постоянная прецессии Венеры еще не изменена. Тем не менее существуют оценочные значения, полученные из разных соображений (Shen, Zhang, 1988; Cottereau, Souchay, 2009; Жарков, Гудкова, 2019). Все оценки лежат в интервале от 1.3×10^{-5} до 1.9×10^{-5} , что примерно в 200 раз меньше постоянной прецессии Земли. Из уравнения (3) видно, что это должно привести к заметному увеличению периода чандлеровского колебания. Кроме того, период вращения Венеры равен 243 дня, что также приводит к увеличению T_{CW} . Действительно, как мы увидим ниже, модельные оценки чандлеровского периода T_{CW} Венеры составляют десятки тысяч лет.

Отметим, что имеющиеся оценки постоянной прецессии Венеры отличаются более чем на 30%, в то время как для Земли H_{\min} и H_{\max} отличаются всего лишь на 1%. Ниже будет показано, что неопределенность постоянной прецессии Венеры является главным источником погрешности в оценках периода ее чандлеровского колебания T_{CW} .

Обратим внимание на следующую особенность, вековое число Лява K_0 пропорционально

квадрату периода вращения планеты и разнице $(C - \bar{A})$ (см. уравнение (4)). Величина $(C - \bar{A})$, в свою очередь, пропорциональна постоянной прецессии согласно уравнению (9). В итоге получаем

$$K_0 \sim t^2 \cdot H. \quad (12)$$

Масса, радиус и момент инерции Венеры и Земли отличаются всего на несколько процентов, но период вращения Венеры в 243 раза больше периода вращения Земли, а постоянная прецессии примерно в 200 раз меньше. Следовательно, вековое число Лява Венеры более чем в 200 раз превышает вековое число Лява Земли.

Величина L_2 (см. уравнение (6)) зависит от отношения числа Лява k_2 к вековому числу Лява K_0 . Число Лява k_2 Земли на периоде чандлеровского колебания Земли равно примерно 0.35, согласно результатам, представленным на рис. 2, и оценке из (Chen и др., 2023). Вековое число K_0 Земли находится в интервале от 0.945 до 0.955 (в зависимости от значения постоянной прецессии H). Следовательно, у Земли отношение k_2/K_0 чуть меньше 0.4, и величина L_2 дает поправку к T_{CW} порядка 60%.

Как будет показано ниже, значение приливного числа Лява k_2 Венеры на периоде чандлеровского колебания равно приблизительно 0.9. Вековое число Лява K_0 Венеры, в свою очередь, превышает 200 (из-за очень большого периода вращения планеты). Это означает, что разница между периодом чандлеровского колебания T_{CW} , определенным по формуле (5), и величиной T_1 составляет менее 0.5%. По этой причине любое варьирование вязкости и реологической модели приводит в итоге к незначительным изменениям значения T_{CW} . Поэтому расчет периода чандлеровского колебания Венеры проводится при фиксированном профиле вязкости и одном реологическом параметре α . Для всех моделей Венеры при расчете k_2 используется профиль низкой вязкости из (Amorim, Gudkova, 2024b) и реология Андраде с $\alpha = 0.1$ и $\zeta = 1$.

Полученные результаты определения T_{CW} Венеры приведены на рис. 3. Для каждого значения радиуса ядра варьируются значения постоянной прецессии и параметра B , и в результате получается некоторый интервал возможных значений T_{CW} . Прогностический период чандлеровского колебания T_{CW} Венеры составляет примерно 30–48 тыс. лет.

Варьирование постоянной прецессии H приводит к изменению T_{CW} на десятки процентов, а варьирование радиуса ядра R_c и параметра B – на несколько процентов. Варьирование вязкости и реологии приводит к пренебрежимо малому изменению величины T_{CW} , и при данной точности определения постоянной прецессии H не имеет смысла это учитывать.

На рис. 4 приведены модельные значения k_2 Венеры на периоде чандлеровского колебания T_{CW} . Для всех рассмотренных моделей значение k_2 лежит в интервале от 0.82 до 0.95. Вычисление k_2 выполнено по алгоритму, предложенному в (Amorim, Gudkova, 2024a; 2024b). Изменение вязкости могло бы привести к заметному изменению k_2 , но из-за большого значения K_0 Венеры

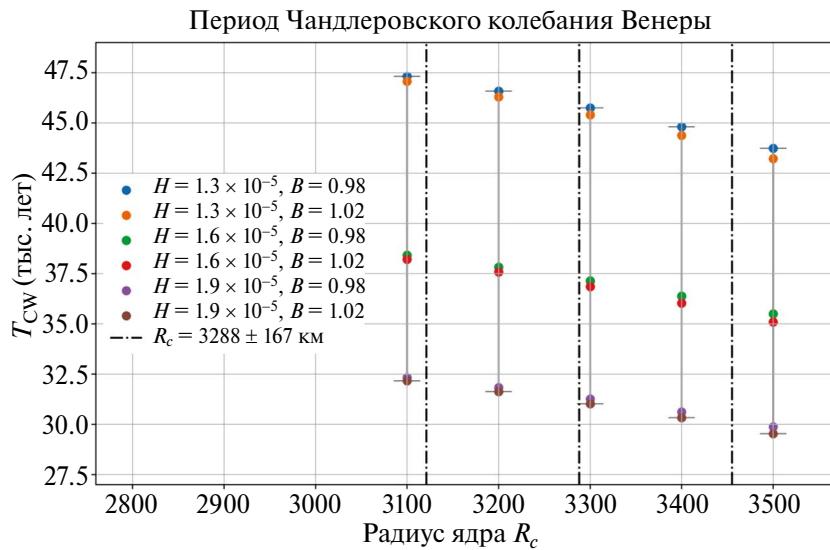


Рис. 3. Модельные значения периода чандлеровского колебания Венеры T_{CW} для разных комбинаций радиуса ядра R_c , постоянной прецессии H и параметра B . Значения T_{CW} лежат в интервале от 30 до 48 тыс. лет. Основная часть погрешности вызвана неопределенностью постоянной прецессии Венеры. Штриховые линии выделяют интервал наиболее вероятных моделей внутреннего строения Венеры согласно (Amorim, Gudkova, 2024b).

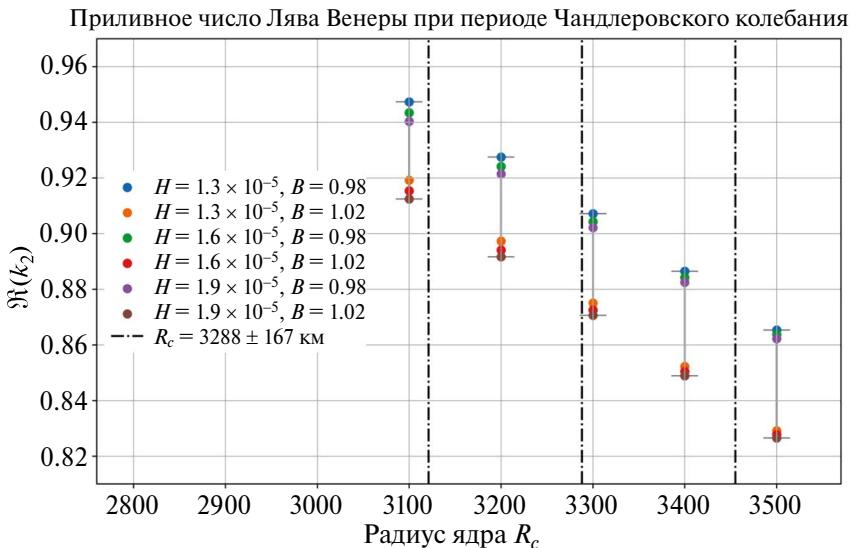


Рис. 4. Модельные значения приливного числа Лява k_2 Венеры на периоде чандлеровского колебания T_{CW} . Штриховые линии выделяют интервал наиболее вероятных моделей Венеры согласно (Amorim, Gudkova, 2024b).

это практически не сказалось бы на периоде чандлеровского колебания T_{CW} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена схема расчета периода чандлеровского колебания на основе работы (Zharkov, Molodensky, 1996). На первом шаге выполнено тестирование метода на Земле: для двух значений постоянной прецессии, двух профилей вязкости и набора значений реологического параметра α рассчитан чандлеровский период T_{CW} Земли. Сравнение полученных модельных значений с наблюдаемым значением T_{CW} из (Chen и др., 2023) позволило подтвердить, что метод верен, и определить наиболее подходящие значения параметра Андраде α .

Для расчета T_{CW} Венеры были использованы модели внутреннего строения из (Amorim, Gudkova, 2024b). Прогностическое значение периода чандлеровского колебания Венеры находится в интервале от 30 до 48 тыс. лет. Огромная погрешность, в первую очередь, связана с большим разбросом теоретических оценок постоянной прецессии Венеры.

В планы миссий VERITAS (Cascolli и др., 2021) и EnVision (Rosenblatt и др., 2021) входит более точное измерение значения k_2 и момента инерции Венеры. Это позволит лучше определить внутреннее строение планеты, как обсуждается в (Amorim, Gudkova, 2024b).

Период чандлеровского колебания был недавно измерен для Марса (Konopliv и др., 2020). Если миссии VERITAS и EnVision смогут измерить периода чандлеровского колебания Венеры, то значение T_{CW} даст дополнительное ограничение на модели внутреннего строения, которые, в свою очередь, помогут лучше определить внутреннюю структуру Венеры, более подробно исследовать ее эволюцию и понять, почему пути развития Земли и Венеры настолько разошлись.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования ИФЗ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.)
2. Молоденский С.М., Жарков В.Н. О чандлеровском колебании и частотной зависимости Q_μ мантии Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. Т. 4. С. 3–16.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1988. 216 с.
4. Amorim D.O., Gudkova T.B. Внутреннее строение Венеры на основе модели PREM // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 5. С. 403–414. (Amorim D.O., Gudkova T.V. Internal structure of Venus based on the PREM model // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 5. P. 414–425.)
5. Amorim D.O., Gudkova T.V. Constraining Earth's mantle rheology with Love and Shida numbers at the M2 tidal frequency // Phys. Earth and Planet. Interiors. 2024a. V. 347. Id. 107144.
6. Amorim D.O., Gudkova T.V. Earth-like models of the interior structure of Venus // Sol. Syst. Res. 2024b. V. 58. № 6.
7. Cascioli G., Hensley S., De Marchi F., Breuer D., Durante D., Racioppa P., Iess L., Mazarico E., Smrekar S.E. The determination of the rotational state and interior structure of Venus with VERITAS // The Planet. Sci. J. 2021. V. 2. P. 220–231.
8. Chen W., Chen Y., Ray J., Luo J., Cheng Li J. Free decay and excitation of the Chandler wobble: Self-consistent estimates of the period and quality factor // J. Geodesy. 2023. V. 97. Id. 36.
9. Cottreau L., Souchay J. Rotation of rigid Venus: a complete precession-nutation model // Astron. and Astrophys. 2009. V. 507. P. 1635–1648.
10. Dziewonski A.M., Anderson D.L. Preliminary reference Earth model // Phys. Earth and Planet. Interiors. 1981. V. 25 (4). P. 297–356.
11. James P.B., Zuber M.T., Phillips R.J. Crustal thickness and support of topography on Venus // J. Geophys. Res.: Planets. 2013. V. 118. P. 859–875.
12. Jiménez-Díaz A., Ruiz J., Kirby J.F., Romeo I., Tejero R., Capote R. Lithopsheric structure of Venus from gravity and topography // Icarus. 2015. V. 260. P. 215–231.
13. Konopliv A.S., Yoder C.F. Venusian k_2 tidal Love number from Magellan and PRO tracking data // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23 (14). P. 1857–1860.
14. Konopliv A.S., Park R.S., Rivoldini A., Baland R.M., Le Maistre S., Van Hoolst T., Yseboodt M., Dehant V. Detection of the Chandler wobble of Mars from orbiting spacecraft // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. Id. e2020GL090568.
15. Liu C., Huang C., Zhang M. The principal moments of inertia calculated with the hydrostatic equilibrium figure of the Earth // Geodesy and Geodyn. 2017. V. 8. P. 201–205.

16. *Margot J.-L., Campbell D.B., Giorgini J.D., Jao J.S., Snedeker L.G., Ghigo F.D., Bonsall A.* Spin state and moment of inertia of Venus // *Nature Astron.* 2021. V. 5 (7). P. 676–683.
17. *Molodensky M.S.* The theory of nutation and diurnal Earth tides // *Comm. Obs. Roy. Belgique.* 1961. V. 188. S. *Geophys.* № 58. P. 25–56.
18. *Rosenblatt P., Dumoulin C., Marty J.-C., Genova A.* Determination of Venus' interior structure with EnVision // *Remote Sens.* 2021. V. 13. Id. 1624.
19. *Saliby C., Fienga A., Briaud A., Memin A., Herrera C.* Viscosity contrasts in the Venus mantle from tidal deformations // *Planet. and Space Sci.* 2023. V. 231. Id. 105677.
20. *Shen M., Zhang C.Z.* The dynamical flattenings of Mercury and Venus // *Earth, Moon, and Planets.* 1988. V. 41. P. 289–294.
21. *Smrekar S.E., Davaille A., Sotin C.* Venus interior structure and dynamics // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. P. 1–34.
22. *Virtanen P., Gommers R., Oliphant T.E., Haberland M., Reddy T., Cournapeau D., Burovski E., Peterson P., Weckesser W., Bright J., and 24 co-authors, and SciPy 1.0 contributors.* SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python // *Nature methods.* 2020. V. 17. P. 261–272.
23. *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.
24. *Zharkov V.N., Molodensky S.M.* On the Chandler wobble of Mars // *Planet. and Space Sci.* 1996. V. 44. P. 1457–1462.

УДК 523.68-36

ОСОБЕННОСТИ ДЕГАЗАЦИИ ОСНОВНЫХ СИЛИКАТНЫХ МИНЕРАЛОВ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 200°–1000°C

© 2024 г. С. А. Воропаев^{а,*}, Н. В. Душенко^а, А. П. Кривенко^а,
В. С. Федулов^а, Е. В. Жаркова^а, В. Г. Сенин^а

^аИнститут геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия
e-mail: *voropaev@geokhi.ru

Поступила в редакцию 26.03.2024 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята к публикации 25.05.2024 г.

Изучена дегазация основных силикатных минералов (оливины, пироксены, плагиоклазы), слагающих мантийные породы, близкие по химическому составу лунным морским базальтам. Использована специально сконструированная для этих задач установка, ранее применявшаяся при исследовании дегазации хондритов. Представлены результаты экспериментальных исследований по ступенчатому нагреву (без накопления) с определением состава выделяемых газов методами газовой хроматографии в интервале температур от 200°C до 1000°C. Проведено сравнение состава выделяемых газов с фугитивностью кислорода в оливинах. Получены КР- и ИК-спектры как исходных минералов, так и минералов после изотермического отжига при различных температурах. На их основе прослежен ход теплового преобразования кристаллической структуры минералов и получены оценки их устойчивости. Проведено сравнение составов силикатных минералов с образцами лунного грунта, доставленного космической миссией КНР Chang'E-5.

Ключевые слова: базальты, дегазация, силикаты, Луна, фугитивность кислорода, оливины, вода

DOI: 10.31857/S0320930X24060068, EDN: NHMYDJ

ВВЕДЕНИЕ

Представители группы силикатов являются важными породообразующими минералами для поверхности планет земной группы и астероидов. Оливины, пироксены и плагиоклазы являются индикаторами содержания Si, Fe, Mg, Al в окружающей среде, они кристаллизуются при высоких температурах и, как правило, трансформируются при изменении внешних условий и воздействии газов (химическое и физическое выветривание). В силу этого, их идентификация и характеристика свойств представляют значительный интерес для широкого круга исследователей – планетологов и астрономов. В этих целях спектроскопия широко используется при дистанционном зондировании и астрономических наблюдениях внеземных объектов. Спектроскопические методы

исследования силикатов обычно используют длины волн видимого и ИК-спектра, на которых породы обладают диагностическими признаками. В частности, оливины были обнаружены и исследованы на поверхностях Меркурия, Луны, Марса и ряда астероидов на основе анализа тепловых ИК-спектров (Hamilton, 2010).

Минералогическое и геохимическое состояние мантии Земли и планет земной группы в последнее время вновь оказалось в центре внимания исследователей. Это связано как с потоком новых данных о минеральном составе лунной поверхности, исследованной в китайских миссиях Chang'E (Gou Sheng и др., 2020), так и с планируемыми в ближайшее время исследованиями Венеры и Меркурия (Reitze и др., 2021). Знание химического состава пород и основных породообразующих минералов позволяет выяснить термодинамические условия их формирования

и детали кристаллизации. При этом оценить состав и масштабы ранней дегазации мантий представляется трудной задачей в силу значительной последующей трансформации первичных атмосфер. Например, на Земле, по косвенным геохимическим данным, атмосфера первые 2 млрд. лет была восстановительной и только после появления в океане фотосинтезирующих цианобактерий (~2.5 млрд лет назад) она сменилась на окислительную (Галимов, Рыженко, 2008).

Химический состав продуктов дегазации верхних слоев мантии любой планеты земной группы находился в зависимости от эволюции ее окислительно-восстановительного режима, в силу значительной зависимости пропорции окисленных и восстановленных форм соединений углерода, водорода и кислорода (CO , CO_2 , CH_4 , H_2O , H_2) от значений летучести (фугитивности) кислорода – $f\text{O}_2$ (Holloway, Jakobsson, 1986). При этом начальный состав по углероду формировался в ходе аккреции планетезималей и углистых хондритов для каждой планеты индивидуально и определялся особенностями миграции вещества в ранней Солнечной системе (Маров, Ипатов, 2023). От величины фугитивности кислорода зависел также один из главных механизмов химической дифференциации планетной мантии – плавление. Наряду с давлением и температурой окислительно-восстановительный режим влиял на возникновение и протекание плавления через влияние химического потенциала кислорода на состав летучих компонентов, фазовое состояние глубинного вещества, содержание в системе воды и элементов в различной степени окисления (Wyllie, 1978).

Многочисленные экспериментальные исследования растворимости воды и CO_2 в магме показали ее сложный, отчасти взаимоисключающий, характер. Это связано с тем, что гидроксильные группы $[\text{OH}]^-$ и ионы $[\text{CO}_3]^{2-}$ по-разному взаимодействуют с цепочками $[\text{SiO}_4]^{4-}$ тетраэдров в силикатном расплаве. Если гидроксильные группы атакуют связывающий цепочки атом кислорода, способствуя деполимеризации магмы, то карбонил-ионы, наоборот, участвуют в формировании дополнительных связей и, тем самым, повышают вязкость расплава. В итоге, суммарное содержание воды и CO_2 в магме определяется не только условиями $P-T$, но и ее химическим составом – насыщенностью кремнеземом и пропорциями других породообразующих оксидов (Кадик, Луканин, 1986).

Таким образом, оценка величин летучести кислорода ($f\text{O}_2$), свойственных глубинным окислительно-восстановительным реакциям, представляет собой важную задачу, решение которой для Земли осуществляется либо с помощью термодинамического анализа минеральных равновесий ультраосновных ксенолитов верхней мантии (Рябчиков, 1975), либо путем непосредственного экспериментального определения $f\text{O}_2$ минералов глубинного происхождения с использованием твердофазовых электролитических ячеек (Sato, 1978). Оба способа оценок летучести кислорода сталкиваются с трудностями, которые, с одной стороны, определяются неточностью данных по термодинамическим свойствам минеральных фаз при высоких давлениях и неопределенностью моделей твердых растворов, а с другой стороны, – со степенью сохранности минеральных равновесий при выносе ксенолитов верхней мантии к поверхности Земли.

В данной работе мы сопоставили данные измерений собственной летучести кислорода минералов с помощью высокотемпературной электрохимической ячейки и состав газов, выделяющихся из них при нагреве. Их пропорции и содержание, по нашим результатам, отражают глубинные реакции взаимодействия флюид-расплава и, тем самым, фугитивность кислорода в них участвующего. Основным объектом исследований явились основные силикатные минералы базальтов океанической континентальной области из зоны субдукции на Камчатке (авачиты), химический состав которых близок к примитивному составу верхней мантии Земли и лунным морским базальтам. Также были использованы отдельные образцы пироксенов и шпинели для независимой оценки окислительно-восстановительных условий с помощью известных окси- и геобарометров. Проведено сравнение с результатами измерений воды и состава силикатных минералов лунного грунта, доставленного китайской миссией Chang'E-5, и указано на следствия в отличии $f\text{O}_2$.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для определения собственной летучести кислорода минералов глубинного происхождения использовалась высокотемпературная установка с двумя твердыми электролитами (на основе окиси циркония, стабилизированной окисью иттрия), созданная в ГЕОХИ РАН Жарковой Е.В. под руководством Кадика А.А. и Луканина О.А. (Кадик и др., 1988). Эта установка

имеет возможность не только оценить поведение летучести кислорода в различном интервале температур, но и по калибровочной величине ЭДС также достаточно точно прямо измерить ее абсолютную величину (см. описание рис. 1). Предварительный химический анализ минералов был проведен на электронном микрозонде Cameca SX100. Использовались ток величиной 10 мА и напряжение 15 кэВ.

При дегазации силикатных минералов мы использовали как изотермический отжиг на-весок перемолотого вещества (при температурах 200°C, 500°C и 800°C), так и ступенчатый нагрев при температурах от 50°C до 800°C без накопления газов. Предыдущие исследования (Bowey и др., 2001) показали влияние нагрева на характеристики ИК-спектров оливинов и пироксенов в области 15–85 мкм (666–117 см⁻¹), и мы хотели бы проверить этот эффект в расширенном

спектральном интервале. В случае изотермического нагрева пробы вещества дополнительно прокаливалась длительное время (до двух часов) при температуре 100°C с продувкой гелием и контролем состава отходящих газов на газовом хроматографе – до исчезновения примесей земного воздуха. Впервые такой метод был нами успешно опробован для исследования дегазации метеоритов Челябинск (LL5), Aba Panu (L3) и других обыкновенных хондритов типов LL, L и H, соответственно (Воропаев и др., 2023а). В случае ступенчатого нагрева измельченная пробы использовалась непосредственно, без дополнительной начальной продувки. Максимальная температура нагрева в обоих случаях была 1000°C, так как при более высоких температурах азот начинает реагировать с водородом и происходит спекание частиц, что затрудняет интерпретацию результатов измерений.

Для изучения дегазации силикатных минералов был использован специальный прибор, внешний вид и схема устройства представлены в предыдущих работах (Воропаев и др., 2023б). Прибор создан для прокаливания небольшого объема вещества в реакторе из цельного кварцевого стекла в инертной атмосфере гелия, который также используется в газовом хроматографе. Закрытая система продувается гелием до исчезновения следов атмосферных газов, что проверялось периодическим отбором газов через шприц с помощью хроматографа и занимало около двух часов. Скорость нагрева регулировалась с помощью блока управления и составляла $4.5^{\circ}\text{C}/\text{с}$. Температура внутри системы определялась термопарой из устойчивого к окислению при высоких температурах сплава Nicrobell D, находящейся в непосредственной близости рядом с кварцевой лодочкой. Благодаря высокой скорости нагрева система доводилась до требуемой температуры не более чем за 3 мин.

Анализ состава летучих компонентов происходил на газовом хроматографе Кристал-Люкс 4000М, который позволяет определять содержание веществ с точностью до миллионных долей (ppm) при установленной градуировке прибора. Использовались: капиллярная колонка HP-PLOT/Q 30 м × 0.537 мм × 40.0 мкм (ПФД, ДТП-2); колонка СаА, молекулярные сита 2 м × 3 мм × (0.25–0.177) мм (ДТП-1); газ-носитель – гелий; давление на входе в колонку 1 атм., сброс – 5 мл/мин., поддув в детекторы – 20 мл/мин., температура испарителя – 110°C; температура детекторов – 210°C. Программируемый режим работы обеспечивал прогрев колонки при 40°C в течение

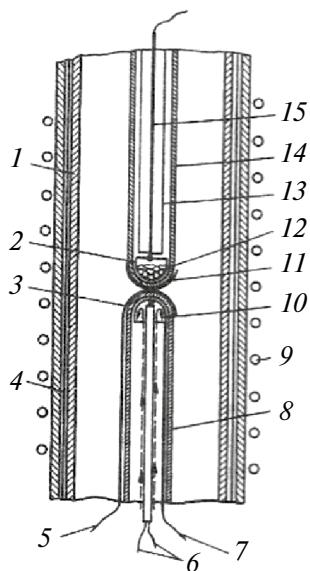


Рис. 1. Высокотемпературная установка для определения собственной летучести кислорода минералов глубинного происхождения: 1 – кварцевая трубка, 2 – наружная платиновая чашечка на верхнем электролите, 3 – наружная платиновая чашечка на нижнем электролите, 4 – платиновый экран, 5 – платиновый токовод, общий для верхнего и нижнего электролитов, 6 – термопара, 7 – внутренний платиновый токовод для нижнего электролита, 8 – нижний электролит, 9 – нагреватель печи, 10 – циркулирующий воздух в нижней ячейке, 11 – внутренняя платиновая чашечка-контакт для нижнего электролита, 12 – платиновая чашечка с образцом, 13 – трубка Викора, 14 – верхний электролит, 15 – внутренний платиновый токовод верхней ячейки.

6 мин., с последующим нагревом со скоростью 30°C/мин. до нужной температуры. В обоих вариантах измерений колонки находились в термостате при температуре 200°C. Объем каждой пробы составлял примерно 500 мкл. В работе использовались три различных детектора на основные газы – ПФД (H₂S), ДТП-1 (H₂, N₂, CH₄, CO) и ДТП-2 (CO₂, H₂O). Анализ содержания SO₂, благородных газов и сложных углеводородов требует дополнительной насадочной колонки и будет выполнен в последующих работах. Для устранения возможных искажений откладываемой серой используемые колонки предварительно прокаливались в муфельной печи.

Для изучения поведения примесей в структуре минералов нами был использован инфракрасный Фурье-спектрометр ФТ-801 с ИК-микроскопом МИКРАН-2 (НПО Симекс, Новосибирск). Интересной особенностью данного прибора является собственно ИК-микроскоп, который позволяет получать спектры поглощения с участка объекта исследования площадью не более 300 мкм, тем самым позволяя определять различный состав включений в матрице образца. Детали конструкции прибора приведены в нашей предыдущей работе (Воропаев и др., 2023б). Используемый инфракрасный Фурье-спектрометр ФТ-801 укомплектован приставкой НПВО (нарушенного полного внутреннего отражения), изготовленной из монокристалла селенида цинка (ZnSe CVD). Приставка предназначена для измерения методом нарушенного полного внутреннего отражения с одновременной визуализацией микрообъекта на встроенных и внешнем мониторах, а также методом зеркально-диффузного отражения с углом падения 45° при верхнем расположении образца. Высокое качество и повторяемость результатов достигаются благодаря отсутствию влияния толщины слоя вещества на форму спектра и интенсивность полос поглощения. Излучение при отражении от кристалла НПВО проникает в поверхностный слой образца на глубину около 10 мкм, не изменяя его исходные физико-химические свойства. Это особенно важно для исследований внеземного вещества метеоритов редких типов или лунного грунта. Также, мы использовали приставку зеркального отражения (ПРИЗ), когда падающий луч проходит два раза через минерал, отражаясь от зеркальной подложки. Такой вариант получения ИК-спектров поглощения применим для достаточно крупных минералов, с размером, существенно большим длины волны излучения (>10 мкм).

Ценная информация о кристаллической структуре минералов может быть получена с помощью анализа их спектров комбинационного рассеяния (КР-спектры). Эффект неупругого рассеяния внешней электромагнитной волны за счет набора гармоник собственных колебаний решетки был открыт Raman в 1928 г. (Рамановский сдвиг) и широко используется при изучении минерального состава хондриотов (Воропаев и др., 2013; Voropaev и др., 2022). КР-спектры минералов были получены в диапазоне 120–3500 1/см с помощью конфокального Рамановского спектрометра Renishaw InVia Reflex, оснащенного твердотельным лазером с диодной накачкой с длиной волны 532 нм. Эталонная кремниевая пластина (520.7 ± 0.5 1/см) использовалась для калибровки прибора перед каждой серией измерений. Спектрометр оснащен микроскопом Leica DM2700 исследовательского класса с объективами 5×, 20×, 50×, 100×. Спектральное и пространственное разрешение составляли 1 1/см и 2 мкм, соответственно. Матрица детектора Renishaw Centrus 2945K7 (1040 × 256 пикселей) охлаждалась до –70°C с помощью модуля Пельтье.

Чтобы избежать нагрева, разрушения и даже сжигания вещества во время получения КР-спектров, мы использовали 5% от общей мощности лазера (~1 мВт, что соответствует плотности мощности лазера в ~0.625 мВт/мкм²). Такая величина лазерного воздействия на образец недостаточна, чтобы вызвать какие-либо термические изменения или повреждение образца. Время воздействия лазера составляло от 1 до 10 с, размер лазерного пятна около 2 мкм. В оптической части спектрометра использовалась дифракционная решетка 1200 линий/мм. Встроенное программное обеспечение Wire Рамановского спектрометра Renishaw (версия Wire 5.2) использовалось для постобработки данных и оценки ширины на половине максимума (FWHM) для гармоник первого порядка.

РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И СОСТАВ МИНЕРАЛОВ

Петрология коренной магматической породы вулкана Авача (Камчатка), была детально разобрана в работе (Портнягин и др., 2005). Приведены доказательства эфузивной природы авачитов и их образования при кристаллизации оливина (Fo_{91–80}), клинопироксена (Mg# = Mg/(Mg+Fe) = 92.5–73 мол. %) и хромистой шпинели (Mg# = Mg/(Mg+Fe) =

18–59 мол. %, Cr# = Cr/(Cr+Al) = 0.82–0.55) из родоначального базальтового ($\text{SiO}_2 < 52$ мас. %, $\text{MgO} \sim 13$ мас. %) расплава. Общий высокомагнезиальный состав пород ($\text{MgO} = 14$ –20 мас. %) объяснялся кумуляцией вкрапленников оливина и пироксена в дифференцированном базальтовом расплаве ($\text{MgO} \sim 5$ мас. %), составлявшем основную массу авачитов. Типичный химический состав основных породообразующих минералов приведен в табл. 1. Также, найдены редкие кристаллы ортопироксена вне вкрапленников оливинов и клинопироксенов, имевшие низкомагнезиальный и низкоглиноземистый состав ($\text{Mg\#} = \text{Mg}/(\text{Mg}+\text{Fe}) = 74.3$ –65.3 мол. %, $\text{Al}_2\text{O}_3 = 0.8$ –1 мас. %,).

КР-спектры оливина легко распознать по характерному дублету пиков около 820 и 850 cm^{-1} , соответственно. На положение этих пиков оказывает значительное влияние содержание железа в составе минерала, и существуют соответственные калибровки по Fo# или Mg# (Kuebler и др.,

2006). Существует расширенная классификация пиков комбинационного рассеяния оливина на три различные группы (Chopelas, 1991). Группа 1 (GP1: 700–1100 cm^{-1}) соответствует колебательным модам внутреннего растяжения кремниевых тетраэдров $[\text{SiO}_4]^{4-}$, характеризующимся сильным двойным пиком при $\text{P1} (\sim 820 \text{ cm}^{-1})$ и $\text{P2} (\sim 850 \text{ cm}^{-1})$, относительная интенсивность которых варьируется в зависимости от ориентации кристалла. Группа 2 (GP2: 400–700 cm^{-1}) связана с режимами внутренних изгибных колебаний кремниевых тетраэдров $[\text{SiO}_4]^{4-}$, в то время как группа 3 (GP3: <400 cm^{-1}) относится к режимам решетки, включая как вращательные, так и поступательные перемещения групп $[\text{SiO}_4]^{4-}$, а также поступательные движения катионов (Mg^{2+} , Fe^{2+}), занимающих позиции M1 и M2 в кристаллической решетке.

Первые спектры комбинационного рассеяния пироксенов были получены для лунных образцов, доставленных миссиями Apollo 11–15

Таблица 1. Типичный химический состав минералов авачитов (весовые %)

Оксиды	Оlivин (Mg,Fe) ₂ [SiO ₄]	Клинопироксен Ca(Mg,Fe)[Si ₂ O ₆]	Ортопироксен (Mg,Fe) ₂ [Si ₂ O ₆]	Шпинель (Mg,Fe)(Cr,Al) ₂ O ₄
SiO ₂	40.04	53.71	52.79	0.06
TiO ₂	0	0.09	0.47	0.48
Al ₂ O ₃	0	1.16	0.84	8.94
FeO	15.74	3.41	19.17	17.9
Fe ₂ O ₃	–	–	–	10.1*
MnO	0.19	0.11	0.49	0.45
MgO	43.06	17.47	24.18	9.59
CaO	0.18	22.79	1.89	–
Na ₂ O	0.01	0.26	0.03	0
K ₂ O	0.01	0	0.01	0
NiO	0.14	–	–	0.05
Cr ₂ O ₃	0.02	0.77	0.05	52.67
Всего	99.24	99.77	99.92	100.24
X_{Mg} , мол. %	82.8	48.8	66.1	–
X_{Fe} , мол. %	17	5.3	29.4	–
X_{Ca} , мол. %	0.2	45.7	3.7	–
X_{Mn} , мол. %	0.2	0.2	0.7	–

Примечание: *FeO/Fe₂O₃ рассчитаны из общего измеренного содержания FeO по стехиометрии шпинели; $X_{\text{Me}} = \text{Me}/(\text{Mg}+\text{Fe}+\text{Ca}+\text{Mn})$ (атомные %)

(Perry и др., 1972). Впоследствии, спектральные характеристики комбинационного рассеяния минералов группы пироксенов были предметом дополнительных исследований (Huang и др., 2000). В итоге, рамановский спектр пироксенов поделен на пять специфических областей (Wang и др., 2001):

R1, интервал $1100\text{--}800\text{ cm}^{-1}$, содержащий значительный асимметричный пик возле 1000 cm^{-1} , с несколькими слабыми боковыми пиками. Эта линия соответствует симметричной растягивающей моде колебаний $\text{Si}-\text{O}_{\text{nb}}$ (O_{nb} отмечает не связывающий атом кислорода) в $[\text{SiO}_4]^{4-}$ цепочках.

R2, интервал $800\text{--}600\text{ cm}^{-1}$, содержащий либо сильный двойной пик либо асимметричный пик возле 670 cm^{-1} , отвечающий симметричному растяжению связи $\text{Si}-\text{O}_\text{b}-\text{Si}$ (O_b отмечает связывающий атом кислорода) цепочек.

R3, интервал $450\text{--}300\text{ cm}^{-1}$, содержащий группу сильных, частично перекрывающихся пиков, отвечающих трансляционным колебаниям катионов в M-позициях.

R4, интервал $600\text{--}450\text{ cm}^{-1}$, содержащий группу пиков умеренной интенсивности.

R5, меньше 300 cm^{-1} , может содержать несколько пиков умеренной интенсивности, их появление незакономерно и зависит от содержания примесных атомов.

В пироксенах катионы малого размера, такие как Mg и Fe, обычно занимают положение M1 (расположенное между O^- и O^0), образуя шестигранный октаэдр и создавая цепочку сложенных октаэдров вдоль оси C. В ортопироксене позиции M2 (между O^0 и O^0) занята Mg и Fe, в то время как в клинопироксене там находятся Ca и Na, причем все они демонстрируют

октаэдрическую координацию. Увеличение содержания Fe в ортопироксене приводит к соответствующему увеличению среднего межатомного расстояния связи O-M1. Эта тенденция аналогичным образом наблюдается для позиции M2. В результате доминирующие моды колебаний в ортопироксене демонстрируют уменьшение волнового числа с увеличением содержания Fe. Однако в клинопироксенах замена Fe на Mg не приводит к существенному искажению октаэдрической структуры, и, следовательно, нет существенного изменения частоты комбинационного рассеяния как у ортопироксенов.

Рамановская спектроскопия в целом подтвердила, что авачиты, как ультраосновная и частично раскристаллизованная магматическая порода, состоят в основном из высоко-магнезиального оливинов, $(\text{Mg},\text{Fe})_2[\text{SiO}_4]$, и высококальциевого клинопироксена с примесью хрома (хром-диопсид), $\text{CaMg}(\text{Si}_2\text{O}_6)$, см. рис. 2.

Оба минерала являются высокотемпературными представителями серии твердых расплавов магнезиально-железистых силикатов различных структурных типов. Например, форстерит и фаялит являются конечными членами ряда оливинов Mg_2SiO_4 – Fe_2SiO_4 , а диопсид и геденбергит являются конечными членами ряда Ca-клинопироксенов $\text{MgCaSi}_2\text{O}_6$ – $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$. За счет добавочных связей между цепочками силикатных тетраэдров кристаллическая решетка пироксенов более устойчива, чем у оливинов. Так, при нагреве оливинов, начиная с 600°C наблюдается выделение гематита (Fe_2O_3), в то время как КР-спектры хром-диопсида показывают только небольшое смещение линий (см. рис. 3).

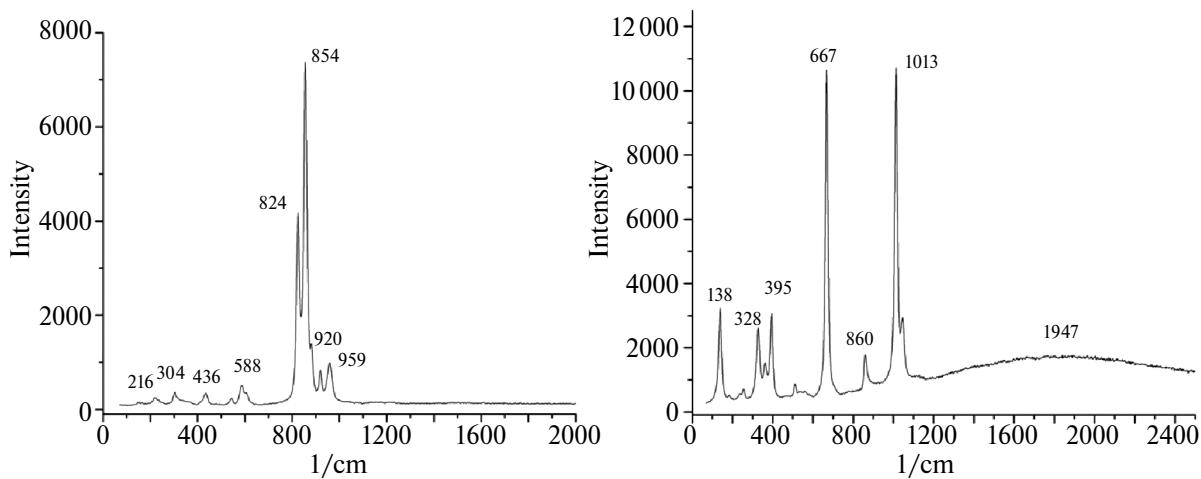


Рис. 2. КР-спектры основных силикатов (авачиты) до нагрева: оливин (слева), клинопироксен (справа).

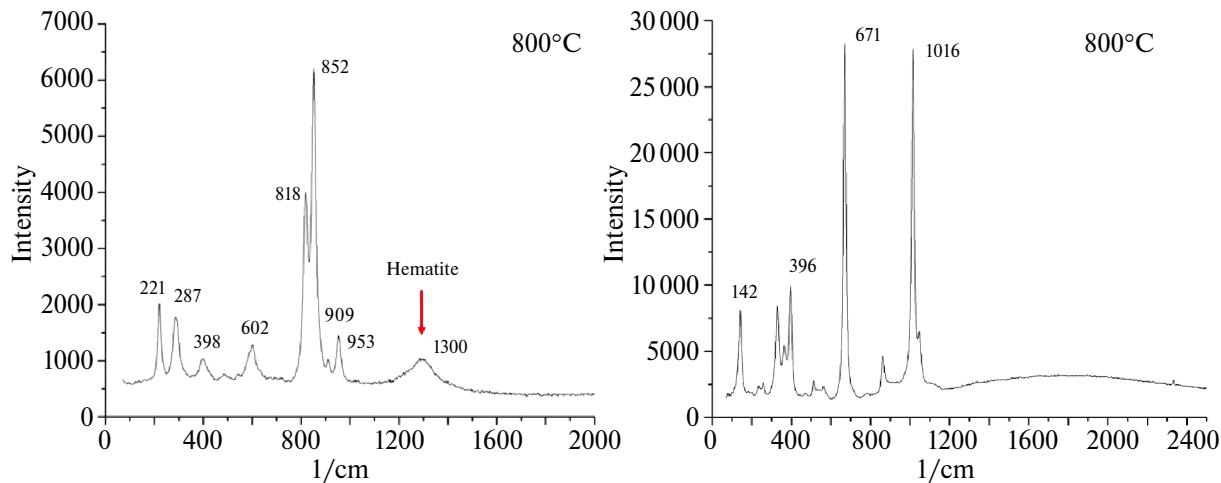


Рис. 3. КР-спектры основных силикатов (авачиты) после нагрева до 800°C: оливин (слева), клинопироксен (справа).

Мелкозернистая основная масса (матрица) авачитов состоит из смеси плагиоклазов (~55 об. %, An_{68-73}), клинопироксенов (~25 об. %, $\#Mg = 70-73$ мол. %), титаномагнетита (~5 об. %), ильменита (<1 об. %) и кислого вулканического стекла (~15 об. %). Высокое содержание стекла в матрице свидетельствует о быстром затвердевании магмы и, следовательно, об эфузивной природе авачитов. Состав основных минералов матрицы приведен в табл. 2.

Нагрев матрицы до 1000°C привел к существенному изменению КР-спектров (см. рис. 4), вызванному появлению линий от плагиоклазов и клинопироксенов. (Freeman и др., 2008).

СОСТАВ И ДИНАМИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ГАЗОВ

При дегазации основные минералы и матрица авачитов подвергались ступенчатому нагреву от 200°C до 1000°C, с шагом в 100°C. Использовался раздробленный (зерна 2–3 мм, в керамической ступке) и перетертый на шаровой мельнице (зерна ~100 мкм) порошок. Отбор газов для анализа начинался после двух часов отжига при температуре 100°C до исчезновения примесей сорбированных атмосферных газов, что контролировалось на газовом хроматографе. На каждом этапе нагрева коэффициент диффузии

Таблица 2. Типичный химический состав минералов матрицы авачитов (весовые %)

Оксиды	Плагиоклаз ($\text{Na}, \text{Ca}\text{Al}_x[\text{Si}_2\text{O}_8]$)	Ти-магнетит ($\text{Fe}, \text{Mg}_2\text{TiO}_4$)	Ильменит FeTiO_3	Si-стекло SiO_2
SiO_2	54	0.07	0.09	93.69
TiO_2	0.08	4.75	43.76	0.12
Al_2O_3	27.94	0.96	0.2	0.76
FeO	1.3	88.25	48.01	0.08
MnO	0.03	0.26	0.68	0.03
MgO	0.07	0.6	2.48	0.01
CaO	11.59	0.11	0.21	0.02
Na_2O	5.18	0.03	0.09	0.22
K_2O	0.29	0.01	0.02	0.27
Cr_2O_3	0.01	0.22	0.13	0
Всего	100.48	95.28	95.67	95.21

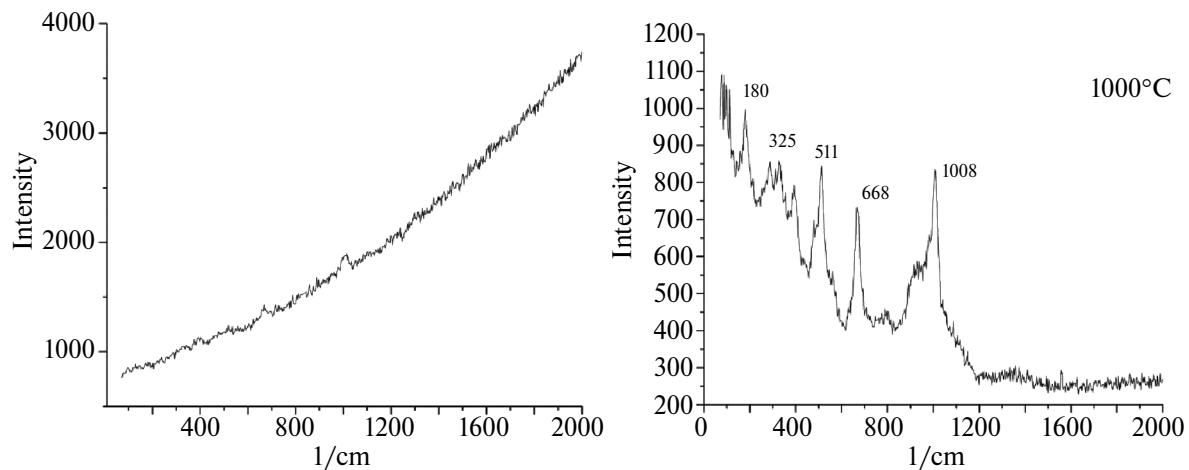


Рис. 4. КР-спектр матрицы (авачиты): до нагрева (слева), после нагрева до 1000°C (справа).

газов из минералов, $D(T)$, является постоянной величиной, что упрощает анализ результатов. Настройка и калибровка прибора позволяют определять содержание веществ с точностью до миллионных долей (ppm) с показателем точности (границы, в которых находится погрешность результатов измерений, полученных по методике измерений) $\pm \delta = 1\%$. После анализа, перед каждым подъемом температуры, реактор продувался гелием, чтобы избежать эффекта накопления газов и химического преобразования минералов.

В табл. 3, приведено удельное содержание (мкг/г) основных выделяемых газов при изотермической выдержке после 15 мин. из оливинов. В интервале температур 600°–800°C начинается заметное увеличение выделения воды, что, видимо, связано со структурной перестройкой кристаллической решетки минерала.

Матрица авачитов по сравнению с оливинами существенно обезвожена, но содержит

больше азота и углекислого газа. В табл. 4 приведено удельное содержание (мкг/г) основных выделяемых газов при изотермической выдержке после 15 мин. из матрицы породы.

Зерна диопсида по сравнению с матрицей содержат еще меньше воды, но больше газов. В табл. 5 приведено удельное содержание (мкг/г) основных выделяемых газов при изотермической выдержке после 30 мин. из клинопироксенов.

Ступенчатый нагрев позволяет лучше оценить динамику выделения отдельных газов, особенно слабо взаимодействующих между собой или с минералами. Например, азот и углекислый газ у клинопироксенов интенсивнее выделяется в интервале температур 400°–500°C. По-видимому, это связано с термическим растрескиванием зерен диопсида. Также, обращает на себя внимание отсутствие существенного роста выделения воды вплоть до температуры 800°C, что

Таблица 3. Содержание газов при ступенчатом нагреве оливинов (после 15 мин.)

Газ	Удельное содержание основных выделяемых газов, мкг/г									Всего, 200–1000 °C
	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	
H ₂	0	0	0	0	0	0	0	5.5 ± 0.1	0	5.5 ± 0.1
N ₂	84.2 ± 0.6	117.2 ± 0.7	73.6 ± 0.5	97.9 ± 0.8	60.4 ± 0.6	75.1 ± 0.6	50.3 ± 0.3	85.3 ± 0.7	102.6 ± 0.7	746 ± 6
CO ₂	0	0	0	0	0	151 ± 1	0	0	0	151 ± 1
H ₂ O	0.05 ± 0.01	0.06 ± 0.01	1.51 ± 0.01	1.44 ± 0.01	3.88 ± 0.03	6.18 ± 0.06	3.96 ± 0.03	0.62 ± 0.05	0.68 ± 0.05	18.4 ± 0.1

Таблица 4. Содержание газов при ступенчатом нагреве матрицы (после 15 мин.)

Газ	T, °C	Удельное содержание основных выделяемых газов, мкг/г								
		200	300	400	500	600	700	800	900	Всего, 200°–1000°C
N ₂	18.9 ± 0.2	145 ± 1	110 ± 1	106 ± 1	125 ± 1	122 ± 1	165 ± 1	163 ± 1	159 ± 1	1117 ± 9
CO ₂	0	60.3 ± 0.5	89.1 ± 0.8	90.8 ± 0.9	78.1 ± 0.7	47.3 ± 0.4	24.6 ± 0.2	7.8 ± 0.1	37.5 ± 0.3	435 ± 4
H ₂ O	0.29 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.48 ± 0.01	1.78 ± 0.01

Таблица 5. Содержание газов при ступенчатом нагреве клинопироксенов (после 30 мин.)

Газ	T, °C	Удельное содержание основных выделяемых газов, мкг/г							
		200	300	400	500	600	700	800	Всего, 200°–800°C
N ₂	3.6 ± 0.3	229 ± 2	529 ± 5	491 ± 4	108 ± 1	83.4 ± 0.7	125 ± 1	1568 ± 9	
CO ₂	0	69.2 ± 0.6	183 ± 1	177 ± 1	45.1 ± 0.4	17.1 ± 0.1	23.3 ± 0.2	515 ± 5	
H ₂ O	0.055 ± 0.001	0.068 ± 0.001	0.081 ± 10.001	0.098 ± 0.001	0.073 ± 0.001	0.11 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.653 ± 0.006	

свидетельствует о более устойчивой кристаллической решетке клинопироксенов по сравнению с оливинами. Использованный нами вариант дегазации при ступенчатом нагреве без накопления может служить примером открытой системы – а именно, относительно медленного нагрева породы в сильно трещиноватой и пористой среде, когда выделяемые газы покидают зону реакции.

ИК-СПЕКТРОСКОПИЯ

В ГЕОХИ РАН на инфракрасном Фурье-спектрометре ФТ-801 с помощью приставки ПРИЗ были получены спектры пропускания основных минералов авачитов в кристаллической форме – оливины (см. рис. 5) и клинопироксены (см. рис. 6), до и после нагрева. Съемка производилась в диапазоне 4000–400 cm^{-1} (2.5–25 мкм) с разрешением 2 cm^{-1} . Основное преимущество приставки ПРИЗ – возможность получения хорошо выраженных спектров микрообъектов после придания им формы тонкого слоя на отполированных зеркально металлических пластинах (в режиме так называемого двойного прохождения, когда излучение дважды проникает сквозь слой вещества, отражаясь

от зеркала-подложки). Наличие системы визуального контроля со встроенной видеокамерой существенно повышает информативность при настройке и надежность полученных результатов. С помощью приставки можно также регистрировать спектры отражения сыпучих образцов и цельных объектов произвольной геометрии в нативном виде. Для устранения помех от атмосферных вод и газов воздух в камере замещался аргоном, перед каждым измерением снимался опорный ИК-спектр фона для последующего вычитания.

Обращает на себя внимание тот факт, что ИК-спектры оливинов (авачиты) после нагрева до 600°C сильно изменились. Перестройка спектров свидетельствует о возникающих фазовых переходах кристаллической решетки (выделение гематита) и возникающих из-за этих дополнительных линий поглощения в интервалах 1600–1750 cm^{-1} , 1200–1400 cm^{-1} и 700–800 cm^{-1} .

Анализу спектров природных и синтезированных оливинов разного состава посвящен целый ряд работ (Hamilton, 2010). Спектры минералов оливиновой группы имеют ряд общих особенностей и характеризуются системой из интенсивных линий в области 800–1010 cm^{-1} (рис. 5), обусловленных колебаниями тетраэдров

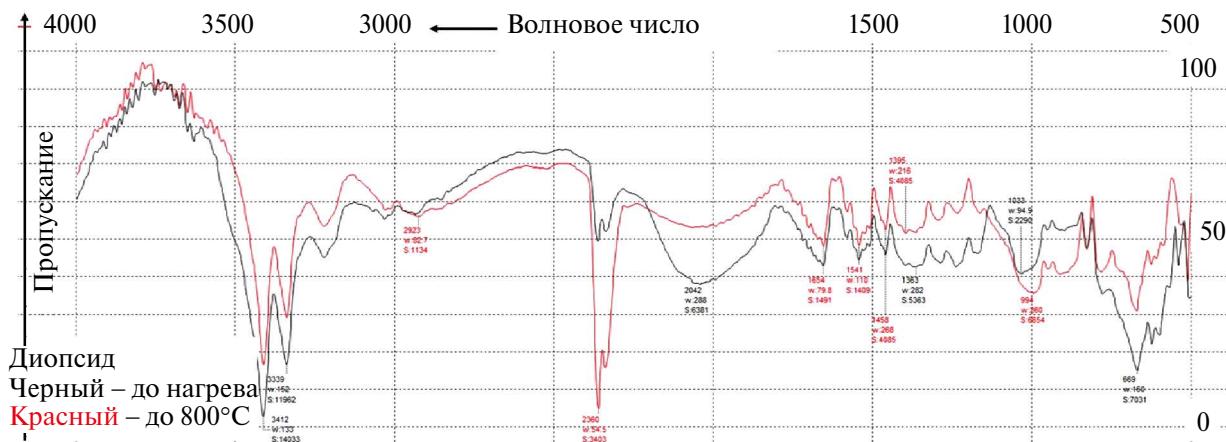


Рис. 5. Нормированные ИК-спектры пропускания (ПРИЗ) оливинов (авачиты) до и после отжига при различных температурах: черный – до отжига; красный – 600°C; зеленый – 800°C.

SiO_4 в структуре оливина. Симметрия кремнекислородных тетраэдров зависит от размеров катионов, слагающих кристаллическую решетку оливина, причем при переходе от фаялита к форстериту по мере увеличения магнезиальности отмечается повышение частоты колебаний $\text{Si}-\text{O}$. Наиболее чувствительна к железо-магниевым замещениям в структуре оливинов частотная характеристика линии в области $960-1010 \text{ cm}^{-1}$ (Хачатрян, Колесникова, 2019). На рис. 5 указанной линии соответствует волновое число 963 cm^{-1} , для которой наиболее заметно смещение из-за нагрева. Также в ИК-спектрах оливинов из ксенолитов мантийных пород в кимберлитах прослеживаются многочисленные полосы поглощения в области $3300-3800 \text{ cm}^{-1}$ (рис. 5), обусловленные колебаниями OH -групп (Bergan, Libowitzky, 2006). Большинство из них могут относиться к структурным водородным дефектам в составе номинально безводных мантийных минералов (Рагозин и др., 2014). Но рассматриваемые OH -группы могут входить не только в структуру самого оливина (Breger, Chandler, 1969), но и в состав замещающих его вторичных гидроксилсодержащих минералов (серпентина, талька и др.), а также в состав субмикроскопических дефектов в оливиновой матрице, состоящих из гидросиликатных фаз высокого давления (Хисина, Вирт, 2010). На примере анализа ИК-спектров оливинов из авачитов можно предположить, что линии ИК-спектра $3730-3670 \text{ cm}^{-1}$ связаны с примесями гидроксилсодержащих минеральных фаз, а остальные, возможно, обусловлены собственными структурными дефектами кристаллической решетки оливина (Matveev и др., 2015).

ИК-спектр зерен диопсида из авачитов показан на рис. 6. Спектр характеризуется интенсивными линиями в диапазоне $600-1150 \text{ cm}^{-1}$, обусловленными колебаниями цепочек Si_2O_6 . По сравнению с “порошковым” спектром матрицы, содержащим диопсид, (см. рис. 7) положение и соотношение интенсивностей спектральных линий в “монокристальном” спектре иное. Однако некоторые линии, например, 670 и 990 cm^{-1} , прослеживаются в спектрах обоих типов. Общей чертой сопоставляемых спектров также является пик в области колебания OH -групп: $3600-3700 \text{ cm}^{-1}$. Кроме того, в спектре зерна диопсида (см. рис. 6) присутствуют линии поглощения в области $1300-1700 \text{ cm}^{-1}$, которые, по-видимому, являются обертонами деформационных колебаний цепочек Si_2O_6 , проявляющихся в диапазоне $670-880 \text{ cm}^{-1}$, а также система полос с главным максимумом около 2000 cm^{-1} . Последние, предположительно, соответствуют обертонам валентных колебаний цепочек Si_2O_6 ($993, 1036, 1150 \text{ cm}^{-1}$). В интервале $3200-3700 \text{ cm}^{-1}$ ИК-спектры диопсидов характеризуются максимумами поглощения 3340 cm^{-1} , 3412 cm^{-1} и $3600-3685 \text{ cm}^{-1}$. Как показал анализ электронной библиотеки спектров и литературных данных (Плюснина, 1976), такие комбинации линий могут быть обусловлены примесью серпентина, а также хлорита, глинистых минералов и гидрослюд. В целом, ИК-спектры пропускания клинопироксенов (диопсид) до и после отжига практически идентичны, что еще раз подтверждает значительную устойчивость их кристаллической решетки к нагреву.

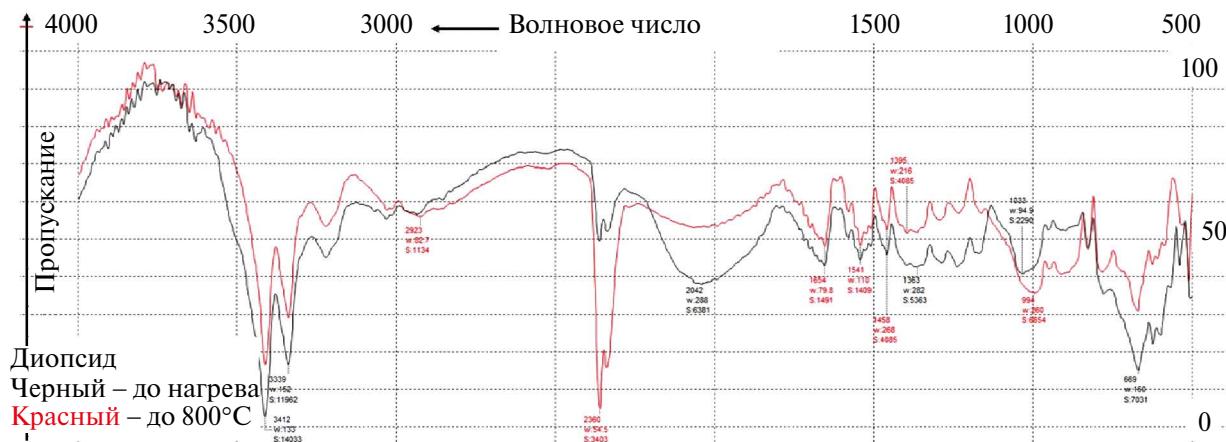


Рис. 6. Нормированные ИК-спектры пропускания (ПРИЗ) клинопироксенов (диопсид) до и после отжига при различных температурах: черный – до отжига; красный – 800°C.

Для сравнения различных возможностей спектрального анализа, предоставляемого приставками, мы сняли отдельно ИК-спектр пропускания матрицы с помощью НПВО приставки (см. рис. 7). Это важно с методологической точки зрения, так как лунный реголит в основном состоит из мелкодисперсного порошка с кристаллическими обломками минералов размером 10–100 мкм. В этом случае, НПВО спектр может дать больше информации в силу меньшего диффузного рассеяния излучения в мелкой фракции порошка.

Как и в случае с КР-спектрами (см. рис. 4), отжиг приводит к усилению интенсивности групп линий, отвечающих наиболее устойчивым

минералам: клинопироксенам ($900\text{--}1100\text{ cm}^{-1}$) и алюмосиликатам ($500\text{--}650\text{ cm}^{-1}$). Также, по сравнению с исходными ИК-спектрами порошка, стали заметнее линии поглощения оксидов Mg-Al и Fe-Ti: шпинели, ильменита и Ti-магнетита ($740\text{--}760\text{ cm}^{-1}$). Широкая полоса поглощения возле 2500 cm^{-1} , видимо, связана с осаждением пленки частично графитизированного углерода в ходе пиролиза высвобождающихся углеводородных соединений. Авачиты являются продуктом частичного плавления мантийного клина погружающейся океанической плитой в зоне субдукции, и органические остатки морских осадков могли повлиять на состав флюида при метасоматозе пород (Simakin и др., 2015).

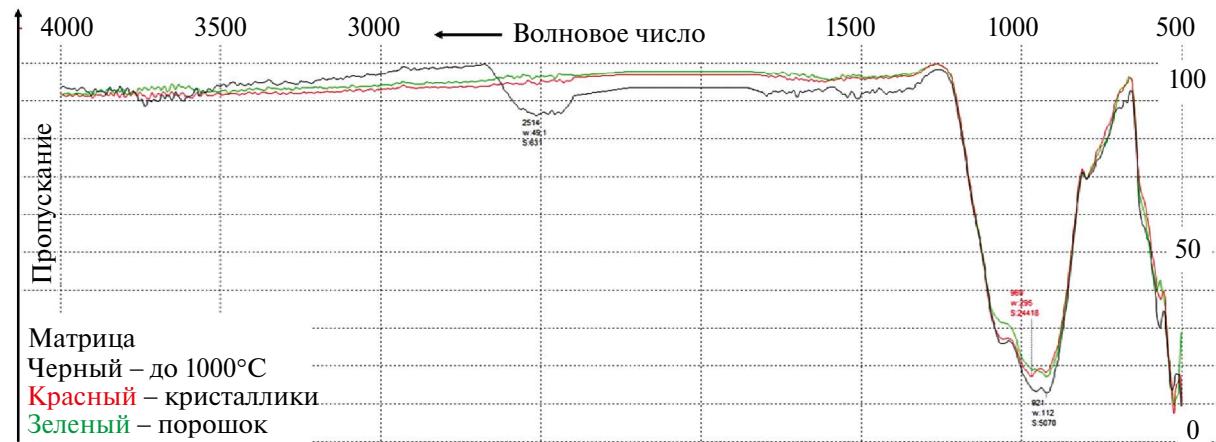


Рис. 7. Нормированные ИК-спектры пропускания матрицы (НПВО) до и после отжига: черный – нагрев до 1000°C; красный – мелкие кристаллки, зеленый – порошок до отжига.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наличие таких сосуществующих минералов в авачитах, как оливины-шпинель, оливины-клинопироксены и клинопироксены-ортопироксены, позволяет использовать хорошо известные окси-, гео- и термобарометры (ОГТБ). В основном, они основаны на зависимости скорости обмена катионами (Fe, Mg, Ca и др.) при кристаллизации силикатов от fO_2 и величин $P-T$, что позволяет определить условия их формирования (Brey, Koehler, 1990). Наиболее простым является ОГТБ, использующий обмен Na между существующими орто- и клинопироксенами

$$T(K) = [35000 + 61.5 \times P] / [\ln(D)2 + 19.8], \quad (1)$$

где P – давление (в килобарах), $D = \text{Na}^{\text{опх}} / \text{Na}^{\text{спх}}$ (атомные %). Учитывая среднее распределение Na по соответствующим силикатным минералам (см. табл. 1), $D \sim 0.02 / 0.18$, и давление $P \sim 10$ кбар, температуру кристаллизации можно оценить, как $T \sim 1446$ К (1173°C). Величина давления может быть оценена по глубине залегания магматической камеры вулкана Авача, которая по сейсмическим данным составляет около 35 км. В ГЕОХИ РАН с помощью установки с твердыми электролитами (при давлении 1 бар) была определена явная зависимость фугитивности кислорода оливинов из авачита от температуры, T (°К) (см. рис. 8)

$$\log(fO_2) = -36328/T + 15.542. \quad (2)$$

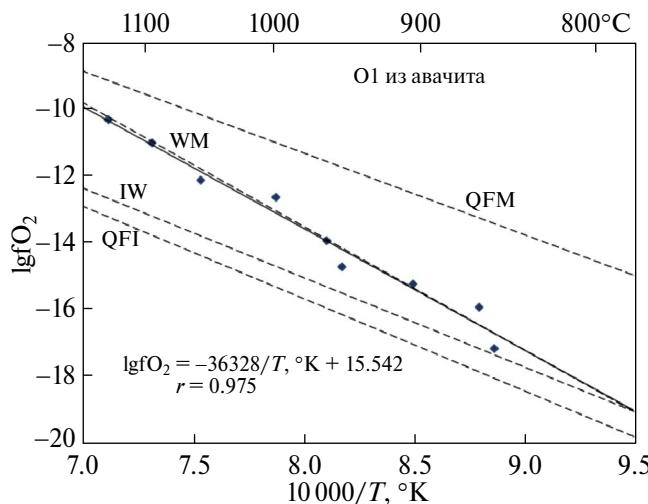


Рис. 8. Зависимость величины фугитивности кислорода для оливинов (авачиты) при $P \sim 1$ бар.

Для найденной температуры кристаллизации, $T \sim 1446$ К, $\log(fO_2) \sim -9.7$, что ниже буфера QFM (кварц-фаялит-магнетит), $\Delta QFM \sim -1$, но выше буфера IW (железо-вюстит), $\Delta IW \sim +2$. Близкий интервал значений fO_2 для оливинов из авачитов получается с помощью оксибарометра Балхауса–Берри–Грина (BBG), где используется $\text{Fe}^{2+} / \text{Fe}^{3+}$ состав минеральных пар оливин-шпинель (Ballhaus и др., 1994): $\Delta QFM \sim (-0.1) - (-2.5)$. Экспериментальные исследования состава флюида, равновесного с силикатным расплавом, проведенные в ГЕОХИ РАН при схожих $P-T$ величинах, показали преимущественно $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ газы (см. рис. 9) и возможность существования стабильного углерода (Кадик, Луканин, 1986). Также, умеренно восстановительные условия подтверждаются находками поликристаллического алмаза (карбонадо) в магматических породах вулкана Авача (Каминский, 1987).

Оценка количества растворенных газов в силикатном расплаве из флюида, может быть проведена с помощью так называемых коэффициентов активности γ_i^L (Holloway, Jakobsson, 1986)

$$X_i^L \times \gamma_i^L = a_i, \quad (3)$$

где X_i^L – мольная доля растворенного компонента i (H_2O , CO_2 и др.), a_i – активность i -компонента во флюиде (приблизительно, парциальное давление i -газа).

Коэффициенты активности (γ_i^L) позволяют быстро оценить относительную растворимость газов в силикатных расплавах, так как обратно пропорциональны этим величинам. Например,

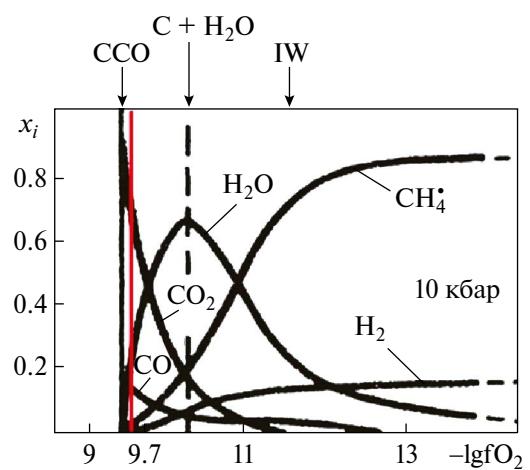


Рис. 9. Влияние fO_2 на состав флюидной фазы $\text{C}-\text{O}-\text{H}$, равновесной с расплавом при $T \sim 1200$ °С и $P \sim 10$ кбар (Кадик, Луканин, 1986).

очень большая величина $\gamma_{\text{CH}_4}^L$ означает практически полную нерастворимость метана в магме. Для типичных земных базальтов основного состава ($\sim 50\%$ SiO_2), при относительно небольших давлениях 10–20 кбар: $\gamma_{\text{CH}_4}^L \sim 66$ –43, $\gamma_{\text{CO}_2}^L \sim 2.5$ –0.33, $\gamma_{\text{CO}}^L \sim 0.24$ –0.04, $\gamma_{\text{H}_2}^L \sim 5$ –2.3, $\gamma_{\text{H}_2\text{O}}^L \sim 0.7$ –0.6 (Holloway, Jakobsson, 1986). Беглый анализ данных величин показывает, что состав газов в силикатном расплаве смешен относительно флюида и величина смещения определяется разной степенью растворимости компонент. Для газов, выделенных из минералов авачитов (см. таблицы 3–5), наблюдается явное превышение CO_2 над H_2O , хотя, казалось бы, (см. рис. 9) должны быть близкие пропорции. Это можно объяснить ультраосновным химическим составом магмы, при котором растворимость CO_2 значительно увеличивается (Eggler, 1978).

Интересно сравнить минералогический и химический состав авачитов с недавно доставленным на Землю лунным грунтом китайской миссией Chang'E-5. Как известно, было отобрано ~ 1.7 кг молодых морских базальтов (возраст ~ 2 млрд лет) с северо-восточной окраины Океана Бурь (Heng-Ci Tian и др., 2021). Порошок содержал в основном минеральные частицы размером ~ 1 –10 мкм, включающие авгит, пижонит, плагиоклаз, форстерит, фаялит, ильменит, кварц, апатит и стекло. Содержание плагиоклаза и авгита в порошке достигало $\sim 30\%$, пижонита и стекла $\sim 10\%$ –20%, других минералов $< 10\%$. Оливины (в основном, фаялит) составляли $\sim 5\%$ –6%, ильменит $\sim 4\%$ –5%, апатит до $\sim 1.4\%$. Ортопироксены обнаружены не были (Chunlai Li и др., 2022).

Крупные минеральные агрегаты в обломках базальта представляли три основных класса: плагиоклаз (битовнит) со средним составом $\text{An}_{84.5}\text{Ab}_{14.6}\text{Or}_{0.9}$, пироксены в виде авгита $\text{Wo}_{31.4}\text{En}_{26.3}\text{Fs}_{42.3}$ и пижонита $\text{Wo}_{16.6}\text{En}_{19.0}\text{Fs}_{64.2}$ и оливины переменного состава с Fo (100 \times $\text{Mg}/(\text{Mg} + \text{Fe})$) ~ 0.1 –65. Характерное отношение Fe/Mn (атомные %) в мafических минералах (оливины, пироксены) определяется относительной летучестью Fe и Mn в определенных окислительно-восстановительных условиях, что связано с переменной валентностью этих элементов. Для пироксенов Fe/Mn отношение лежит в интервале от 45 до 86.6, среднее значение ~ 62.6 . Для оливинов содержание $\text{MnO} \sim 0.28$ –0.94 (весовые %) и $\text{Fe}/\text{Mn} \sim 72.1$ –121.5, среднее значение ~ 95.3 . Такие значения Fe/Mn характерны в целом для лунных пород и генетически связаны с существенно восстановительными условиями

лунных недр, отличающихся от недр Земли, Марса, астероидов и хондритов (Joy и др., 2014).

Содержание воды и изотопный состав водорода базальтов Chang'E-5 изучались по включениям расплава, содержащимся в зернах апатита и ильменита (Sen Hu и др., 2021). Максимальное содержание воды в родительской магме было оценено как ~ 283 мкг/г со средним отношением дейтерий/водород, $\text{D/H} \sim 1.06 \times 10^{-4}$. При этом в различных включениях разброс δD (VSMOW) составил от -300% до $+900\%$, что говорит о значительной дегазации и потере H_2 при кристаллизации лунного магматического океана. Учитывая низкую степень частичного плавления обедненной мантии с последующей интенсивной фракционной кристаллизацией магмы, максимальное валовое содержание воды в родительской мантии было оценено как ~ 1 –5 мкг/г. Такое скромное содержание воды в базальтах, доставленных Chang'E-5, находится на нижней границе диапазона, оцененного по морским базальтам, которые извергались от 4.0 до 2.8 млрд лет назад (Borg и др., 2004). Это указывает на то, что мантийный источник морских базальтов, доставленных Chang'E-5, был существенно обезвожен, видимо, в результате более ранних излияний KREEP базальтов Океана Бурь и последующей длительной вулканической активности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распределение воды в недрах Луны имеет важное значение для выяснения происхождения Луны, особенностей кристаллизации лунного магматического океана и оценки продолжительности лунного вулканизма. Одним из источников воды, газов и летучих соединений для ранней Луны была миграция вещества в Солнечной системе (Маров, Ипатов, 2023). Наличие большого количества угарного газа, обнаруженного в эксперименте LCROSS (Schultz и др., 2010), указывает на участие в этих процессах углистых хондриотов и, соответственно, принос углерода. Ранние оценки условий кристаллизации базальтов Луны показали их сильно восстановительный характер. В частности, был исследован лунный метеорит Dhofar 287A, который представляет низкотитанистый морской базальт (Anand и др., 2003). Он состоит из пироксен-плагиоклазовой тонкозернистой матрицы с зональными фенокристаллами оливина и пироксена. Аксессорные минералы представлены ильменитом, хромитом, ульвошпинелью, троилитом и Fe-Ni металлом. По результатам численного моделирования

равновесной кристаллизации при нормальном давлении ликвидусная температура базальтового расплава оценена в 1314°C (Demidova и др., 2003). Расчетные значения фугитивности кислорода показывают незначительнее вариации: fO_2 от ~ -11.9 до -13.1 со средним значением -12.1 , что соответствует буферной кривой $\DeltaIW \sim -1.7$. Этот результат хорошо согласуется с оценками окислительного потенциала насыщения расплава металлическим железом по модели (Borisov, Ariskin, 1996), который для 1314°C и нормально-го давления составляет $fO_2 \sim -11.9$.

Отсутствие существующих минеральных пар оливин-шпинель в образцах лунного грунта, доставленного китайской миссией Chang'E-5, затрудняют прямую оценку окислительно-восстановительных условий формирования лунных базальтов с помощью известного оксибарометра BBG. В данной работе мы показали, что созданная в ГЕОХИ РАН высокотемпературная установка с двумя твердыми электролитами позволяет получить абсолютные значения величины fO_2 и для таких сложных случаев. Ее результаты были проверены независимыми методами и показали хорошее соответствие составу газов, выделяемых из силикатов при нагреве. Особенности дегазации минералов и сопутствующие трансформации их кристаллической решетки были детально изучены с помощью ИК- и рamanовской спектроскопии. Хотя использованные оливины базальтов из авачитов, в отличие от лунных, формировались в умеренно-восстановительных условиях, методы измерений могут быть успешно применены и для силикатов, доставленных Chang'E-5. Газы, сохранившиеся в их кристаллической решетке, по-видимому, содержат больше CH_4 , CO и H_2 , что необходимо будет учитывать при выборе методик последующего анализа.

Работа была выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания лаб. геохимии углерода и лаб. геохимии мантии Земли, ГЕОХИ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воропаев С.А., Севастьянов В.С., Елисеев А.А., Петухов Д.И. Идентификация зерен кальцита в метеорите Челябинск методами рamanовской спектроскопии // Геохимия. 2013. Т. 51. № 7. С. 654–663.
2. Воропаев С.А., Душенко Н.В., Федулов В.С., Сенин В.Г. Особенности дегазации азота хондрита Dhajala (H3.8) // Докл. РАН. Физика, технические науки. 2023а. Т. 509. № 1. С. 76–80.
3. Воропаев С.А., Душенко Н.В., Федулов В.С., Корочанцев А.В. Особенности дегазации углистого хондрита Murchison (CM2) в интервале температур 200°–800°C // Астрономический Вестник, 2023б. Т. 57. № 6. С. 571–582.
4. Voropaev S.A., Dushenko N.V., Fedulov V.S., Korochantsev A.V. Features of Degassing of the Murchison (CM2) Carbonaceous Chondrite in the Temperature Interval of 200°–800°C // Sol. Syst. Res. 2023b. V. 57. No. 6. P. 581–591.
5. Галимов Э.М., Рыженко Н.Б. Разрешение К/На-биогеохимического парадокса // Докл. РАН. 2008. Т. 421 (3). С. 375–377.
6. Кадик А.А., Жаркова Е.В., Коваленко В.И., Ионов Д.А. Окислительно-восстановительные условия в верхней мантии: экспериментальное определение летучести кислорода минералов перидотитовых ксенолитов вулкана Шаварын-Царам (Монголия) // Геохимия. 1988. № 6. С. 783–793.
7. Кадик А.А., Луканин О.А. Дегазация верхней мантии при плавлении. М.: Наука, 1986. 96 с.
8. Каминский Ф.В. Генезис поликристаллических агрегатов алмаза – карбонадо // Докл. АН СССР, 1987. Т. 294 (2). С. 439–440.
9. Маров М.Я., Ипатов С.И. Процессы миграции в Солнечной системе и их роль в эволюции Земли и планет // УФН. 2023. Т. 193. № 1. С. 2–32.
10. Плюснина И.И. Инфракрасные спектры минералов. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976. 175 с.
11. Портнягин М.В., Плечов П.Ю., Матвеев С.В., Осипенко А.Б., Миронов Н.Л. Петрология авачитов: высокомагнезиальных базальтов Авачинского вулкана (Камчатка). I. Общая характеристика, состав пород и минералов // Петрология. 2005. Т. 13. № 2. С. 115–138.
12. Рагозин А.Л., Каримова А.А., Литасов К.Д., Зедгенизов Д.А., Шацкий В.С. Содержание воды в минералах мантийных ксенолитов из кимберлитов трубки Удачная (Якутия) // Геология и геофизика. 2014. Т. 55. № 4. С. 549–567.
13. Рябиков И.Д. Термодинамика флюидной фазы гранитоидных магм. М.: Наука, 1975. 230 с.
14. Хачатрян Г.К., Колесникова Т.И. Методика исследования оливина и хромдиопсида с помощью ИК-Фурье микроскопа и возможности ее использования при шлихо-минералогических поисках месторождений алмаза // Отечественная геология. 2019. № 3. С. 63–73.
15. Хисина Н.Р., Вирт Р. Поведение протона при деформации “мокрого” оливина в условиях

- кимберлитового процесса // Геохимия. 2010. № 4. С. 357–365.
16. *Anand M., Taylor L.A., Misra K.C., Demidova S.I., Nazarov M.A.* KREEPy lunar meteorite Dhofar 287A: A new lunar mare basalt // Meteoritics and Planet. Sci. 2003. V. 38 (4). P. 485–499.
17. *Ballhaus C., Berry R.F., Green D.H.* High pressure experimental calibration of the olivine-orthopyroxene-spinel oxygen geobarometer: Implications for the oxidation state of the upper mantle // Contrib. Mineral. Petrol. 1994. V. 118 (1). P. 109–118.
18. *Beran A., Libowitzky E.* Water in natural mantle minerals II: Olivine, garnet and accessory minerals // Rev. Mineralogy and Geochem. 2006. V. 62. P. 169–191.
19. *Borg L.E., Shearer C.K., Asmerom Y., Papike J.J.* Prolonged KREEP magmatism on the Moon indicated by the youngest dated lunar igneous rock // Nature. 2004. V. 432. P. 209–211.
20. *Borisov A.A., Ariskin A.A.* Fe and Ni solubility in silicate melts equilibrated with metal // LPSC XXVI I. 1996. (Abstracts). 133–134.
21. *Bowey J.E., Lee C., Tucker C., Hofmesiter A.M., Ade P., Barlow M.J.* Temperature effects on the 15–85 μm spectra of olivines and pyroxenes // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2001. V. 325. P. 886–896.
22. *Breger I.A., Chandler J.C.* Determination of fixed water in rocks by infrared absorption // Anal. Chem. 1969. V. 41. № 3. P. 506–510.
23. *Brey G.P., Koehler T.* Geothermobarometry in four-phase lherzolites II. New thermobarometers and practical assessment of existing thermobarometers // J. Petrology. 1990. V. 31 (6). P. 1353–1378.
24. *Chopelas A.* Single crystal Raman spectra of forsterite, fayalite, and monticellite // Am. Mineralogist. 1991. V. 76 (7–8). P. 1101–1109.
25. *Chunlai Li, Hao Hu, Meng-Fei Yang, Zhao-Yu Pei, Qin Zhou, Lei Xu, Di Zhang, Xiao-Guang Li, Rui Chang, Yue-Heng Yang, Lie-Wen Xie.* Characteristics of the lunar samples returned by the Chang'E-5 mission // Nat. Sci. Rev. 2022. V. 9. Id. nwab188. <https://doi.org/10.1093/nsr/nwab188>
26. *Demidova S.I., Nazarov M.A., Anand M., Taylor L.A.* Lunar regolith breccia Dhofar 287B: A record of lunar volcanism // Meteoritics and Planet. Sci. 2003. V. 38 (4). P. 501–514.
27. *Eggler D.H.* The effect of CO_2 upon partial melting of peridotite in the system $\text{Na}_2\text{O}-\text{CaO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{MgO}-\text{SiO}_2-\text{CO}_2$ to 35 kbar, with an analysis of melting in a peridotite- $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ system // Am. J. Sci. 1978. V. 278. P. 305–353.
28. *Freeman J.J., Wang A., Kuebler K.E., Jolliff B.L., Haskin L.A.* Characterization of natural feldspars by Raman spectroscopy for future planetary exploration // Canadian Mineralogist. 2008. V. 46. P. 1477–1500.
29. *Gou Sheng, Kaichang Di, Zongyu Yue, Zhaoqin Liu, He Zhip, Rui Xu, Bin Liu, Man Peng, Wang Yixin, Yonggang Yao, Dingshuai Xue, Wei Zuo, Yan Su, Weibin Wen.* Forsteritic olivine and magnesium-rich orthopyroxene materials measured by Chang'e-4 rover // Icarus. 2020. V. 345. P. 113776–113788. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.113776>
30. *Hamilton V.E.* Thermal infrared (vibrational) spectroscopy of Mg–Fe olivines: A review and applications to determining the composition of planetary surfaces // Chem. Erde. 2010. V. 70. P. 7–33.
31. *Heng-Ci Tian, Hao Wang, Yi Chen, Wei Yang, Qin Zhou, Chi Zhang, Hong-Lei Lin, Chao Huang, Shi-Tou Wu, Li-Hui Jia, Lei Xu, Di Zhang, Xiao-Guang Li, Rui Chang, Yue-Heng Yang, Lie-Wen Xie, Dan-Ping Zhang, Guang-Liang Zhang, Sai-Hong Yang, Fu-Yuan Wu.* Non-KREEP origin for Chang'e-5 basalts in the Procellarum KREEP Terrane // Nature. 2021. V. 600. P. 59–63.
32. *Holloway J.R., Jakobsson S.* Volatile Solubilities in Magma: Transport of Volatiles from Mantles to Planet Surfaces // J. Geophys. Res. B. 1986. V. 91 (4). P. D505–D508.
33. *Huang E., Chen C.H., Huang T., Lin E.H., Xu J.* Raman spectroscopic characteristics of Mg-Fe-Ca pyroxenes // Am. Mineralogist. 2000. V. 85. № 2. P. 473–479.
34. *Joy K.H., Crawford I.A., Huss G.R., Nagashima K., Taylor G.J.* An unusual clast in lunar meteorite MacAlpine Hills 88105: A unique lunar sample or projectile debris? // Meteoritic and Planet. Sci. 2014. V. 49. P. 677–695.
35. *Kuebler K.E., Jolliff Bradley L., Wang Alian, Haskin Larry A.* Extracting olivine (Fo–Fa) compositions from Raman spectral peak positions // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2006. V. 70. № 11. P. 6201–6222.
36. *Chunlai Li, Hao Hu, Meng-Fei Yang, Zhao-Yu Pei, Qin Zhou, Xin Ren, Bin Liu, Dawei Liu, Xingguo Zeng, Guangliang Zhang, Hongbo Zhang, Jianjun Liu, Qiong Wang, Xiangjin Deng, Caijin Xiao, Yonggang Yao, Dingshuai Xue, Wei Zuo, Yan Su, Weibin Wen, Ziyuan Ouyang.* Characteristics of the lunar samples returned by the Chang'E-5 mission // Nat. Sci. Rev. 2022. V. 9. Id. nwab188. <https://doi.org/10.1093/nsr/nwab188>
37. *Matveev S., Portnyagin M., Ballhaus C., Brooker C., Geiger C.A.* FTIR spectrum of phenocryst olivine as an indicator of silica saturation in magmas // J. Petrology. 2005. V. 46. № 3. P. 603–614.
38. *Perry C.H., Agrawal D.K., Anastassakis E., Lownes R.P., Tornberg N.E.* Far infrared and Raman spectroscopic investigations of lunar materials from

- Apollo 11, 12, 14, and 15 // Proc. 3rd LPS C. Suppl. 3, *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1972. V. 3. P. 3077–3095.
39. *Reitze M. P., Weber I., Morlok A., Hiesinger H., Bauch J.E., Stojic A.N., Helber J.* Mid-infrared spectroscopy of crystalline plagioclase feldspar samples with various Al/Si order and implications for remote sensing of Mercury and other terrestrial Solar System objects // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2021. V. 554. P. 116697–116708. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2020.116697>
40. *Sato M.* Oxygen fugacity of basaltic magmas and the role of gas-forming elements // *Geophys. Res. Lett.* 1978. V. 5 (6). P. 447–449.
41. *Schultz P.H., Thompson R.G., Chen M.N.* The LCROSS cratering experiment // *Science*. 2010. V. 330. № 6003. P. 468–472.
42. *Sen Hu, Huicun He, Jianglong Ji, Yangting Lin, Hejiu Hui, Mahesh Anand, Romain Tartese, Yihong Yan, Jialong Hao, Ruiying Li, Lixin Gu, Qian Guo, Huaiyu He, Ziyuan Ouyang.* A dry lunar mantle reservoir for young mare basalts of Chang'e-5 // *Nature*. 2021. V. 600. P. 49–53.
43. *Simakin A., Salova T., Devyatova V., Zelensky M.* Reduced carbonic fluid and possible nature of high-K magmas of Tolbachik // *J. Volcanol. and Geotherm. Res.* 2015. V. 307. P. 210–221.
44. *Voropaev S., Boettger U., Pavlov S., Hanke F., Petukhov D.* Raman spectra of the Markovka chondrite (H4) // *J. Raman Spectroscopy*. 2022. V. 53. № 3. P. 463–471.
45. *Wang A., Jolliff B.L., Haskin L.A., Kuebler K.E., Viskupic K.M.* Characterization and comparison of structural and compositional features of planetary quadrilateral pyroxenes by Raman spectroscopy // *Am. Mineralogist*. 2001. V. 86. P. 790–806.
46. *Wyllie P.J.* The effect of H₂O and CO₂ on planetary mantles // *Geophys. Res. Lett.* 1978. V. 5 (6). P. 440–442.

УДК 523.682

К ОБОСНОВАНИИ ПАНКЕЙК-МОДЕЛЕЙ ПАДЕНИЙ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ В АТМОСФЕРЕ

© 2024 г. В. В. Светцов*

Институт динамики геосфер им. М.А. Садовского РАН, Москва, Россия
e-mail: svetsov@idg.ras.ru

Поступила в редакцию 29.02.2024 г.

После доработки 15.04.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Рассматриваются опубликованные в литературе полуаналитические панкейк-модели, в которых предполагается, что малопрочное, раздробленное тело, подобное жидкости, расширяется в процессе полета в атмосфере и, сохраняя некоторую простую форму и увеличивая площадь поперечного сечения, тормозится на гораздо больших высотах, чем прочное тело. Отдельные модели различаются между собой темпом увеличения поперечного размера тела. Для сравнения с моделями проведены гидродинамические моделирования падений жидкого тела диаметром 40 м в атмосфере Земли без учета абляции. Такие тела, прежде чем начать существенно тормозиться, распадаются на фрагменты. В отличие от простых моделей, пока тело сохраняет связность, оно может принимать весьма искаженные формы. Сравнение панкейк-моделей с результатами гидродинамического моделирования позволяет определить наиболее подходящие модели для оценок поведения астероидов в атмосфере и оценить заложенные в них предположения. При гидродинамическом моделировании с учетом абляции, как показывают результаты, опубликованные в других работах, сначала может происходить полное испарение тела и, лишь затем, торможение струи пара. В панкейк-моделях полное испарение означает исчезновение массы и полную остановку движения. Теоретическое обоснование этих моделей нуждается в пересмотре.

Ключевые слова: астероид, разрушение, торможение в атмосфере, моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X24060076, EDN: NHMAQE

ВВЕДЕНИЕ

Космические тела, входящие в атмосферу, разрушаются под действием давления на поверхности тела, обусловленного головной ударной волной. Чем крупнее тело, тем в среднем меньше его прочность, оно разрушается на большей высоте и, прежде чем начинается его существенное торможение, может раздробиться на мелкие осколки. Для описания движения раздробленного тела были предложены различные аналитические и полуаналитические модели, которые основаны на теоретических рассуждениях и на сравнении с результатами наблюдений при падении космических тел. Среди таких

моделей выделяются панкейк-модели, полученные в предположении, что тело имеет низкую прочность и под действием градиента давления на лобовой поверхности оно, или рой его фрагментов, расширяется в поперечном направлении, увеличивая площадь своего поперечного сечения (Григорян, 1979; Zahnle, 1992; Hills, Goda, 1993; Chyba и др., 1993; Григорян и др., 2013; Авраменко и др., 2014; Брыкина, 2018). Эти модели применялись для объяснения падения Тунгусского космического тела 30 июня 1908 . (Григорян, 1979; Chyba и др., 1993), входа кометы Шумейкер–Леви 9 в атмосферу Юпитера в 1994 г. (Григорян, 1994; Zahnle, MacLow, 1994), падения Челябинского метеорита 15 февраля

2013 г. (Григорян и др., 2013; Avramenko и др., 2014; Collins и др., 2017; Register и др., 2017; Брыкина, 2018), метеороида Марибо (2009) (Ворович и др., 2019) и других событий.

Распределение давления в космическом теле и движение раздробленной массы сложны. Изменение размера тела в направлении, поперечном траектории в панкейк-моделях, было получено при определенных упрощениях и предположениях. Закон изменения этого размера со временем в той или иной степени различается во всех моделях. Как правило, в моделях присутствует от одного до двух-трех свободных параметров. Кроме того, к уравнениям, описывающим движение единого тела, часто присоединяется уравнение для уноса массы за счет абляции. Поскольку параметры абляции плохо обоснованы, то возникает еще один свободный параметр. Варьируя свободные параметры, можно добиться неплохого совпадения результатов моделирования по панкейк-моделям с результатами регистрации определенных падений космических тел. Тем не менее насколько точны и применимы панкейк-модели в общем случае падений космических тел остается неясным.

В разделе “Панкейк-модели” статьи дается описание панкейк-моделей и сравнение их уравнений между собой.

Численное моделирование падений космических тел в атмосфере Земли и других планет в ряде работ осуществлялось путем решения уравнений гидродинамики как в области вне тела, так и в самом теле в предположении, что вследствие низкой прочности его можно приблизенно считать жидким (Ahrens и др., 1994; Boslough и др., 1994; Crawford и др., 1994; Shuvalov, Artemieva, 2002; Korycansky и др., 2002; Korycansky, Zahnle, 2003; Шувалов, Трубецкая, 2010; Шувалов и др., 2013; 2016; Artemieva, Shuvalov, 2016; Shuvalov и др., 2017; Шувалов, 2022; Шувалов, Иванов, 2023). Но полностью разрушенное тело не совсем эквивалентно жидкому. Внутреннее трение может влиять на развитие неустойчивостей на поверхности разрушенного астероида и его деформацию (Ivanov и др., 1997). Гидродинамическое моделирование падения астероида диаметром 40 м с различными коэффициентами внутреннего трения K показало, что если при $K = 0$ квазижидкий астероид тормозится на высоте 13 км, то при $K = 0.7$ (сухой песок с гравием) астероид достигает уровня моря с достаточно высокой скоростью (Шувалов, Трубецкая, 2010). Между тем, сравнение результатов гидродинамического моделирования

с Тунгусским событием 1908 г. (Artemieva, Shuvalov, 2016) и с Челябинским событием 2013 г. (Shuvalov и др., 2017) показывает, что варианты без трения хорошо соответствуют результатам наблюдений. Гидродинамическое моделирование образования крупных кратеров согласуется с наблюдаемой формой кратера при временном снижении K до 0.05–0.1 (Ivanov, Deutsch, 1999; Иванов, 2005). Это объясняется акустической флюидизацией — уменьшением внутреннего трения за счет колебаний частиц грунта, инициируемых ударной волной (Melosh, Ivanov, 1999). Вероятно, что и при полете в атмосфере внутри тела действует аналогичный механизм уменьшения внутреннего трения за счет акустических волн.

Основное ограничение гидродинамического подхода к моделированию падений — отсутствие как прочности, так и возможности образования отдельных прочных фрагментов, которые могут двигаться независимо. Кроме того, как показывают эксперименты (Hébert и др., 2020; Sharma и др., 2021), при обтекании жидких капель под действием гидродинамических неустойчивостей от них отрываются очень мелкие капельки, которые могут образовывать облако вокруг и позади капель. Шаг разностной сетки, как правило, не позволяет разрешить мельчайшие частицы, но, с другой стороны, они вряд ли образуются при обтекании раздробленного твердого тела. Аналогичные ограничения заложены и в панкейк-моделях. Поэтому обоснованность этих моделей может быть проверена путем сравнения результатов их применения с результатами гидродинамического моделирования. Авторы панкейк-моделей не подвергали их такой проверке.

В разделе “Гидродинамическое моделирование” статьи приведены результаты гидродинамического моделирования падения непрочных, по свойствам подобных жидкости, тел. Абляция космического тела не учитывается, чтобы не затруднять сравнение с панкейк-моделями в их чистом виде.

В разделе “Сопоставление панкейк-моделей” результаты применения панкейк-моделей к падению космических тел сравниваются между собой и с результатами моделирования.

ПАНКЕЙК-МОДЕЛИ

Существует ряд простых аналитических и полуаналитических моделей, описывающих поведение сильно раздробленного тела, или роя его фрагментов, летящего в атмосфере как единое

тело. Самая первая из такого рода моделей была предложена Григоряном (1979) и неоднократно использовалась для оценок высоты торможения космического тела. В ее основе лежит простой факт, что давление на лобовой поверхности максимальна в критической точке и уменьшается к краю тела. Этот перепад давления приводит к движению жидких или мелких твердых частиц в поперечном направлении, перпендикулярном направлению движения. Скорость их движения в поперечном направлении V_t может быть оценена из простых соотношений, выраждающих в приближенном виде второй закон Ньютона,

$$\frac{\rho V^2}{r} = \frac{\rho_m V_t}{t_t} = \frac{\rho_m V_t^2}{2r}. \quad (1)$$

Здесь V – скорость космического тела, r – его радиус в поперечном направлении, ρ – плотность воздуха, ρ_m – плотность тела, t_t – время движения частицы в поперечном направлении, которое оценивается здесь как $t_t = 2r/V_t$. Отсюда следует, что

$$V_t = c \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)^{1/2} V, \quad (2)$$

где коэффициент c порядка единицы. Скорость фрагментов не зависит от их массы.

В работе (Hills, Goda, 1993) аналогичная оценка V_t была сделана, исходя из анализа размерностей и равенства выражений для средней кинетической энергии расширения роя фрагментов, окруженных единой ударной волной, и работы сил давления при расширении роя. Для V_t было получено также выражение (2), причем $c = (7/2\alpha)^{1/2}$, где α безразмерный коэффициент, который авторы полагали равным 1, и, следовательно, $c = 1.87$. Заметим, что не предполагалось, что тело, подобное жидкости, сохраняет связность, и считалось, что выражение (2) справедливо, пока фрагменты не разделяются настолько, что каждый будет лететь независимо от других со своей собственной ударной волной. Очевидно, что коэффициент c в (2) не может быть точно определен ввиду весьма упрощенных оценок V_t и может изменяться в зависимости от формы тела или роя фрагментов. Поэтому по существу модели (Григорян, 1979) и (Hills, Goda, 1993) – это одна и та же модель с не вполне определенным безразмерным коэффициентом.

Недостаток модели (2) в том, что тело приобретает поперечную скорость сразу после дробления, был исправлен в работе (Григорян и др., 2013) путем анализа уравнений движения.

В начале процесса, если $r < 2r_0$ (r_0 – начальный радиус), предлагается использовать следующее уравнение:

$$\frac{dV_t}{dt} = \frac{1}{2r_0} \frac{\rho V^2}{\rho_m}, \quad (3)$$

где t – время.

В работе (Zahnle, 1992) ускорение частиц в поперечном направлении оценивалось путем деления силы, обусловленной поперечным градиентом давления, на массу фрагмента. Было получено следующее уравнение для радиуса роя фрагментов, r ($V_t = dr/dt$):

$$r \frac{dV_t}{dt} = C \frac{\rho V^2}{\rho_m}, \quad (4)$$

где C – свой безразмерный коэффициент. Подчеркивалось, что ρ_m – плотность фрагментов (т.е. тела), а не общая (средняя) плотность роя фрагментов. Величина C оценивалась равной $3/4$, но, очевидно, как и в случае с уравнением (2), этот коэффициент можно оценить лишь весьма приближенно. Аналогичное уравнение было получено в статье (Chyba и др., 1993), где тело рассматривалось как расплющающийся цилиндр, который движется вдоль своей оси симметрии. Оно было выведено в предположении, что среднее давление внутри цилиндра ($C_d \rho V^2/4$), умноженное на площадь его боковой поверхности, равно массе цилиндра, умноженное на ускорение его боковой поверхности. При этом получалось, что $C = C_d/2$, где C_d – коэффициент сопротивления тела. Это же уравнение было выведено в работе (Field, Ferrara, 1995) путем нескольких других рассуждений. Уравнение (4) может быть преобразовано к виду

$$V_t = (2C)^{1/2} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)^{1/2} V \left(\ln \frac{r}{r_0} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где r_0 – начальный радиус тела в момент начала фрагментации, когда поперечную скорость следует положить равной нулю. Уравнение (5) отличается от (2) последним множителем в правой части, который приводит к увеличению V_t при поперечном расширении космического тела, хотя и не очень быстрому.

Противоположный результат был получен в работе (Брыкина, 2018), где предполагалось, что тело имеет и сохраняет форму эллипсоида вращения, летящего по направлению своей оси симметрии. А именно

$$V_t = \frac{1}{k^{1/2}} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)^{1/2} V, \quad (6)$$

где k – отношение полуоси эллипсоида, направленной в поперечном направлении (т.е. r), к другой полуоси, которое увеличивается по мере расплющивания тела, и, следовательно, V_t уменьшается. Если до входа в атмосферу тело имеет форму шара радиусом r_0 , то для сфEROида, сохраняющего свой объем, $1/k^{1/2} = (r_0/r)^{3/2}$. При выводе (6) считалось, что на половину массы эллипсоида в поперечном направлении действует ускоряющая сила, которая пропорциональна разности давления в критической точке ρV^2 и давления на лобовой поверхности, усредненному по миделеву сечению тела. Вследствие уплощения тела – это усредненное давление приближается к ρV^2 , и ускоряющая сила уменьшается. Если бы предполагалось, что ускоряющая сила пропорциональна разности давления в критической точке ρV^2 и на краю, где давление намного меньше ρV^2 , то можно было бы получить соотношение, аналогичное (2). Считалось также, в отличие от предположений в рассмотренных моделях (Zahnle, 1992; Hills, Goda, 1993; Григорян и др., 2013), что при применении к облаку фрагментов ρ_m в (6) уменьшается следующим образом:

$$\rho_m = \rho_{m0} / \gamma^3, \quad (7)$$

где ρ_{m0} – начальная плотность тела до разрушения, а γ – параметр, который характеризует расстояние между фрагментами. При применении модели к конкретным зарегистрированным падениям предлагалось считать его равным

$$\gamma = 1 + \frac{\rho^{1/2} - \rho_f^{1/2}}{\rho_{max}^{1/2} - \rho_f^{1/2}} (\gamma_{max} - 1). \quad (8)$$

Здесь ρ_f – плотность воздуха на высоте начала фрагментации h_f , ρ_{max} – плотность воздуха на высоте максимума свечения, а γ_{max} – подгоночный параметр, который определяется при решении уравнений движения и абляции тела таким образом, чтобы высота максимума энерговыделения совпадала с результатами наблюдений. При применении к Челябинскому событию параметр γ превышал 2. Отметим, что предположение (7) о том, что облако фрагментов расширяется в поперечном направлении как объект пониженной плотности не обосновано. По крайней мере такой эффект не наблюдался в расчетах ограниченного числа фрагментов (Artemieva, Shuvalov, 2001). Под действием градиента давления в поперечном направлении движутся сами фрагменты. Применение такого подхода (Брыкина, 2018) к известным зарегистрированным событиям

позволяет получить лучшее совпадение с результатами наблюдений за счет подгоночного параметра, но для прогнозирования результатов падений различных космических тел применить такой прием невозможно.

К панкейк-моделям примыкает еще одна модель, предложенная в статье (Avramenko и др., 2014). На основании аналогии разлета частиц тела с цепной ядерной реакцией предполагалось, что скорость увеличения площади поперечного сечения струи фрагментов тела $S = \pi r^2$ должна быть линейной функцией S . В результате при отсутствии абляции из соображений размерности получается следующее уравнение:

$$\frac{dS}{dt} = C_{tr} \frac{(\rho V^2 - \sigma)^{1/2}}{M^{1/3} \rho_m^{1/6}} S, \quad (9)$$

где σ – эффективная прочность тела, M – его масса, а C_{tr} – безразмерная константа. Если $\rho V^2 < \sigma$, то считается, что $dS/dt = 0$. Положив $M = 4/3\pi\rho_m r_0^3$ и $\rho V^2 > \sigma$, получим, что

$$V_t = \frac{C_{tr}}{2.2} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)^{1/2} V \frac{r}{r_0}. \quad (10)$$

От (2) и (5) это выражение существенно отличается множителем r/r_0 , что, очевидно, является следствием предположения $dS/dt \sim S$. В результате оказывается, что по мере расширения роя фрагментов скорость его расширения возрастает, причем быстрее, чем по уравнению (5).

Четыре рассмотренных модели отличаются зависимостью $V_t(r)$, которая оказывается либо растущей, либо убывающей, либо V_t вообще не зависит от r . Это следствие упрощенных и не всегда обоснованных оценок. Простые модели могут давать сильное возрастание радиуса облака фрагментов, поэтому в некоторых случаях максимальный радиус ограничивался его некоторым значением. Отношение этого ограничивающего радиуса к начальному $f_p = r_{max}/r_0$ (так называемый панкейк-фактор) обычно не превышало 10 (Collins и др., 2017; Register и др., 2017; McMullan, Collins, 2019; Borovička и др., 2019). В модели (Брыкина, 2018) обрезание радиуса не используется, его рост и так замедляется по мере расплющивания тела за счет увеличения параметра k .

Моделирование падений тел в атмосфере осуществляется путем решения уравнений движения одного объекта

$$M \frac{dV}{dt} = -\frac{C_d}{2} \rho V^2 \pi r^2, \quad \frac{dh}{dt} = -V \sin \theta, \quad (11)$$

где M – масса тела, h – высота полета, θ – угол наклона траектории тела к поверхности планеты. Зависимость $\rho(h)$ определяется либо по таблицам, либо считается экспоненциальной в предположении изотермической атмосферы. При сравнении с конкретными падениями к (11) добавлялось уравнение аблации

$$Q \frac{dM}{dt} = -\frac{C_h}{2} \rho V^3 \pi r^2, \quad (12)$$

где Q – эффективная теплота аблации C_h – коэффициент теплопередачи.

Рассмотренные модели применялись к расчету падения Челябинского метеорита, для которого довольно хорошо определены кривая свечения вдоль траектории, угол и скорость входа в атмосферу (Brown и др., 2013; Popova и др., 2013). При этом варьировались такие параметры моделей, как безразмерные константы, прочность σ ($\sigma = \rho_f V^2$), панкейк-фактор f_p , Q и C_h или параметр аблации $K_h = C_h/Q$. В работе (Collins и др., 2017) использовалась модель (4) (Chyba и др., 1993). Для заданных параметров тела неплохое совпадение по пику излучения в Челябинском событии достигалось при $\sigma = 2$ МПа, $C_d = 2$ ($C = 1$), $K_h = 1.4 \times 10^{-2}$ г/кДж, $f_p = 5$. Величина $\sigma = 2$ МПа на порядок больше динамического давления 0.2 МПа в начале фрагментации по наблюдениям (Popova и др., 2013).

Модель (5) (Avramenko и др., 2014) применялась при значениях параметров $\sigma_f = 0.3$ МПа, $C_{tr} = 1.5$, $Q = 10$ кДж/г, $C_h = 0.12$ ($K_h = 1.2 \times 10^{-2}$ г/кДж). В отличие от других моделей, приближенно учитывалось уменьшение S за счет аблации, причем, если $\rho V^2 < \sigma$, то S лишь уменьшается за счет уменьшения M . Результаты по высоте и ширине двух пиков энерговыделения были близки к полученным из наблюдений. Второй пик получался отдельно введением фрагмента с массой 2.5% от начальной массы всего тела и с прочностью 10.5 МПа.

Применение модели (Брыкина, 2018) к Челябинскому падению дает наилучшее совпадение расчетов и наблюдений. Это обусловлено тем, что высота максимума выделения энергии получается в этой модели точно путем вариации подгоночного параметра γ_{max} . Совпадение величины пика энерговыделения с оценкой, полученной из наблюдений, достигалось вариацией параметра аблации и начальной массы тела, которая, в конечном итоге, оказалась равной близкой к оценке из наблюдений. Прочность σ варьировалась, причем кривая энерговыделения лучше совпадала с наблюдениями при $\sigma = 1.5$ МПа.

Полагалось, что $Q = 8$ кДж/г, а коэффициент теплопередачи описывался сложной формулой и изменялся от 0.091 до 0.116 на высотах от 60 до 27 км; при этом параметр аблации изменялся от 0.7×10^{-2} г/кДж до 1.4×10^{-2} г/кДж.

Модель (Григорян и др., 2013; Hills, Goda, 1993) применялась к Челябинскому событию в нескольких работах. В статье (Григорян и др., 2013) приводятся аналитические формулы для изотермической атмосферы без учета аблации, которые дают вполне приемлемые результаты. А именно, при подстановке параметров Челябинского астероида ($V_0 = 19$ км/с, $r_0 = 9.5$ м, $\theta = 19^\circ$), $C = 1$ и $\sigma = 1$ МПа получается высота максимума энерговыделения $h_m = 26.5$ км (вместо 29.7 км), максимальное удельное энерговыделение 55 кт ТНТ/км (вместо ~ 80 кт/км) и радиус тела в момент максимума $r_m = 14 \times r_0$. В статье (McMullan, Collins, 2019) приближенно учитывалась аблация с параметрами $K_h = 1.2 \times 10^{-2}$ г/кДж и $c = 1.87$. Максимум энерговыделения был близок к измеренному, а высота максимума увеличилась до ~ 34 км. Вводился панкейк-фактор $f_p = 14$, который сработал на высоте ~ 32 км. В статьях (Brykina, Bragin, 2020; Брагин, Брыкина, 2021) к моделям (Григорян, 1979; Hills, Goda, 1993) добавлялась аблация с коэффициентом теплопередачи, определяемым по специальным формулам. Вариацией этого коэффициента и коэффициента c в (2) можно получить неплохое совпадение высоты и величины пика излучения с наблюдаемыми.

Итак, для конкретного падения оказывается возможным получить определенное согласие с результатами наблюдений путем вариации подгоночных параметров. Тем не менее насколько правомерен выбор этих параметров и обоснован подход при наличии аблации путем решения уравнений (11), где рассматривается движение лишь неиспаренной массы, остается неясным.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В работе (Shuvalov и др., 2017) в предположении, что космическое тело имеет ничтожно малую прочность и ведет себя подобно жидкости, было проведено гидродинамическое моделирование падения тела с входными параметрами, соответствующими Челябинскому астероиду. Использовалась многообластная гидродинамическая программа COVA (Shuvalov, 1999; Shuvalov и др., 1999), в которой вводятся границы между воздухом, парами и конденсированным веществом тела. К уравнениям гидродинамики

добавлялись расчеты переноса энергии излучением в приближении лучистой теплопроводности или оптически тонкой среды с учетом поверхностного испарения конденсированного вещества фрагментов. Росселандовы и планковские коэффициенты поглощения воздуха и паров определялись по таблицам.

Моделирование падения этого космического тела в форме шара диаметром 20 м начиналось с высоты 60 км. На высоте 47 км тело сплющивалось, и его диаметр увеличивался примерно в 2 раза. Затем, на высотах ниже 40 км, тело дробилось и превращалось в струю пара, нагретого воздуха и жидких фрагментов с радиусом поперечного сечения не более 45 м. На высоте около 33 км тело полностью испарялось за счет увеличения общей испаряемой поверхности фрагментов, хотя размер передней части струи уменьшался. Но скорость струи пара отличалась от начальной скорости менее, чем на 1%. Резкое торможение струи пара происходило на высотах 27–29 км, а пик яркости пришелся на высоту 32 км, что примерно на 2 км выше наблюдавшейся. Отмечалось, что деформация раздробленного тела сопровождается ростом неустойчивостей на его поверхности, что может приводить к сдвигу высоты максимума излучения на 2–5 км даже при моделировании по одной и той же компьютерной программе с одинаковыми начальными данными. В целом полученная в расчетах световая кривая находится в разумном согласии с наблюдаемой, хотя формально квазижидкое приближение для таких относительно небольших тел неприменимо (Svetsov и др., 1995; Shuvalov и др., 2017).

Похожее поведение разрушенного тела в полете с интенсивным испарением до начала торможения наблюдалось и в других гидродинамических расчетах падений более крупных тел, проведенных тем же методом (Shuvalov, Artemieva, 2002; Шувалов, Трубецкая, 2007; 2010; Шувалов и др., 2016). Из этих статей следует, что качественно результаты гидродинамического моделирования противоречат панкейк-моделям. Так, например, если перед началом существенного торможения тело полностью испарилось, то в панкейк-моделях, включающих уравнения (11), (12), это означало бы исчезновение его массы и полное торможение. Уравнения движения в простых моделях не описывают движение газовой струи. Одна из причин несоответствия – это разный подход к аблации и отсутствие учета движения пара. В гидродинамическом моделировании испаряются отдельные мелкие фрагменты

тела. В панкейк-моделях испаряется лобовая поверхность аналогично испарению затупленного тела. Кроме того, в гидродинамических расчетах может быть сдув частиц с боковой поверхности тела.

Целесообразно понять насколько адекватно различающиеся между собой простые модели описывают процессы при отсутствии испарения или плавления. В работах (Шувалов, 2022; Шувалов, Иванов, 2023) гидродинамическое моделирование падений крупных тел диаметром $d = 1.5$ км и больше в атмосфере Венеры проводилось без учета аблации. Предполагалась изотермическая атмосфера с характеристической высотой $H = 17$ км. Полученный в рамках двумерной осесимметричной задачи высота максимума энерговыделения h_m при $d = 1.5$ км, $V_0 = 20$ км/с и $\theta = 45^\circ$ составляла 15 км (Шувалов, 2022). В трехмерной задаче с такими же начальными данными образуется несколько крупных и множество мелких фрагментов, а h_m снижается (Шувалов, Иванов, 2023).

Для оценки правильности обоснования различных моделей можно сравнить результаты гидродинамического моделирования без учета аблации с панкейк-моделями. Тело диаметром 1.5 км не вполне подходит для этих целей, так как время прохождения звуковых волн по телу сравнимо со временем снижения тела на характеристическую высоту атмосферы Венеры, и квазистационарный режим обтекания не успевает установиться. В данной работе проводилось гидродинамическое моделирование падений тел в воздухе методом COBA (Shuvalov, 1999; Shuvalov и др., 1999). В качестве основного примера для сравнения был выбран вариант падения астероида диаметром 40 м (для которого квазижидкое приближение уже применимо), вошедшего в атмосферу со скоростью 20 км/с под углом 45° к поверхности Земли. Моделирование начиналось на высоте 50 км и считалось, что тело на этой высоте имело сферическую форму и полностью раздробилось, т.е. потеряло прочность. Плотность астероида ρ_m составляла 2.7 г/см³, и давление его вещества определялось по уравнению Тиллотсона для гранита (см. Мелош, 1994). Атмосфера предполагалась изотермической с характеристической высотой 7 км. Расчеты проводились в осесимметричной системе координат, связанной с телом. Методика расчетов была аналогична упомянутым работам (Шувалов, Трубецкая, 2007; 2010; Shuvalov и др., 2017), но без учета излучения. Вычислительная сетка состояла из 400×600 ячеек в r и z

направлениях (z – расстояние вдоль траектории, r – радиус), причем в центральной области размером 100×150 ячеек, где располагался астероид, размер ячеек был в 40 раз меньше начального радиуса тела подобно работе (Шувалов, Трубецкая, 2010).

Последовательные стадии падения астероида в атмосфере на разных высотах показаны на рис. 1. Результаты очень похожи на результаты расчетов падения астероида диаметром 40 м без учета внутреннего трения, приведенные в статье (Шувалов, Трубецкая, 2010). На высотах до 25 км тело сохраняет связность, но его форма сильно искажается. Радиус тела на высотах 30–25 км увеличивается примерно в 2 раза. На высоте 20 км астероид распадается на множество фрагментов, которые летят еще довольно компактным роем. В расчетах (Шувалов, Трубецкая, 2010), где учитывалось излучение и испарение фрагментов, фрагменты на этой высоте сохранились лишь в передней части струи, которая состоит в основном из пара и воздуха. Важная особенность падения состоит в том, что рой фрагментов еще почти сохраняет первоначальную скорость, а существенное и быстрое торможение начинается на более низких высотах.

Отметим, что при анализе результатов экспериментов по разрушению водяной капли

в сверхзвуковом потоке (Hébert и др., 2020) вводилось безразмерное время, которое во введенных здесь обозначениях можно записать следующим образом: $T = V_t(\rho/\rho_m)^{1/2}/d$. При $T < 1$ капля изменяет свою форму, но содержит почти всю свою начальную массу, а фрагментация начинается при $T > 1$. Взяв характерное время $t = (H/\sin\theta)/V = 0.5$ с, получим, что на высоте 25 км ($\rho = 3.5 \times 10^{-5}$ г/см³) $T = 0.9$, а на высоте 20 км ($\rho = 7.2 \times 10^{-5}$ г/см³) $T = 1.3$. Таким образом, начало распада тела на фрагменты вполне соответствует критерию, основанному на экспериментальных результатах.

Было также проведено моделирование падения астероида в форме эллипсоида вращения, летящего в направлении большой оси. Соотношение осей астероида составляло 3:2, а его масса равнялась массе сферического тела диаметром 40 м. На рис. 2 проиллюстрировано, что результаты не сильно отличаются от случая сферического астероида.

Решение задачи в рамках осевой симметрии не вполне адекватно описывает реальное течение, что подробно рассматривалось в работе (Шувалов, Иванов, 2023). Во-первых, существует выделенное направление – ось симметрии, вдоль которой могут происходить кумуляция возмущений и образование нефизичных струй.

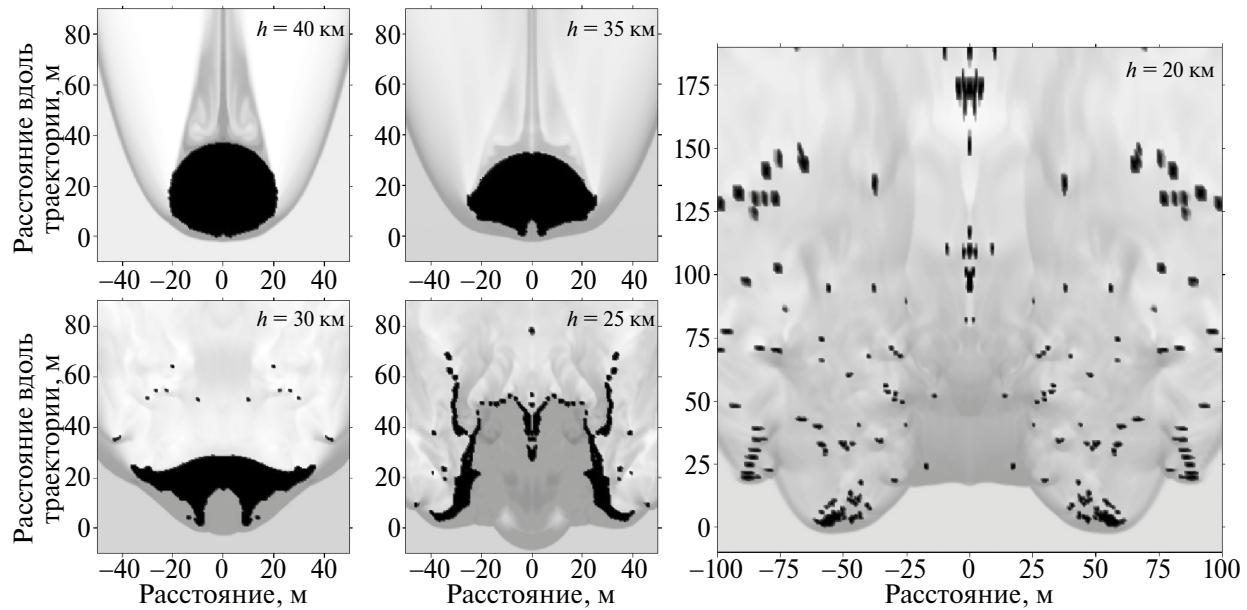


Рис. 1. Разрушение сферического астероида диаметром 40 м, вошедшего в атмосферу со скоростью 20 км/с под углом 45° к поверхности Земли и раздробившегося на высоте 50 км. Показаны распределения плотности в системе координат, связанной с астероидом. Вещество астероида показано черным цветом. Высоты падения h указаны на каждом фрагменте рисунка.

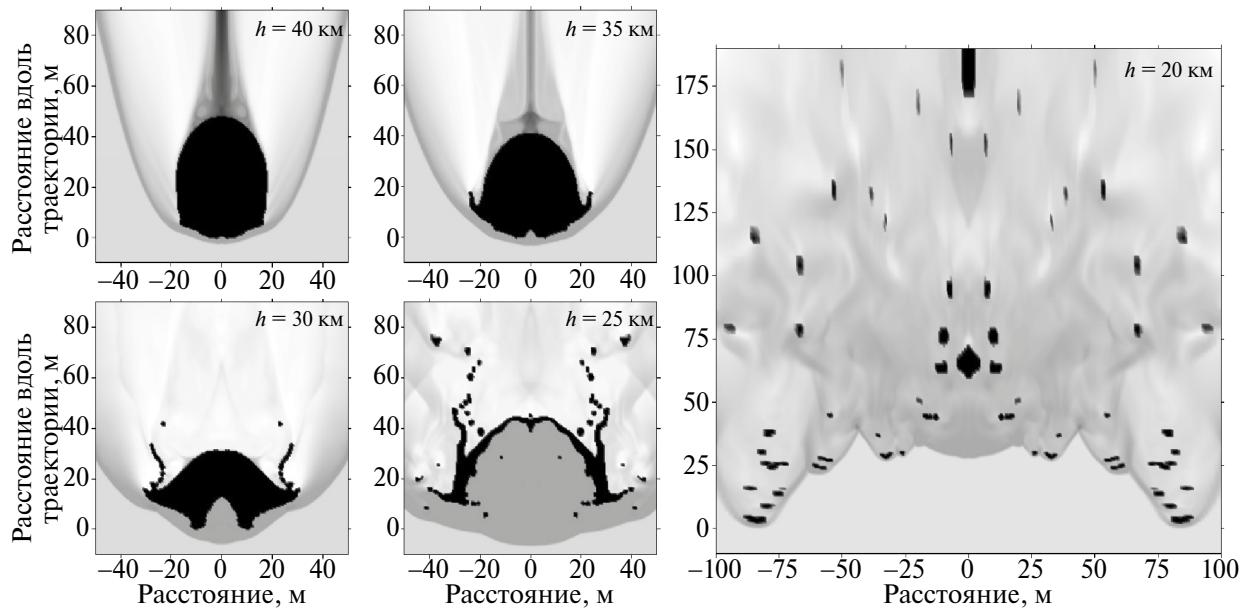


Рис. 2. Разрушение астероида в форме сфероида, вошедшего в атмосферу со скоростью 20 км/с под углом 45° к поверхности Земли и раздробившегося на высоте 50 км.

Во-вторых, вблизи оси мала схемная вязкость, что также может приводить к нефизичным схемным эффектам. В-третьих, в осесимметричной задаче все фрагменты имеют вид торов, что не соответствует реальности. Тороидальные фрагменты при удалении от оси симметрии тормозятся быстрее, чем в соответствующей трехмерной задаче. Кроме того, эксперименты по обтеканию жидких капель (Sharma и др., 2021) показывают, что разрушение жидкой капли – трехмерный процесс, приводящий к неоднородной фрагментации по угловой координате (в цилиндрической системе координат).

Трехмерные расчеты требуют больших затрат компьютерного времени, не менее, чем на два порядка больше, чем двумерные. Их трудно осуществить в задаче торможения тела в атмосфере Земли. В связи с этим, чтобы оценить картину падения в отсутствие недостатков, связанных с осевой симметрией, была рассмотрена плоскопараллельная двумерная задача полета цилиндра бесконечной длины в направлении, перпендикулярном его оси. Задача решалась в декартовых координатах. Диаметр цилиндра был равен 40 м. Результаты моделирования показаны на рис. 3. Высоты торможения значительно ниже, чем в случае сферического тела, так как тело в такой геометрии тормозится медленнее. Начиная с высоты 30 км, симметрия движения нарушается. Тем не менее

качественно картина движения и разрушения тела вполне соответствует осесимметричной задаче. Тело полностью разваливается на осколки и лишь затем, на высотах менее 10 км, начинает существенно тормозиться.

На рис. 4 показана зависимость скорости разрушенного астероида или роя его фрагментов от высоты. Эта скорость определялась как скорость передней части роя. На высоте 17.5 км скорость еще составляет около 19.2 км/с. На этом же рисунке показана скорость из статьи (Шувалов, Трубецкая, 2010), которая за счет испарения фрагментов, начиная с высоты 16 км, падает быстрее, чем без испарения. В случае плоской геометрии зависимость скорости от высоты аналогична случаю осевой симметрии, хотя торможение происходит примерно на 10 км ниже.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ПАНКЕЙК-МОДЕЛЕЙ

Рассмотрим, что дают панкейк-модели для выбранного варианта входа астероида в атмосферу (диаметр 40 м, скорость 20 км/с, угол 45°), и сравним их между собой и с результатом гидродинамического моделирования. Расчеты по панкейк-моделям проводились численно, начиная с высоты 50 км. Были выбраны константы, полученные или рекомендованные авторами. На рис. 5 показаны зависимости скорости и потерь кинетической энергии $d(MV/2)/dt$ от высоты h .

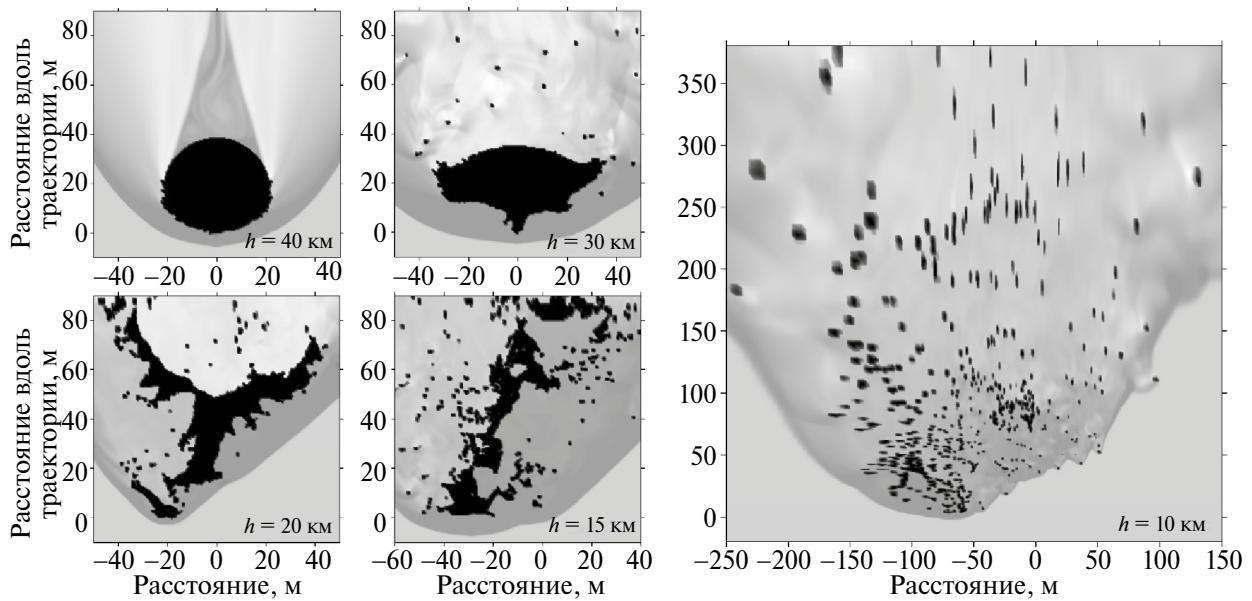


Рис. 3. Разрушение астероида в виде бесконечного цилиндра диаметром 40 м, вошедшего в атмосферу со скоростью 20 км/с под углом 45° к поверхности Земли и раздробившегося на высоте 50 км.

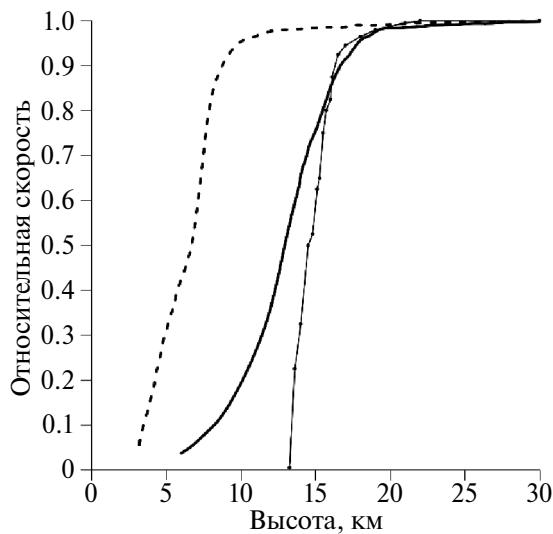


Рис. 4. Зависимость скорости астероида с начальным диаметром 40 м, деленной на начальную скорость, в случае сферического тела (толстая сплошная кривая) и в виде бесконечного цилиндра (штриховая кривая). Тонкой сплошной кривой показана зависимость скорости астероида из работы (Шувалов, Трубецкая, 2010) с учетом испарения и в отсутствии трения.

Наилучшее совпадение с результатами моделирования дает модель (Avramenko и др., 2014). В ней разлет частиц происходит наиболее быстро. Результаты по панкейк-моделям (Chyba

и др., 1993) и (Григорян и др., 2013) практически совпадают вследствие сходства их уравнений. Но торможение происходит несколько ниже, а скорость падает несколько медленнее, за исключением начального этапа на высотах выше 20 км. С учетом не полной детерминированности результатов гидродинамического моделирования эти модели кажутся вполне приемлемыми для прогнозирования результатов падений.

Модель (Hills, Goda, 1993) дает чересчур быстрый рост радиуса и падение скорости из-за большого коэффициента c . Сравнение ее с моделью (Григорян и др., 2013) показывает, насколько может изменяться высота максимума энерговыделения при изменении констант. В модели же (Брыкина, 2018), наоборот, основное торможение происходит медленнее. Здесь γ полагался равным 1. Выбором заранее неизвестного параметра $\gamma_{\max} = 8$ в (8) можно добиться повышения высоты максимума энерговыделения до 16 км, но высота и ширина кривой энерговыделения остается такой же, как в методе (Hills, Goda, 1993). Изменение (понижение) высоты максимума получается и при применении метода (Hills, Goda, 1993) с коэффициентом $c = 1$ вместо 1.87. Оказывается, что результат сильно зависит от подгночных параметров. Путем их подбора можно согласовать между собой модели, основанные на разных предположениях.

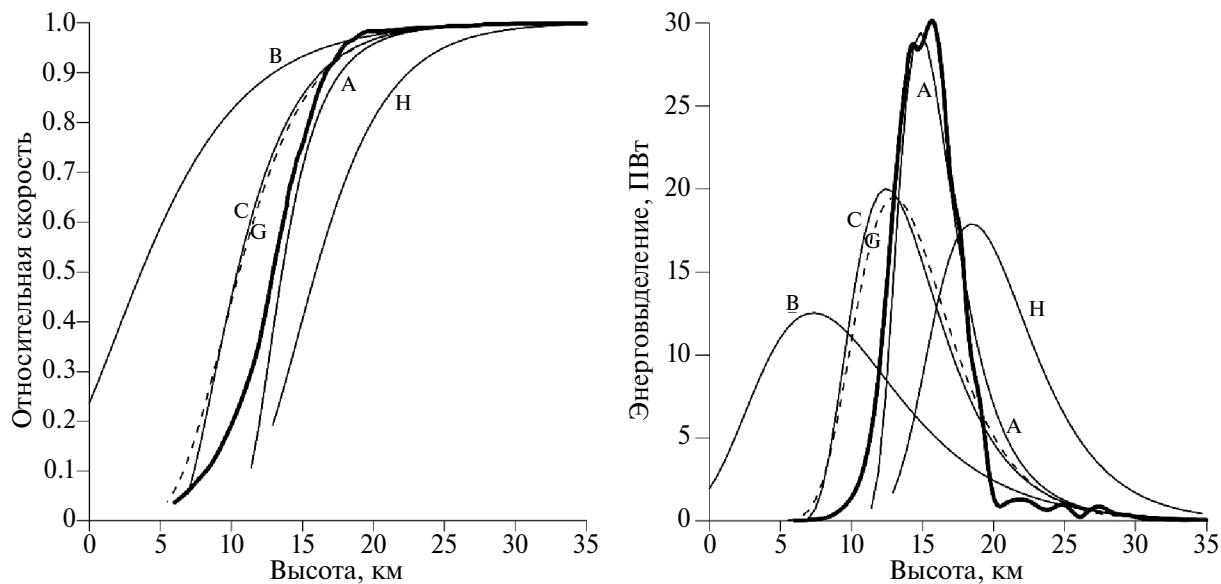


Рис. 5. Сравнение скорости, деленной на начальную скорость входа, и потерь кинетической энергии между различными панкейк-моделями. Толстая кривая – результат гидродинамического моделирования. Тонкие кривые относятся к моделям: А – (Avramenko и др., 2014), В – (Брыкина, 2018), С – (Chyba и др., 1993), Г – (Григорян и др., 2013), Н – (Hills, Goda, 1993).

На рис. 6 приведено сравнение радиусов объектов по различным моделям. Их рост соответствует приведенным выше уравнениям (2), (3), (5), (6), (10). В то же время зависимость $r(h)$, полученная путем гидродинамического моделирования, существенно отличается от панкейк-моделей. До высоты 22 км радиус несколько меньше, чем дают панкейк-модели, но затем происходит резкий рост r за счет интенсивного разлета фрагментов. После достижения пика $r(h)$ спадает из-за интенсивного торможения фрагментов, начиная с внешней части роя.

Расчеты по панкейк-моделям были также проведены для падения астероида диаметром 1.5 км со скоростью 20 км/с под углом 45° в атмосфере Венеры, что соответствует варианту численного моделирования в работах (Шувалов, 2022; Шувалов, Иванов, 2023). Сравнение результатов показано на рис. 7. Модели (Григорян и др., 2013) и (Avramenko и др., 2014) неплохо согласуются с результатом моделирования в двумерной осесимметричной геометрии.

Когда полет происходит в земной атмосфере, тело сначала превращается в рой осколков, который через некоторое время начинает тормозиться. Как следует из работ (Шувалов, 2022; Шувалов, Иванов, 2023), в расчетах для атмосферы Венеры тело начинает заметно тормозиться,

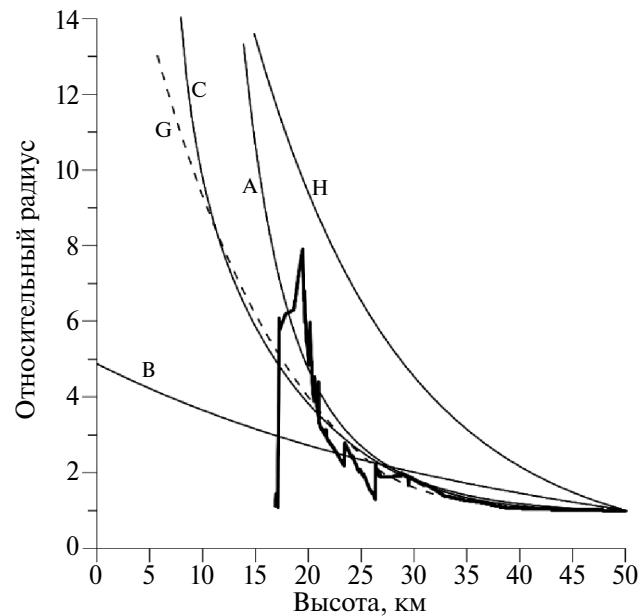


Рис. 6. Сравнение радиуса тела или роя фрагментов, деленного на начальный радиус астероида, между различными панкейк-моделями. Толстая кривая – результат гидродинамического моделирования. Тонкие линии относятся к моделям: А – (Avramenko и др., 2014), В – (Брыкина, 2018), С – (Chyba и др., 1993), Г – (Григорян и др., 2013), Н – (Hills, Goda, 1993).

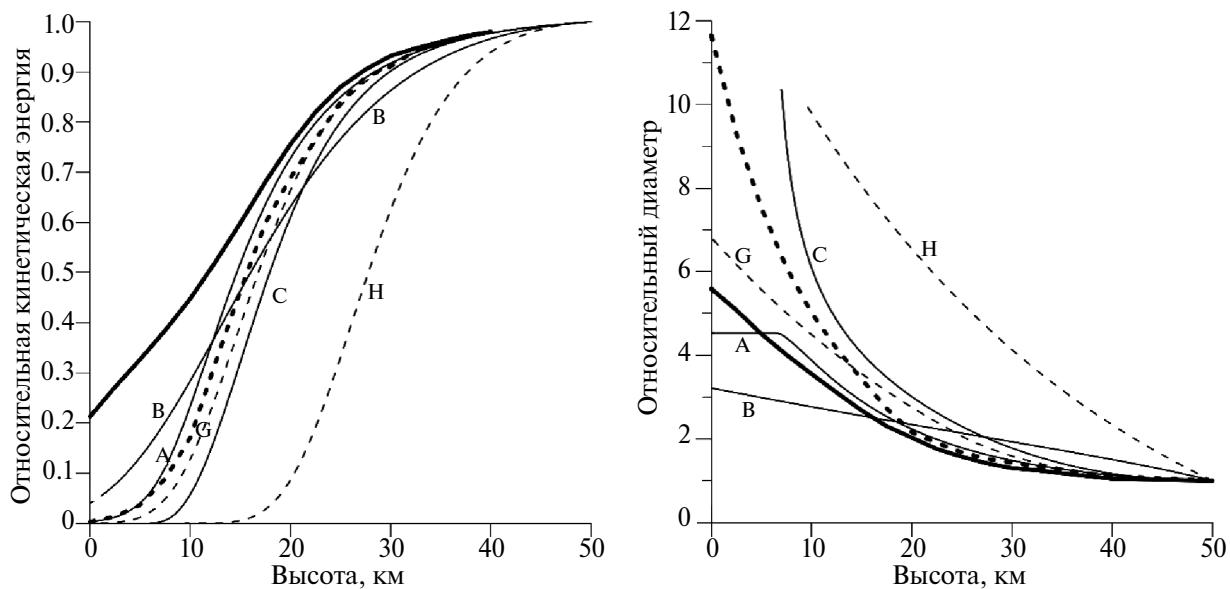


Рис. 7. Сравнение кинетической энергии и диаметра тела или роя фрагментов, деленного на начальный диаметр астероида, для варианта падения астероида диаметром 1.5 км со скоростью 20 км/с под углом 45° в атмосфере Венеры. Толстые кривые – результаты гидродинамического моделирования из статьи (Шувалов, Иванов, 2023); сплошная – в трехмерной геометрии, штриховая – в двумерной осесимметричной геометрии. Тонкие линии относятся к панкейк-моделям: А – (Avramenko и др., 2014); В – (Брыкина, 2018); С – (Chyba и др., 1993); Г – (Григорян и др., 2013); Н – (Hills, Goda, 1993).

когда оно еще сохраняет связность, за счет большой плотности атмосферы. В трехмерных расчетах фрагментация происходит позже, чем в осесимметричном случае. Так на высоте 20 км астероид превращается в диск, радиус которого в 2 раза больше начального радиуса сферического тела, а скорость этого диска уже примерно на 15% ниже начальной. Образование отдельных крупных (жидких) фрагментов происходит уже при пониженных скоростях, и они не успевают разрушиться на более мелкие фрагменты до удара о поверхность Венеры. В осесимметричном случае тело приобретает более искаженную форму и распадается на фрагменты раньше.

Можно предположить, что для рассмотренного варианта в земной атмосфере на стадии торможения не произойдет образование отдельных крупных фрагментов, поскольку фрагментация происходит еще при сохранении высокой начальной скорости. По крайней мере в двумерной плоско-параллельной задаче не наблюдается такой тенденции. Для такой несколько абстрактной плоско-параллельной задаче не удалось получить согласование зависимости скорости, приведенной на рис. 4, при применении различных панкейк-моделей даже при вариации коэффициентов в их уравнениях. Но хорошего

согласования удается добиться при применении комбинации двух методов. А именно, до высоты около 10 км, когда в рое еще присутствуют крупные фрагменты, – метода (Григорян и др., 2013), а ниже, когда радиус роя в пять раз превышает начальный радиус тела, – метода (Avramenko и др., 2014), который дает резкое торможение роя мелких фрагментов. Аналогичная комбинация может быть применена и к осесимметричной задаче, давая хорошее согласование.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Сравнение результатов вычислений по панкейк-моделям с результатами численного моделирования показывает, что модели (Avramenko и др., 2014), (Григорян и др., 2013) и (Chyba и др., 1993) дают вполне приемлемые результаты при отсутствии аблации для прогнозирования торможения и энерговыделения астероидов, имеющих низкую прочность и диаметр порядка нескольких десятков метров, в атмосфере Земли. Возможна комбинация двух моделей. На начальном этапе торможения, когда космический объект сохраняет связность, из-за развития неустойчивостей его форма может принимать различный, непредсказуемый вид. Поэтому неправомерно основывать

модель на предположении определенной формы расплющенного тела, например, как это сделано в работе (Брыкина, 2018). Но поскольку торможение начинается лишь когда сформируется рой фрагментов, то модели, учитывающие расширение роя, могут быть приемлемыми и в случае, когда тело в начале имеет неправильную форму.

Панкейк-модели, по существу, предполагают наличие осевой симметрии. Поэтому в случаях, когда однородность облака нарушается, как в примере торможения тела в атмосфере Венеры, точность моделей падает. Пределы применимости панкейк-моделей теоретически ограничиваются сверху размерами тел, при падении которых космическое тело деформируется квазистатично, т.е. звуковые волны отражаются внутри него достаточно быстро по сравнению со временем нарастания динамической нагрузки, обусловленного снижением в атмосфере. Это ограничивает диаметры тел величинами 1–2 км, при которых вообще не происходит существенного торможения в атмосфере.

В работе (Svetsov и др., 1995) сделаны оценки, ограничивающие размеры снизу, в предположении, что тело или его твердые фрагменты имеют прочность, степенным образом зависящую от их размеров, и что они не дробятся, если динамическая нагрузка меньше их прочности. При дроблении тела на две части они разделяются в основном за счет взаимодействия их головных ударных волн, и это разделение занимает некоторое время, которое тем меньше, чем меньше размер фрагмента. Поэтому мелкие тела имеют тенденцию дробиться на ограниченное число более прочных фрагментов, которые летят в атмосфере независимо друг от друга. Время же разделения фрагментов крупных тел может быть больше, чем время нарастания динамической нагрузки, и тогда крупное тело снижается как единое тело, дробясь все больше и больше. Приближенный критерий применимости панкейк-моделей, выведенный в (Svetsov и др., 1995), ограничивает радиус тела величиной

$$r > 0.39H \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sin \theta}, \quad \rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}. \quad (13)$$

Для величин $H = 7$ км, $\rho_m = 3$ г/см³ и $\theta = 45^\circ$ соотношение (13) сводится к виду

$$14 \ln r > 61 - h, \quad (14)$$

где r измеряется в метрах. Соотношения (13) и (14) можно рассматривать как ограничение на r в определенном диапазоне высот, так и как ограничение

на нижний предел h диапазона высот, в котором применимы панкейк-модели для заданного r . Для всей атмосферы, т.е. для $h = 0$, из (14) следует $r > 78$ м. Но торможение может закончиться на некоторой высоте. Для тела с параметрами Челябинского астероида ($r = 10$ м, $\theta = 19^\circ$) из (13) получается, что $h > 40$ км. Фрагментация этого астероида началась на высоте около 55 км, а пик свечения наблюдался на высоте ~ 30 км (Popova и др., 2013). Таким образом, теоретически панкейк-модели применимы лишь к началу траектории Челябинского астероида.

Существенным недостатком критерия (13) является недостаточная точность в оценке прочности и зависимость от закона ее изменения. Поскольку панкейк-модели и гидродинамическое моделирование довольно успешно применялись к Челябинскому событию, хотя некоторые фрагменты с общей массой порядка 0.01% от начальной достигли поверхности Земли, можно предположить, что параметры Челябинского астероида находятся на пределе применимости панкейк-моделей. В работе (Svetsov и др., 1995) панкейк-модель (Chyba и др., 1993) довольно успешно применялась и для интерпретации световых кривых при падении астероидов с диаметрами 3–4 м и высотами максимума излучения 30–43 км. Для вертикального падения тела радиусом 2 м оценка (13) дает предел $h > 46$ км. Возможно, что такие относительно небольшие астероиды имеют меньшую зависимость прочности их фрагментов от размера, чем предполагалось при выводе (13).

На Венере ($H = 17$ км, $\rho_0 = 67 \times 10^{-3}$ г/см³) для ударов астероидов диаметром 1.5 км под углом 45° формальный предел применимости панкейк-моделей $h > 20$ км. Таким образом, в этом случае до удара о поверхность могут образоваться отдельные твердые фрагменты.

В марсианской атмосфере ($H = 11$ км, $\rho_0 = 0.02 \times 10^{-3}$ г/см³) для $\theta = 45^\circ$ и $h = 0$ формула (13) дает $r > 40$ см. На Марсе в кластерах (кратерных полях) наблюдаются кратеры размером от 1 до 6 м со средним значением 2.5 м. Оценки размеров каменных тел, которые могут образовать такие кратеры, для скорости входа тела в атмосферу 10 км/с, близкой к средней, и $\theta = 45^\circ$, дают диаметры ударников от ~ 20 см до ~ 40 см (Подобная и др., 2020). При уменьшении угла входа до 15° или уменьшении скорости входа оцененные диаметры ударников увеличиваются примерно вдвое. Это как раз совпадает с оценкой (13) для размера фрагментов, которые начинают падать раздельно. Оценка (13) для Марса оказывается точнее, так как импакторы, представляющие интерес, меньше

и поэтому ближе по размерам к метеоритам, для которых проводились измерения прочности, а на эти измерения опирается оценка (13).

В большинстве случаев падений тел в атмосфере Земли при скоростях порядка средней скорости входа в атмосферу возникает их абляция. Путем подгонки ряда параметров удавалось согласовать расчеты с измерениями в Челябинском событии. Но, по существу, в случае испарения астероида панкейк-модели оказываются необоснованными. Во-первых, в них описывается движение лишь неиспаренной массы, а пар рассматривается как потерянная массы. Но это не соответствует результатам гидродинамического моделирования, поскольку пар летит вместе с фрагментами, и после полной абляции струя пара может продолжать движение и затормозиться позже. Во-вторых, не обоснована возможность применения коэффициента теплопередачи или коэффициента абляции, полученного для движения одного тела, к рою фрагментов. Следует заметить, что и для одного тела определение коэффициента теплопередачи представляет собой нерешенную проблему.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (рег. № 122032900176-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брагин М.Д., Брыкина И.Г. О моделировании энерговыделения фрагментированного метеороида в атмосфере // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2021. № 4. С. 114–124.
2. Брыкина И.Г. О модели фрагментации крупного метеороида: моделирование взаимодействия Челябинского метеороида с атмосферой // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 5. С. 437–446. (Brykina I.G. Large meteoroid fragmentation: Modeling the interaction of the Chelyabinsk meteoroid with the atmosphere // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 5. P. 426–434.)
3. Григорян С.С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед. 1979. Т. 17. № 6. С. 875–893.
4. Григорян С.С. О столкновении кометы Шумейкеров–Леви-9 с Юпитером в июле 1994 года // Докл. РАН. 1994. Т. 338. № 6. С. 752–754.
5. Григорян С.С., Ибодов Ф.С., Ибадов С.И. Челябинский суперболид: к физике взрыва // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 4. С. 292–298. (Grigoryan S.S., Ibodov F.S., Ibakov S.I. Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion // Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 4. P. 268–274.)
6. Иванов Б.А. Удары космических тел как геологический фактор // Катастрофические воздействия космических тел / Ред.: Адушкин В.В., Немчинов И.В. М.: ИКЦ “Академкнига”, 2005. С. 118–150.
7. Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994. 336 с.
8. Подобная Е.Д., Попова О.П., Глазачев Д.О. Эллипсы рассеяния для недавно образованных кластеров на Марсе // Динамич. процессы в геосферах. 2020. Т. 12. С. 89–98.
9. Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Гигантские болиды в атмосфере Земли // Астрон. вестн. 2007. Т. 41. № 3. С. 241–251. (Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A. Aerial bursts in the terrestrial atmosphere // Sol. Syst. Res. 2007. V. 41. № 3. P. 220–230.)
10. Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Влияние внутреннего трения на деформацию метеороида // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 2. С. 117–122. (Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A. The influence of internal friction on the deformation of a damaged meteoroid // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 2. P. 104–109.)
11. Шувалов В.В., Светцов В.В., Трубецкая И.А. Оценка размера зоны разрушений, производимых на поверхности Земли ударами астероидов размером 10–300 метров // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 4. С. 284–281. (Shuvalov V.V., Svetsov V.V., Trubetskaya I.A. An estimate for the size of the area of damage of the Earth’s surface after impacts of 10–300-m asteroids // Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 4. P. 260–267.)
12. Шувалов В.В., Попова О.П., Светцов В.В., Трубецкая И.А., Глазачев Д.О. Определение высоты метеорного взрыва // Астрон. вестн. 2016. Т. 50. № 1. С. 3–14. (Shuvalov V.V., Popova O.P., Svetsov V.V., Trubetskaya I.A., Glazachev D.O. Determination of the height of the “meteoric explosion” // Sol. Syst. Res. 2016. V. 50. № 1. P. 1–12.)
13. Шувалов В.В. Численное моделирование торможения астероидов в атмосфере Венеры // Динамич. процессы в геосферах. 2022. Т. 14. № 2. С. 92–98.
14. Шувалов В.В., Иванов Б.А. Трехмерное моделирование торможения астероидов в атмосфере Венеры // Динамич. процессы в геосферах. 2023. Т. 15. № 1. С. 54–62.
15. Ahrens T.J., Takata T., O’Keefe J.D. Impact of Comet Shoemaker-Levy 9 on Jupiter // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. № 11. P. 1087–1090.
16. Artemieva N.A., Shuvalov V.V. Motion of a fragmented meteoroid through the planetary atmosphere // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № E2. P. 3297–3309.

17. Artemieva N.A., Shuvalov V.V. From Tunguska to Chelyabinsk via Jupiter // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2016. V. 44. P. 37–56.
18. Avramenko M.I., Glazyrin I.V., Ionov G.V., Karpeev A.V. Simulation of the airwave caused by the Chelyabinsk superbolide // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2014. V. 119. P. 7035–7050.
19. Borovička J., Popova O., Spurný P. The Maribo CM2 meteorite fall—Survival of weak material at highentry speed // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019. V. 54. P. 1024–1041.
20. Boslough M.B., Crawford D.A., Robinson A.C., Trucano T.G. Mass and penetration depth of Shoemaker-Levy 9 fragments from time-resolved photometry // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21. № 14. P. 1555–1558.
21. Brown P.G., Assink J.D., Astiz L., Blaauw R., Boslough M.B., Borovička J., Brachet N., Brown D., Campbell-Brown M., Ceranna L., and 23 co-authors. A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // *Nature*. 2013. V. 503. P. 238–241.
22. Brykina I.G., Bragin M.D. On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 187. Id. 104942.
23. Chyba C.F., Thomas P.J., Zahnle K.J. The 1908 Tunguska explosion: atmospheric disruption of a stony asteroid // *Nature*. 1993. V. 361. № 6407. P. 40–44.
24. Collins G.S., Lynch E., McAdam R., Davison T.M. A numerical assessment of simple airblast models of impact airbursts // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2017. V. 52. P. 1542–1560.
25. Crawford D.A., Boslough M.B., Trucano T.G., Robinson A.C. The impact of Comet Shoemaker-Levy 9 on Jupiter // *Shock Waves*. 1994. V. 4. № 1. P. 47–50.
26. Field G.B., Ferrara A. The behavior of fragments of comet Shoemaker-Levy 9 in the atmosphere of Jupiter // *Astron. J.* 1995. V. 438. P. 957–967.
27. Hébert D., Rullier J.-L., Chevalier J.-M., Bertron I., Lescoute E., Virot F., El-Rabii H. Investigation of mechanisms leading to water drop breakup at Mach 4.4 and Weber numbers above 10^5 // *SN Appl. Sci.* 2020. V. 2. № 1. Id. A69.
28. Hills J.H., Goda M.H. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere // *Astron. J.* 1993. V. 105. № 3. P. 1114–1144.
29. Ivanov B.A., Basilevsky A.T., Neukum G. Atmospheric entry of large meteoroids: Implication to Titan // *Planet. and Space Sci.* 1997. V. 45. № 8. P. 993–1007.
30. Ivanov B.A., Deutsch A. Sudbury impact event: Cratering mechanics and thermal history // *Large meteorite impacts and planetary evolution II* / Eds: Dressler B.O., Sharpton V.L. *Geol. Soc. Am. Sp. Pap.* 1999. V. 339. P. 389–397.
32. Korycansky D.G., Zahnle K.J., MacLow M-M. High-resolution simulations of the impacts of asteroids into the Venusian atmosphere II: 3D models // *Icarus*. 2002. V. 157. № 1. P. 1–23.
33. Korycansky D.G., Zahnle K.J. High-resolution simulations of the impacts of asteroids into the Venusian atmosphere III: further 3D models // *Icarus*. 2003. V. 161. № 2. P. 244–261.
34. McMullan S., Collins G.S. Uncertainty quantification in continuous fragmentation airburst models // *Icarus*. 2019. V. 327. P. 19–35.
35. Melosh H.J., Ivanov B.A. Impact crater collapse // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 1999. V. 27. P. 385–425.
36. Popova O.P., Jenniskens P., Emel V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudorov A., Grokhovskiy V.I., and 49 co-authors. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // *Science*. 2013. V. 342. P. 1069–1073.
37. Register P.J., Mathias D.L., Wheeler L.F. Asteroid fragmentation approaches for modeling atmospheric energy deposition // *Icarus*. 2017. V. 284. P. 157–166.
38. Sharma S., Singh A.P., Rao S.S., Kumar A., Basu S. Shock induced aerobreakup of a droplet // *J. Fluid Mech.* 2021. V. 929. Id. A27. (32 p.)
39. Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // *Shock Waves*. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.
40. Shuvalov V.V., Artem'eva N.A., Kosarev I.B. 3D hydrodynamic code SOVA for multimaterial flows, application to Shoemaker-Levy 9 comet impact problem // *Int. J. Impact Engineering*. 1999. V. 23. P. 847–858.
41. Shuvalov V.V., Artemieva N.A. Numerical modeling of Tunguska-like impacts // *Planet. and Space Sci.* 2002. V. 50. P. 181–192.
42. Shuvalov V., Svetsov V., Popova O., Glazachev D. Numerical model of the Chelyabinsk meteoroid as a strengthless object // *Planet. and Space Sci.* 2017. V. 147. P. 38–47.
43. Svetsov V.V., Nemtchinov I.V., Teterev A.V. Disintegration of large meteoroids in Earth's atmosphere: Theoretical models // *Icarus*. 1995. V. 116. P. 131–153.
44. Zahnle K.J. Airburst origin of dark shadows on Venus // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № E6. P. 10243–10255.
45. Zahnle K.J., MacLow M-M. The collision of Jupiter and comet Shoemaker-Levy 9 // *Icarus*. 1994. V. 108. P. 1–17.

УДК 523.68:52-44

ОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ РАЗРУШЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ, ДВИГАЮЩИХСЯ В АТМОСФЕРЕ

© 2024 г. В. Ю. Тугаенко^{a,*}, А. В. Водолажский^a, Р. А. Евдокимов^a

^aПубличное акционерное общество “Ракетно-космическая корпорация

“Энергия” им. С.П. Королёва”, Королев, Россия

*e-mail: vjatcheslav.tugaenko@rsce.ru

Поступила в редакцию 10.01.2024 г.

После доработки 22.04.2024 г.

Принята к публикации 09.05.2024 г.

Космические тела при прохождении атмосферы Земли подвергаются значительным нагрузкам из-за воздействия высокоскоростного потока газа на их поверхность. Под действием аэродинамических сил и сильных тепловых потоков происходит разрушение этих тел. Механизмы разрушения зависят от их состава, структуры, скорости, размера и прочности. Искусственные космические тела двигаются в атмосфере, в основном сохраняя свою ориентацию в пространстве, и долетают до поверхности, сохраняя целостность из-за высокой прочности. В результате поверхностного разрушения лобовой части этих тел продукты разрушения поступают в плазменный слой, окружающий их при движении в атмосфере. Особенности конструкции спускаемого аппарата Союз позволили исследовать пылевую компоненту плазменного слоя по налету, осевшему на иллюминаторе. Проанализированы данные по частицам, выявленным на поверхности космического аппарата, приводятся результаты статистического анализа полученного распределения частиц по размерам. Показано, что кривая распределения хорошо описывается степенным законом.

Ключевые слова: космические тела, поверхностное разрушение, частицы в плазме, налет на иллюминаторе, степенное распределение

DOI: 10.31857/S0320930X24060088, EDN: NHLKWW

ВВЕДЕНИЕ

Космические тела искусственного и естественного происхождения при прохождении атмосферы Земли подвергаются значительным нагрузкам из-за воздействия высокоскоростного потока газа на их поверхность. Под действием аэродинамических сил, возрастающих по мере проникновения тел в более плотные слои атмосферы, и сильных тепловых потоков от нагретого газа между поверхностью тела и фронтом ударной волны происходит разрушение этих тел. Механизмы разрушения метеороидов в атмосфере зависят от их состава, скорости, структуры, размера и прочности. Разработаны различные подходы к моделированию их разрушения

(Брыкина, 2018). Для достижения соответствия расчетов данным наблюдений в последние годы используют гибридные модели, в которых учитываются разные типы дробления – на крупные куски и на скопление мелких осколков (Slepcha, ReVelle, 2005). Гибридная модель фрагментации крупного метеороида применялась так же и для описания пылевой компоненты (мелких частиц миллиметровых размеров) (Вогорицка и др., 2013). Натурные измерения характеристик пылевых частиц, составляющих аэрозольный след Челябинского астероида, были проведены на метеорологическом спутнике NASA/NOAA NPP/Suomi с прибором OMPS Limb Profiler, предназначенным для получения профилей озона и аэрозолей с высоким вертикальным

разрешением на основе измерений рассеянного солнечного излучения в спектральном диапазоне 290–1000 нм. Был обнаружен избыток аэрозоля в средней стратосфере (высота 25–45 км) (Gorkavyi и др., 2013). Измеренные профили поглощения солнечного излучения на различных длинах волн показали наличие крупных частиц микронного размера в пылевом шлейфе Челябинского астероида.

Искусственные космические тела двигаются в атмосфере, в основном сохраняя свою ориентацию в пространстве, и долетают до поверхности, сохраняя целостность из-за высокой прочности и применения “мягкой” посадки. У таких тел разрушению подвергается только их внешняя поверхность, главным образом из-за сильных тепловых потоков. Продукты разрушения поступают, в основном, в плазменный поток, обтекающий космические аппараты с подветренной стороны. Процессы образования и эволюции пылевых частиц при прохождении космических тел через атмосферу, насколько известно авторам настоящей работы, детально не исследовались. Интересно отметить, что кроме упомянутых выше экспериментальных исследований аэрозольного следа Челябинского астероида, в составе пыли, осевшей на снеговой покров, были неожиданно обнаружены ограниченные углеродные частицы с размерами в несколько десятков микрометров, образовавшиеся, вероятнее всего, на этапе прохождения фрагментов через атмосферу (Savosteenko и др., 2023). Как упоминалось выше, такие процессы не исследовались для плазмы, окружающей космические тела, проходящие через атмосферу, но детальные исследования процессов образования частиц в низкотемпературной плазме проводились в работах по плазменному травлению и плазменной обработке поверхностей, где образование пылевых частиц является распространенным явлением. Актуальной является проблема пыли в пристеночной плазме в установках управляемого термоядерного синтеза (Цытович, Винтер, 1998; Фортов и др., 2004). Известны два механизма формирования пылевых частиц: 1) инъекция пылевых частиц со стенок; 2) конденсация вещества из перенасыщенного пара сложных молекул и кластеров в результате последовательных ионно-молекулярных реакций. В экспериментальных исследованиях явлений, связанных с частицами в плазме низкого давления, показано, что образование и рост пылевых частиц проходит через три последовательных этапа: образование кристаллических кластеров,

образование агрегатов с размерами в десятки нм путем коагуляции и роста частиц за счет поверхностного осаждения различных радикалов до размеров микронного уровня (Boufendi, Bouchoule, 1994; Kamata и др., 1994). В настоящей работе не исследуются процессы образования частиц в плазме, окружающей космические тела при прохождении атмосферы, но приводимые здесь сведения, возможно, указывают на направления поиска объяснений, приводимых в последующих разделах результатов экспериментальных исследований.

Возвращаемые космические аппараты Фотон (Reimer, 2006) и Союз (Bruce, 2013), имеющие поперечные размеры около 2 м и массу несколько тонн, входят в плотные слои атмосферы с орбитальной скоростью около 8 км/с. С такой же скоростью входила в атмосферу и возвращаемая баллистическая капсула Радуга, диаметр которой составляет 0.78 м. Тепловые нагрузки на поверхность этих тел детально исследовались по состоянию теплозащитного покрытия аппаратов, а также по результатам измерений температурных датчиков (для Радуги), расположенных вблизи поверхности спускаемого аппарата. Несмотря на различия в форме и размерах и различные траектории спуска, в целом теплофизическую картину воздействия набегающего потока на эти космические объекты можно описать единообразно. Максимальное динамическое давление (~0.02 МПа) реализуется на высоте ~45–35 км при скорости ~4 км/с. На этом же участке траектории происходит и максимальный нагрев поверхности тел при воздействии теплового потока ~500–1500 кВт/м², максимальная температура на лобовой части достигает значений ~1500°C для Союза и Фотона и ~2200°C для Радуги. Время “поддержания” высокой температуры, соответствующее основному вкладу в процессы поверхностного разрушения тела и оцениваемое по полной ширине на уровне половины высоты зависимости температуры от времени, составляет 200–230 с.

АЭРОФИЗИКА ВОЗВРАЩАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Наиболее детально аэрофизика прохождения атмосферы искусственным космическим телом изучена для спускаемого аппарата (СА) Союз (Суржиков, 2016; 2018; Власов, 2012a; 2012b; Тугаенко и др., 2023). Внешний вид спускаемого аппарата приведен на рис. 1.

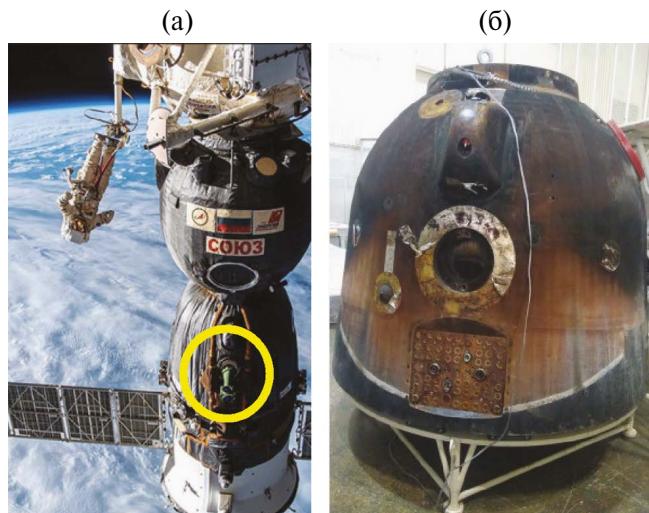


Рис. 1. Спускаемый аппарат в составе транспортного пилотируемого корабля Союз: (а) – в составе МКС, желтым кружком обозначено место расположения иллюминатора; (б) – после спуска.

СА входит в плотные слои атмосферы, имея балансировочный угол атаки в интервале 20° – 30° на участке аэродинамического нагрева. Форма СА осесимметричная, сегментально-коническая и состоит из двух сферических участков и одного участка конической формы. Масса аппарата 2.8 т, длина 2.16 м, диаметр 2.2 м. Продольная дальность движения в атмосфере составляет примерно 2500 км. Форма СА Союз и положение центра масс обеспечивают его устойчивый полет до завершения интенсивного нагрева во время спуска. Тепловая защита СА (Врице, 2013) состоит из двух частей – лобового теплозащитного экрана (ЛТЭ) и сферо-конического участка. ЛТЭ имеет форму сферического сегмента и расположен в передней относительно набегающего потока части СА. ЛТЭ выполнен из слоистого пластика ПКТ-11-К-ФЛ (изготовленного из вязально-прошивного полотна на основе кремнеземно-капроновой ткани, пропитанной фенольно-формальдегидными смолами). Элементный состав ЛТЭ, определенный методом рентгеновского спектрального микронализа, приведен в табл. (Тугаенко и др., 2021). В составе теплозащитного материала методом масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой были так же определены следующие технологические примеси: магний, калий, железо, кальций, медь, фосфор, хром, цинк и другие элементы в количестве не более 0.1% по массе для каждого компонента.

Таблица. Концентрация элементов в образце теплозащитного материала лобового щита

Хим. элемент	C	N	O	Na	Al	Si	Cl	Ni
Мас. конц., %	69.8	3.7	21.6	0.13	0.3	3.9	0.1	0.4

Основная часть набегающего воздушного потока приходится на лобовой теплозащитный экран, подвергающийся интенсивным конвективным и радиационным нагрузкам от высокотемпературного сжатого слоя (Анфимов, Румынский, 1982). Сжатый слой между фронтом ударной волны и поверхностью ЛТЭ на высотах от 80 до 45 км имеет толщину 12–16 см, распределение поступательной температуры в нем крайне неоднородно, а максимальные температуры газа составляют от 10000 К до 4500 К, соответственно. Высокие температура и плотность в сжатом слое приводят к протеканию большого числа химических процессов. В работе (Тугаенко, 2021) впервые сделаны оценки химического состава сжатого слоя и плазменного потока в подветренной области с учетом термохимического разрушения материала ЛТЭ. Кинетическая модель газофазных процессов включала 87 химических реакций для 21 химической компоненты. В полученных расчетных данных отметим наибольшие концентрации. Это атомы C, N и O и молекулы N₂, NO, в центральной области сжатого слоя и C₃, CO, HCN вблизи поверхности. В работе (Суржиков, 2016) показано, что на высотах менее 60 км течение в значительной части сжатого слоя вдоль поверхности ЛТЭ дозвуковое, что позволяет оценить время на реализацию различных механизмов синтеза сложных образований, упоминавшихся ранее. Исследования состояния ЛТЭ после прохождения атмосферы показывают, что наибольший унос материала наблюдается в областях, где создаются локальные зоны турбулентности из-за выступающих в поток элементов конструкции и по краям щита.

При воздействии теплового потока разрушение поверхности космического тела происходит не только в результате процессов абляции, но существенную роль играет и эрозия, механический унос вещества в виде отдельных частиц, возникающий под действием внутреннего давления или внешних сил, а также вследствие термических напряжений (Полежаев, Юрьевич, 1976). Эти частицы, попадая в поток плазменного сжатого слоя, двигаются вдоль лобовой поверхности тела и затем в потоке, обтекающем

тело с подветренной стороны, могут оседать (в случае с жидкими частицами – конденсироваться) на поверхности, имеющей относительно низкую температуру. Большая часть частиц, конечно, поступает вслед за двигающимся в атмосфере телом.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Исследование состава и характеристик пылевой плазмы, образующейся на лобовой поверхности СА Союз и “стекающей” в сторону сравнительно холодной подветренной области, частично оседая на его поверхности, возможно, благодаря наличию в конструкции СА расположенного в этой области иллюминатора (см. рис. 1б). Российской научной программой исследований на МКС планируется проведение серии экспериментов по изучению свечения плазмы на всей трассе спуска в диапазоне длин волн от 300 до 1000 нм. При наземной подготовке этих работ выяснилось, что информацию о пылевой составляющей плазмы можно получить, исследуя поверхность иллюминатора. На рис. 2 приведена фотография фрагмента поверхности иллюминатора, на котором после прохождения СА атмосферы при возвращении на Землю образовался налет от оседания компонентов сжатого слоя, стекающего во время полета в направлении подветренной стороны аппарата. Анализ расположения налета на 21 иллюминаторе спускаемых аппаратов, возвратившихся с орбиты в период с 2011 по 2022 гг., показал, что наиболее часто (~70%) реализуется неравномерное распределение налета по поверхности с зоной наиболее интенсивного осаждения налета, занимающей до 30% площади иллюминатора (Тугаенко, и др., 2024). Проведенный в этой же статье анализ алгоритма работы системы управления спуска СА и особенностей конструкции дал основания считать, что зона интенсивного налета образуется в период времени, характеризуемый максимальной тепловой нагрузкой на лобовую часть спускаемого аппарата, т.е. на высотах от 45 до 35 км, в течение промежутка времени ~120 с. На рис. 2 отчетливо видно, что в составе налета можно различить отдельные частицы с размерами от единиц микрометров до долей мм. Средняя толщина налета, измеренная на лазерном конфокальном микроскопе, составляла ~3 мкм при плотности ~0.4 г/см³.

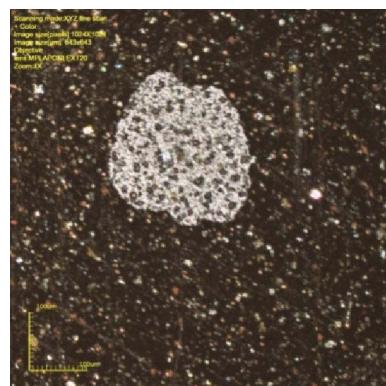


Рис. 2. Фотография фрагмента поверхности иллюминатора с налетом, образовавшимся при прохождении СА атмосферы.

Для проведения исследования статистических закономерностей распределения частиц по размерам с помощью стереомикроскопа Carl Zeiss Stemi 508doc (Германия) были сделаны несколько десятков снимков с использованием объектива 5× и подсветкой холодным белым цветом. Оцифрованные изображения областей исследования размерами 2.5 на 1.5 мм с разрешением 0.792 пикс/мкм изучались на предмет наличия в них частиц с помощью программного инструмента ImageJ, который является общедоступной программой обработки изображений на основе Java, разработанной в Национальном институте здравоохранения США. (Collins, 2007). Для зоны интенсивного налета (по 10 снимкам общей площадью ~25 мм², что составило ~0.3% от исследуемой площади) было выделено ~20000 частиц. Использовался подход, отработанный в аэрозольной физике при проведении прямых исследований распределения частиц по размерам в аэродисперсных системах, при котором для характеристики размера частиц используется проекционный диаметр круга (эффективный диаметр – D) с площадью, равной площади проекции частицы.

Исследовалось распределение числа частиц $N(D)$ в зависимости от их размеров. На рис. 3 ромбами показано количество частиц, приходящееся на интервал значений диаметра шириной 1 мкм для интервала эффективных диаметров от 4 до 59 мкм.

Проведенный статистический анализ показал, что полученные экспериментальные данные описываются степенным законом: $N(D) \propto D^{-\alpha}$. В интервале размеров от 5 до 25 мкм (90% всех частиц, по аналогии с аэрозолями их можно

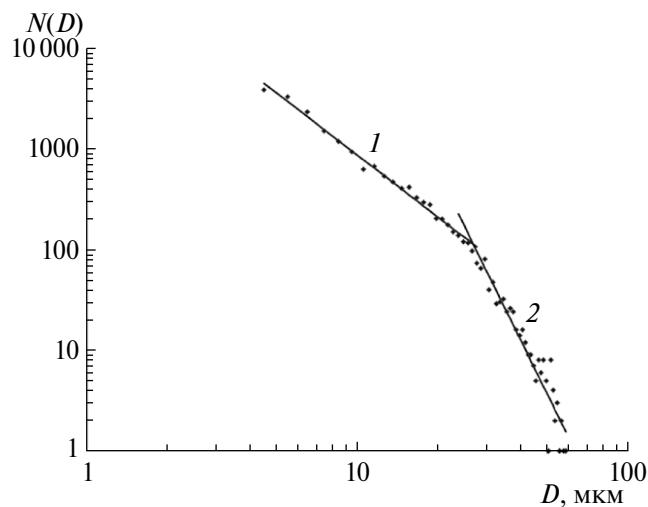


Рис. 3. Распределение частиц на поверхности иллюминатора по размерам: 1 – степенная функция с показателем степени 2.1 для размеров частиц в интервале от 5 до 25 мкм; 2 – степенная функция с показателем степени 5.5 для размеров частиц в интервале от 26 до 59 мкм.

классифицировать как среднедисперсные) распределение хорошо (доверительная вероятность $>95\%$) описывается степенным законом распределения с показателем степени $\alpha = 2.1 \pm 0.1$. Для частиц с размерами больше 25 мкм (грубодисперсные) распределение также хорошо описывается степенным законом (доверительная вероятность $>90\%$), но с показателем $\alpha = 5.5 \pm 0.4$.

Следует отметить, что анализировались проекционные размеры частиц, расположенных на плоской поверхности после осаждения из плазменного слоя. Частицы при осаждении и в процессе остывания могли деформироваться с уменьшением высоты (расплющиваться), но даже в самом консервативном случае, при котором продольный размер среднеразмерных частиц уменьшался до толщины налета на иллюминаторе, показатель степени увеличивался от значения 2.1 до величины 3.0, что не меняет полученного представления о бимодальном распределении во всем интервале наблюдаемых размеров. Предполагается, что грубодисперсные частицы более устойчивы к деформации при осаждении, что определяется природой их происхождения. Отдельный вопрос, пока остающийся неисследованным, связан с наличием и относительным количеством жидких частиц в плазме, образующихся при плавлении легкоплавких материалов, входящих в состав

космических тел. Возможно, на рис. 2 представлена такая, редко встречающаяся, капля, растекшаяся по поверхности.

Степенное распределение для фрагментов разрушаемых тем или иным образом тел встречается в природе достаточно часто. При фрагментации естественных космических тел, входящих в атмосферу Земли, распределение фрагментов по массам является важной характеристикой их разрушения и, как правило, описывается степенным законом, для которого значение степенного индекса подбирается с использованием экспериментальных результатов исследований разрушений различных типов (Брыкина, Егорова, 2022). Распределение размеров фрагментов по степенному закону было замечено при анализе наблюдений за разрушением основного корпуса космического аппарата Hayabusa при его возвращении в атмосферу Земли (Watanabe и др., 2011). В большом количестве экспериментальных работ по динамическому разрушению различных объектов кривая распределения фрагментов от их линейного размера (площади или массы) обычно разбивается на два (иногда три) сегмента, которым соответствуют разные показатели степени для “мелкодисперсной” и “крупнодисперсной” мод (Сильвестров, 2004). В данных, представленных в настоящей статье, так же обнаружена эта закономерность. Следует отметить, что, как упомянуто в вышеприведенной работе, статистические теории фрагментации базируются на принципах случайности, без рассмотрения сложной физики разделения тела на фрагменты. С нашей точки зрения, представленные в настоящей работе экспериментальные данные могут свидетельствовать о различных механизмах образования частиц, например, как упомянуто выше, среднедисперсные частицы могут образовываться в результате конденсации вещества из перенасыщенного пара сложных молекул и кластеров, а грубодисперсные частицы в своей первооснове образуются из-за процессов эрозии космического тела. Подтверждение правомерности этой гипотезы может дать планируемое исследование морфологических характеристик частиц на поверхности СА и определение их элементного состава. Ранее были опубликованы результаты электронно-микроскопических и рентгеноструктурных исследований состава налета, осевшего на иллюминаторе СА, обнаруживших разнообразные ограненные частицы, часть из которых была идентифицирована как минералы, изначально отсутствовавшие в составе теплозащитного

покрытия (Tugaenko и др., 2021). Присутствие в составе налета аэрозольных частиц из стратосферы представляется крайне маловероятным по причине их незначительной концентрации на этих высотах, а также разрушения в высокотемпературном сжатом слое большинства известных типов таких частиц (Solomon и др., 2011). Следует отметить, что частицы космической пыли (Carrillo-Sánchez и др., 2015; 2020), пережившие вход в атмосферу, такие, например, как космические сферулы, в принципе, будучи захваченными в плазменный слой вокруг спускаемого аппарата, могут без разрушения осесть на поверхности аппарата и быть обнаружеными при исследованиях налета на иллюминаторе электронно-микроскопическими методами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вокруг возвращаемых космических аппаратов, равно как и крупных метеороидов, при прохождении атмосферы Земли с гиперзвуковой скоростью образуется слой пылевой плазмы, химический состав которого определяется в основном продуктами термодеструкции лобовой части тела в результате взаимодействия с набегающим воздушным потоком. Особенности конструкции спускаемого аппарата Союз позволили исследовать пылевую компоненту плазменного слоя по налету, осевшему на иллюминаторе, расположенному в подветренной зоне. Для проведения исследования статистических закономерностей распределения частиц по размерам – $N(D)$ (D – эффективный диаметр частиц) использовались фотографии поверхности, полученные с помощью стереомикроскопа. С помощью программного инструмента ImageJ было выделено ~ 20000 частиц на площади $\sim 25 \text{ mm}^2$. Статистическое исследование показало, что полученные экспериментальные данные хорошо описываются бимодальным степенным распределением ($N(D) \propto D^{-\alpha}$), состоящим из двух сегментов, которым соответствуют разные показатели степени α , с более крутым наклоном для крупных фрагментов. Для среднедисперсных частиц в интервале размеров от 5 до 25 мкм распределение хорошо описывается степенным законом распределения с показателем степени $\alpha = 2.1 \pm 0.1$, а для грубодисперсных частиц с размерами больше 25 мкм с показателем степени $\alpha = 5.5 \pm 0.4$. По аналогии с процессами образования частиц в низкотемпературной плазме высказывается гипотеза о возможном объяснении обнаруженной особенности распределения

частиц по размерам различными механизмами образования частиц, что предлагается проверить исследованием морфологических характеристик частиц на поверхности СА и определением их элементного состава.

Исследование выполнено в рамках инициативной работы авторов при наземной подготовке космического эксперимента “Плазма-СА”, входящего в Программу отработки перспективных космических технологий, необходимых для освоения космического пространства, реализуемую Госкорпорацией “Роскосмос” на МКС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анфимов Н.А., Румынский А.Н. Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет Солнечной системы. Проблемы механики и теплообмена в космической технике. М.: Машиностроение, 1982. 272 с.
2. Брыкина И.Г. О модели фрагментации крупного метеороида: моделирование взаимодействия Челябинского метеороида с атмосферой // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 5. С. 437–446. (Brykina I.G. Large meteoroid fragmentation: modeling the interaction of the Chelyabinsk meteoroid with the atmosphere // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. P. 426–434.)
3. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. О степенном законе для описания распределения фрагментов разрушенного космического тела по массам // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 5. С. 356–368. (Brykina I.G., Egorova L.A. On the power law for describing the mass distribution of fragments of a disrupted cosmic body // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. P. 338–350.)
4. Власов В.И., Залогин Г.Н., Ковалев Р.В., Чураков Д.А. Лучисто-конвективный теплообмен спускаемого аппарата с разрушающей тепловой защитой // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012а. www.Chemphys.edu.ru/pdf/2012-12-26-001.pdf.
5. Власов В.И., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Чураков Д.А. Лучисто-конвективный теплообмен спускаемых аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012б. www.Chemphys.edu.ru/pdf/2012-02-16-001.pdf.
6. Полежаев Ю.В., Юрьевич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 408 с.
7. Сильвестров В.В. Применение распределения Гилварри для описания статистики фрагментации твердых тел при динамическом нагружении // ФГ В. 2004. Т. 40. № 2. С. 111–124.
8. Суржиков С.Т. Аэрофизика гиперзвукового потока воздуха у поверхности спускаемого

- космического аппарата на высотах менее 60 км // Вестн. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2016. № 5. С. 33–45.
9. Суржиков С.Т. Пространственная задача аэрофизики сверхорбитального космического аппарата на больших высотах // Докл. АН. 2018. Т. 482. № 3. С. 270–274.
10. Тугаенко В.Ю., Грибков А.С., Суржиков С.Т. Физико-химические характеристики плазменного потока, окружающего возвращаемые космические аппараты при входе в атмосферу Земли с орбитальной скоростью // Теплофизика высоких температур. 2023. № 3. Т. 61. № 3. С. 1–10.
11. Тугаенко В.Ю., Грибков А.С., Гранкина Е.Н., Шербенко Н.В. Особенности обтекания плазменным потоком спускаемого космического аппарата на спуске при наличии выступа на боковой поверхности // Инженерный журнал: наука и инновации. 2024. Вып. 1. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2024-1-2328>
12. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак В.И., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // УФ Н. 2004. Т. 174. № 5. С. 495–542.
13. Цытович В.Н., Винтер Дж. Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // УФ Н. 1998. Т. 168. № 8. С. 899–907.
14. Borovička J., Toth J., Igaz A., Spurný P., Kalenda P., Haloda J., Svoren J., Kornos L., Silber E., Brown P., Husarik M. The Košice meteorite fall: Atmospheric trajectory, fragmentation, and orbit // Meteorit. and Planet. Sci. 2013. V. 48. P. 1757–1779.
15. Boufendi L., Bouchoule A. Particle nucleation and growth in a low-pressure argon-silane discharge // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. № 3. P. 262–267.
16. Bruce A. Davis. International Space Station Soyuz Vehicle Descent Module Evaluation of Thermal Protection System Penetration Characteristics // NASA Lyndon B. Johnson Space Center, JSC-66527, Houston, Texas, USA, 2013.
17. Carrillo-Sánchez J.D., Plane J.M., Feng W., Nesvorný D., Janches D. On the size and velocity distribution of cosmic dust particles entering the atmosphere // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 6518–6525.
18. Carrillo-Sánchez J.D., Gomez-Martin, Bones D.L., Nesvorný D., Pokorný P., Benna M., Flynn G.J., Plane J.M. Cosmic dust fluxes in the atmospheres of Earth, Mars, and Venus // Icarus. 2020. V. 335. Id. 113395.
19. Cepelcha Z., ReVelle D.O. Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere // Meteoritics and Planet. Sci. 2005. V. 40. № 1. P. 35–54.
20. Collins T.J. ImageJ for microscopy // BioTechniques. 2007. V. 43. № 1S. P. S25–S30.
21. Gorkavyi N., Rault D.F., Newman P.A., da Silva A.M., Dudorov A.E. New stratospheric dust belt due to the Chelyabinsk bolide // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 4728–4733.
22. Kamata T., Kakuta S., Yamaguchi Y., Makabe T. A correlation between particle growth and spatiotemporal RF plasma structure // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. № 3. P. 310–313.
23. Reimer T. The KERAMIK Thermal Protection System Experiment on the FOTON-M2 Mission // Proc. 5th European Workshop: Thermal Protection Systems and Hot Structures, held 17–19 May, 2006 at ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. 2006 / Ed. Fletcher K. ESA SP-631.
24. Savosteenko G., Taskaev S., Avramov P. Structure and Raman spectra of exotic carbon microcrystals from meteoritic dust of Chelyabinsk superbolide // Nanomaterials. 2023. № 13. P. 73–83.
25. Solomon S., Daniel J.S., Neely R.R., Vernier J.-P., Dutton E.G., Thomason L. The persistently variable “background” stratospheric aerosol layer and global climate change // Science. 2011. V. 333. № 6044. P. 866–870.
26. Tugaenko V.Y., Ovchinnikov D.S., Isaenkova M.G., Kargin N.I., Krymskaya O.A., Timofeev A.A., Babich Y.A. The chemical and mineral composition of particles precipitated from a plasma–dust layer on the porthole of the descend space vehicles during the passage of the Earth's atmosphere // Geochem. Intern. 2021. V. 59. № 1. P. 107–112.
27. Watanabe J., Ohkawa T., Sato M., Ohnishi K., Iijima Y. Fragmentation of the HAYABUSA spacecraft on reentry // Publ. Astron. Soc. Japan. 2011. V. 63. P. 955–960.

УДК 520.44+523.44+523.4-1/-8

СУБЛИМАЦИОННО-ПЫЛЕВАЯ АКТИВНОСТЬ АСТЕРОИДОВ ПРИМИТИВНЫХ ТИПОВ КАК ПРИЗНАК НАЛИЧИЯ ЛЬДА H_2O

© 2024 г. В. В. Бусарев^{a,b,*}, Е. В. Петрова^c, М. П. Щербина^{a,b}, М. А. Бурлак^a,
Н. П. Иконникова^a, М. В. Максимова^a

^aМГУ им. М.В. Ломоносова, Астрономический ин-т им. П.К. Штернберга (ГАИШ МГУ), Москва, Россия

^bИнститут астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Россия

^cИнститут космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

* e-mail: busarev@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 01.03.2024 г.

После доработки 05.05.2024 г.

Принята к публикации 10.06.2024 г.

С 12 декабря 2022 г. по 28 февраля 2023 г. нами проведен *UBVRI*-обзор и рассчитаны аппроксимированные спектры отражения доступных для наблюдений в указанный период времени 65 астероидов Главного пояса, включая 50 объектов примитивных типов, находившихся вблизи перигелия. Целью этих наблюдений был поиск спектральных признаков сублимационно-пылевой активности астероидов и образования у них временной пылевой экзосферы, связанных с наличием в их недрах льда H_2O , при наиболее высоких подсолнечных температурах. Исходя из анализа точности и формы аппроксимированных спектров отражения астероидов примитивных типов, условно ограниченных значением геометрического альбедо ≤ 0.10 , нами обнаружена сублимационно-пылевая пылевая активность 164 Евы, 360 Карловы и 750 Оскара по отчетливым кратковременным вариациям отражательной способности этих астероидов в полосе *U*. Похожие спектральные изменения и связанная с ними сублимационно-пылевая активность обнаружены в одну из ночей у астероида 629 Бернардина с повышенным значением геометрического альбедо (0.14 или 0.19), что может быть признаком неоднородности состава его вещества и, возможно, наличия локального обнажения водяного льда. Кроме того, у трех астероидов высокотемпературных типов, 757 Портлендии, 1121 Наташи и 1687 Глароны, зарегистрированы заметные спектральные вариации во всем диапазоне, которые могут быть связаны с выбросом с их поверхности субмикронной пыли другими механизмами. Для обоснования и интерпретации результатов наблюдений выполнено численное моделирование спектров отражения условных астероидов таксономических типов C (с низкотемпературной минерологией) и S (с высокотемпературной минерологией), окруженных оптически тонкой пылевой экзосферой, состоящей из агрегатных или однородных субмикронных частиц разного состава. На основе этого моделирования нами предложен количественный критерий идентификации слабой сублимационно-пылевой активности астероидов примитивных типов в видимом диапазоне.

Ключевые слова: астероиды, *UBVRI*-фотометрия, спектры отражения, химико-минеральный состав вещества, лед H_2O , пылевая активность астероидов, солнечная вспышечная и эруптивная активность, электростатическое поле фотоэмиссионной природы

DOI: 10.31857/S0320930X24060099, EDN: NHBYRO

ВВЕДЕНИЕ

Основным признаком астероидов как малых небесных тел традиционно считалось отсутствие не только газовой атмосферы, но и разреженной пылевой экзосферы по причине очень слабого гравитационного поля (уступающего земному от ~ 30 до 10^5 раз с уменьшением размера тела от ~ 1000 до 1 км). Но еще в 1950 г. был открыт первый астероид, сближающийся с Землей (AC3), 4015 Вильсон–Харрингтон, обладающий четко выраженным пылевым хвостом и принятый за комету (Cunningham, 1950). А на протяжении примерно двух последних десятилетий продолжается дискуссия о возможной активности астероидов и их вероятной эволюционной связи с ядрами комет, начавшаяся с обнаружения в Главном поясе астероидов (ГПА) объектов примерно километрового размера, проявивших кратковременную кометоподобную активность (например, Hsieh и др., 2004; Hsieh, Jewitt, 2006). Вначале эти тела были приняты за утратившие активность ядра комет из семейства Юпитера, оказавшиеся на астероидных орbitах в ГПА под действием гравитационных резонансов (Hsieh, Jewitt, 2006; Hsieh, Haghjipour, 2016). Но более тщательное изучение около 30 таких объектов в ГПА, а также анализ возможных механизмов их активности, показали, что они больше похожи на астероиды, а не на ядра классических комет (например, Jewitt, 2012; Chandler и др., 2021; Devogèle и др., 2021; Jewitt, Hsieh, 2022 и ссылки там). У рассматриваемых активных тел пока не найдены признаки формирования на далекой периферии Солнечной системы в форме более летучих соединений, чем лед H_2O , например, CO или CO_2 . Как показывают модельные расчеты темпов сублимации основных астрофизических льдов с повышением температуры (например, Chandler и др., 2020), на гелиоцентрических расстояниях ГПА (~ 2.1 – 3.2 а. е.) скорость сублимации сухого льда почти на семь порядков превосходит ту же скорость у льда H_2O . Это означает, что при заметных количествах льда CO_2 на обсуждаемых телах кома из газообразного CO_2 у них была бы обнаружена. Подтверждением этого является регистрация с помощью космического телескопа James Webb Space Telescope (JWST) у одного из таких объектов – 238P/Read – комы из парообразной воды при отсутствии CO_2 (Kelley и др., 2023). С другой стороны, большая часть известных на настоящий момент ~ 60 тел, имеющих

какие-то признаки активности (Chandler и др., 2024), представляют собой классические астероиды примитивных типов, в недрах которых может быть лед H_2O в соответствии с их происхождением. Поэтому, более естественное объяснение сублимационно-пылевой активности (СПА) значительного количества астероидов основано на известном распределении астероидов Главного пояса по таксономическим (спектральным) типам (Tholen, 1989; Bus, Binzel, 2002), согласно которому $\sim 75\%$ известных астероидов относится к примитивным типам с предполагаемым содержанием водяного льда, что, в свою очередь, указывает на их образование вблизи границы конденсации водяного льда в ранней Солнечной системе. Обсудим это более подробно в разделе Дискуссия.

Целью наших обзорных спектральных наблюдений было изучение СПА и механизма образования пылевой экзосферы (ПЭ) на не слишком малых (от десятка до сотни километров в диаметре) астероидах примитивных типов Главного пояса, гравитационное поле которых может удерживать ПЭ некоторое время по сравнению с упоминавшимися телами километровых размеров. Поскольку сила воздействия внешних факторов (кроме ударных) на освещенную сторону астероида обратно пропорциональна квадрату его гелиоцентрического расстояния, нами была избрана стратегия поиска активных астероидов вблизи перигелия среди тел с эксцентриситетами орбит более 0.1.

О МЕТОДИКЕ ПОЛУЧЕНИЯ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Следует отметить, что наиболее распространенным способом обнаружения активности астероидов при их наземных наблюдениях является изучение формы их изображений на прямых снимках (обычно в полосе V) по сравнению с точечными изображениями звезд. Появление какой-либо асимметрии на изображении астероида трактуется как признак его активности в форме комы, хвоста или выброса вещества, связанного с ударным событием. Разновидностью прямого метода обнаружения активности астероида является фотометрический метод, когда выполняется мониторинг видимой звездной величины астероида на заданном интервале времени, на котором также проводится расчет звездной величины по стандартным формулам, связывающим его известные

орбитальные и физические параметры. В этом случае уменьшение видимой звездной величины по сравнению с расчетной также является признаком активности астероида (например, Busarev и др., 2021).

Особенностью нашего подхода в изучении активных астероидов (АА) является применение спектрального метода, который обладает высокой чувствительностью даже при низком спектральном разрешении и позволяет регистрировать основные особенности в спектрах отражения астероидов, которые возникают при наличии ПЭ и не свойственны спектральным характеристикам плотного поверхностного вещества. Такими особенностями являются максимумы около ~ 0.4 – 0.5 и 0.7 – 0.8 мкм или, при меньшей оптической толщине ПЭ, – изменение положительного градиента спектра в коротковолновой области на отрицательный. Как показывает моделирование, эти особенности являются признаками наличия рассеивающей среды из однородных или агрегатных частиц субмикронных размеров, образующих временную ПЭ (Busarev и др., 2015; 2021; Петрова, Бусарев, 2023).

Как известно, упрощенной разновидностью спектрофотометрического метода изучения астрономических объектов является фотометрическая $UBVR_cI_c$ – система Джонсона–Козинса (Johnson–Cousins) (например, Johnson, 1965; Bessell, 1979; 2005), которая позволяет в первом приближении оценить их спектральные характеристики. С декабря 2022 г. по февраль 2023 г. нами проведена $UBVR_cI_c$ -фотометрия доступных для наблюдений 65 астероидов Главного пояса преимущественно примитивных типов, которые находились вблизи перигелийных расстояний, с целью их оперативного обзора за ограниченное время. Это позволило значительно увеличить число наблюдаемых объектов по сравнению со стандартной спектрофотометрией и, в то же время, повысить точность измерений на эффективных длинах волн фотометрических полос. В табл. 1 перечислены основные физические параметры и таксономические классы этих астероидов из опубликованных источников. Видно, что эффективные значения диаметров рассматриваемых астероидов находятся в пределах ~ 8 – 209 км (но самых крупных – всего несколько). Кроме того, поскольку таксономические (спектральные) классы большинства вошедших в данный обзор астероидов точно не определены (по причине сложности их составов), мы условно разделили

их на две группы – “примитивных типов” (с преимущественно низкотемпературной минерологией и геометрическим альбедо в видимом диапазоне $A_g \leq 0.10$) и “магматических типов” (или высокотемпературного состава) и геометрическим альбедо $A_g > 0.10$) (Tholen, 1989; Bus, Binzel, 2002; Gaffey и др., 1993; 2002).

Наблюдения проводились в Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ на 0.6-метровом полуавтоматическом телескопе RC600. Полное описание используемой нами фотометрической системы, включая телескоп с ПЗС-фотометром и набором $UBVR_cI_c$ -светофильтров, приведено в нашей предшествующей публикации (Бусарев и др., 2023). Эффективные длины волн этой фотометрической системы (с учетом спектрального пропускания светофильтров и входного окна ПЗС-камеры, квантовой эффективности ПЗС-матрицы и модельной медианной спектральной прозрачности атмосферы КГО ГАИШ) составляют 0.366, 0.437, 0.545, 0.654 и 0.797 мкм (Бусарев и др., 2023). $UBVRI$ -наблюдения астероидов и ближайших к ним по координатам (и воздушным массам) непеременных звезд G-класса в качестве солнечных аналогов (с близкими к солнечным показателями цвета $U-B$) и первичная обработка полученных данных осуществлялись по стандартным методикам (Бусарев и др., 2023). Параметры наблюдений объектов с признаками активности представлены в табл. 2, из которой видно, что воздушные массы астероидов не превышали 1.3, а их фазовые углы во время наблюдений не превосходили 22° .

Завершающим этапом обработки данных был расчет отражательной способности каждого астероида в фотометрических $UBVR_cI_c$ -полосах с указанными выше эффективными длинами волн. Этот расчет был выполнен с помощью деления величины интегральной интенсивности света астероида в каждой полосе на ту же величину используемой звезды G-класса (с учетом разности значений воздушных масс и функции спектральной прозрачности земной атмосферы). Важно подчеркнуть, что при таком делении устраняются различия полуширин используемых фотометрических полос. После этого выполнялось построение так называемого “аппроксимированного спектра отражения” астероида на эффективных длинах волн фотометрических полос в диапазоне 0.366–0.797 мкм и его нормировка на значение отражательной способности астероида

на длине волны 0.545 мкм в полосе V после приведения интенсивностей света от объекта во всех светофильтрах к одной экспозиции (Бусарев и др., 2023). Кроме того, специально контролировалась стабильность фотометрических условий во время наблюдений каждого астероида. Для этого использовались непеременные контрольные звезды, близкие к астероидам по координатам и блеску, которые подбирались на общих с астероидами ПЗС-кадрах. Такой контроль осуществлялся по совпадению трех последовательных, нормированных на длине волны 0.545 мкм, спектров контрольной звезды. Совпадение этих спектров (в пределах $\sim 1\%$ в полосе V и до $\sim 5\%$ вблизи границ спектрального диапазона) являлось подтверждением фотометрической стабильности земной атмосферы. При таком условии значительное отклонение от среднего профиля как минимум одного из трех последовательных спектров астероида с видимой звездной величиной не слабее 15-й, полученных на общем интервале времени ~ 30 мин. (при суммарной экспозиции 10–12 мин. во всех светофильтрах при регистрации каждой серии измерений), считалось на качественном уровне признаком наличия ПЭ (состоящей из субмикронной пыли, выбрасываемой газовыми потоками при сублимации водяного льда или в результате действия другого механизма) и ее подвижности.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ АА РАЗНЫХ ТАКСОНОМИЧЕСКИХ ТИПОВ

Для интерпретации полученных наблюдательных данных нами было выполнено численное моделирование спектров отражения двух условных АА: таксономического типа С (с низкотемпературной минерологией и геометрическим альбедо на длине волны 0.55 мкм $A_g \approx 0.05$, как и в предшествующих работах (Busarev и др., 2021; Бусарев и др., 2023; 2024; Петрова, Бусарев, 2023), и таксономического типа S (с высокотемпературной минерологией; в качестве прототипа был взят астероид 18 Мельпомена со спектром отражения из базы данных SMASSII (Bus, Binzel, 2003) и $A_g = 0.181$ (https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html#/?sstr=18)). Процедура, методы и выбор исходных параметров для расчета модельного спектра отражения астероида с экзосферой подробно описаны в наших предыдущих статьях (см. ссылки выше).

В данном случае предполагалось, что экзосфера условного АА может содержать субмикронные частицы следующих пяти соединений, наиболее распространенных в центральной части Солнечной системы (до орбиты Юпитера): лед H_2O (на рис. 1 и рис. 2 модели обозначены как “Ice”, спектральная зависимость показателя преломления принята согласно работе Warren, Brandt, (2008)); астрономические силикаты (“Sil”; Li, Greenberg (1997)); железомагнезиальные силикаты (оливины; “Oli”; Dorschner и др. (1995)); тугоплавкая органика (“OrR”; Li, Greenberg (1997)) и аморфный углерод (“AmC”; Rouleau, Martin (1991)). Что касается морфологии частиц экзосферы, мы рассматривали как однородные, так и фракталоподобные агрегаты различной плотности, аналогичные тем, которые найдены в комах и хвостах комет и в межпланетном пространстве (см., например, Bradley и др., 1988; Mannel и др. 2016; Gütler и др., 2019 и ссылки там).

На рис. 1 и рис. 2 приведены модельные спектры отражения B_{norm} (нормированные на длину волны 0.55 мкм) условных АА С- и S-типа, соответственно. Они рассчитаны для малой оптической толщины ПЭ $\tau = 0.1$ и 0.5 при фазовом угле наблюдений $\alpha = 20^\circ$. Отражение света поверхностью астероида принято изотропным. Параметры частиц экзосферы указаны в подписях к рисункам.

Большинство спектров на этих рисунках представляют модели для однородных субмикронных частиц в экзосфере с достаточно узким распределением по размерам при эффективном радиусе $R_{\text{eff}} = 0.10$ или 0.12 мкм и эффективной вариации 0.02. Форма частиц принята сферической, что при таких размерах относительно длины волны не оказывает заметного влияния на характеристики рассеяния. Эти модели оказались наиболее подходящими для обсуждения результатов последней серии наблюдений (см. ниже). Показанные на рис. 1б модельные спектры для агрегатных частиц в экзосфере рассчитаны для структур с пористостью около 0.54, содержащих 50 мономеров льда радиусом $r = 0.1$ мкм, а также для агрегатов, сформированных из зерен различного размера со случайными отклонениями в интервале ± 10 и $\pm 20\%$ от среднего.

Как видно на рис. 1а, влияние рассеяния на частицах ПЭ может значительно изменять форму спектра отражения низкоальбедного АА, особенно в области полосы U , где при преобладании ледяных частиц в ПЭ отклонение может достигать 40% и больше по сравнению со спектром

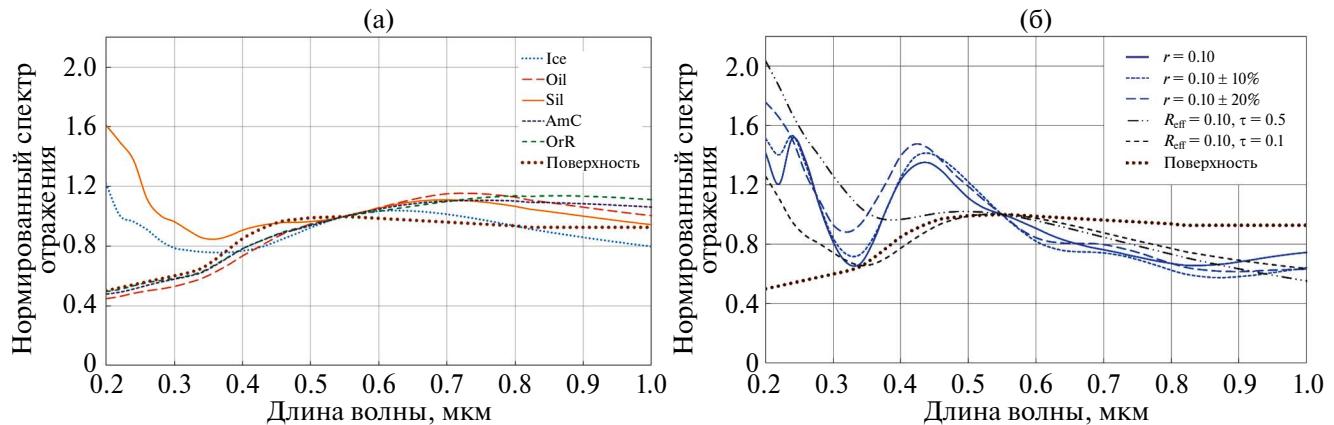


Рис. 1. Нормированные модельные спектры отражения B_0 условного АА С-типа с низкотемпературной минерологией: (а) – модели для однородных частиц экзосфера разного состава с $R_{\text{eff}} = 0.12$ мкм, $\tau = 0.1$; (б) – модели для ледяных частиц экзосфера как однородных ($R_{\text{eff}} = 0.1$ мкм), так и агрегатных (число мономеров $N = 50$, их радиус $r = 0.1$ мкм или варьирует в пределах $\pm 10\%$ и $\pm 20\%$ от среднего), $\tau = 0.5$, кроме одной модели, указанной в легенде. Размеры частиц даны в микронах. Спектр отражения поверхности астероида без ПЭ показан линией “Поверхность”.

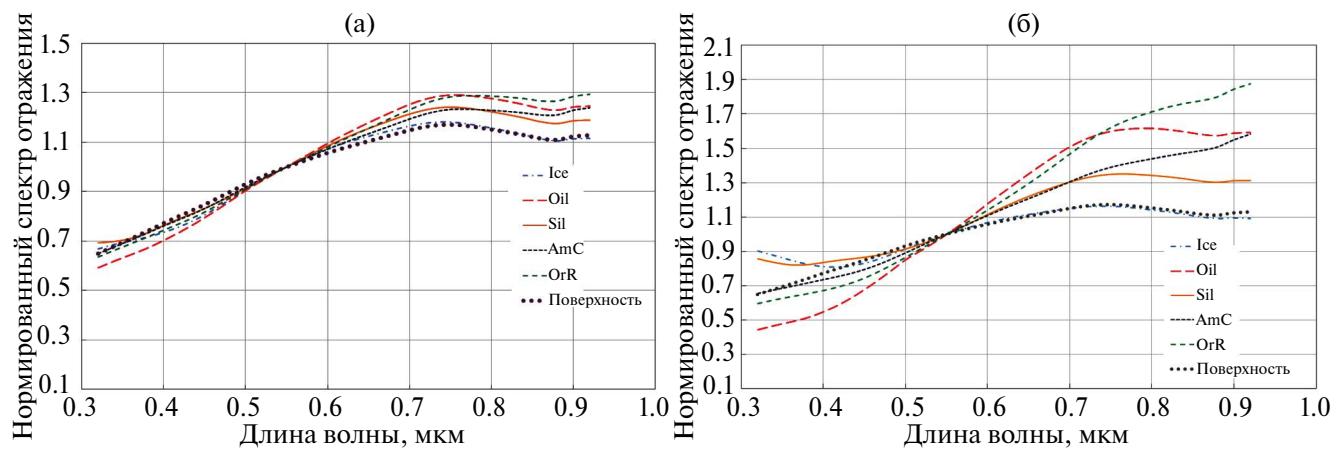


Рис. 2. Нормированные модельные спектры отражения B_0 условного астероида S-типа с высокотемпературной минерологией для разного состава однородных частиц (при $R_{\text{eff}} = 0.12$ мкм) в экзосфере оптической толщины $\tau = 0.1$ (а) и $\tau = 0.5$ (б). Спектр отражения поверхности астероида без ПЭ показан линией “Поверхность”.

отражения поверхности астероида. Особенно это относится к рассеянию на частицах сложной структуры, состоящих из субмикронных зерен (см. рис. 1б). В этом случае в спектре отражения АА могут формироваться интерференционные детали, причем положение основных максимумов и минимумов, определяющих общую форму спектра, зависит главным образом не от величины самих пылевых агрегатов, а от размеров их зерен и состава вещества (показателя преломления) (Tishkovets, Petrova, 2020). Небольшие отклонения от монодисперсности составляющих агрегат зерен не оказывают значительного

влияния на положение деталей в модельном спектре. Спектры отражения с подобными характерными деталями были в ряде случаев измерены Бусаревым и его коллегами у некоторых низкоальбедных астероидов (Busarev и др., 2015; Бусарев и др., 2016) и проанализированы в наших предыдущих работах (Busarev и др., 2021; Петрова, Бусарев, 2023). Было также показано, что интерференционная картина в спектре становится хорошо выраженной при увеличении оптической толщины ПЭ до $\tau \sim 0.5$, а с уменьшением τ до ~ 0.1 указанные максимумы “вырождаются”.

Влияние оптической толщины ПЭ на форму спектра низкоальбедного АА хорошо заметно и для ПЭ, состоящей из однородных слабопоглощающих субмикронных частиц, рассеяние на которых обеспечивает подъем спектра в коротковолновом диапазоне (Петрова, Бусарев, 2023; Busarev и др., 2024; см. рис. 1). Для частиц водяного льда и астрономических силикатов значительный рост отражательной способности (до ~ 40 –100%; рис. 1а) сохраняется в диапазоне ~ 0.2 –0.4 мкм даже при $\tau = 0.1$. Из этого следует, что коротковолновая часть спектров отражения АА является наиболее информативной при поиске таких астероидов. Модельные спектры отражения условного АА С-типа показывают, что с ростом оптической толщины ПЭ, состоящей из субмикронных ледяных частиц (независимо от их структуры), общий градиент спектра отражения такого АА меняется от нейтрального (или даже положительного) до отрицательного (рис. 1а и рис. 1б). Таким образом, полоса U является критической при идентификации выбросов частиц субмикронных размеров, состоящих из льда H_2O , и соответственно – для поиска спектральных признаков ледяных залежей на астероидах примитивных типов.

Что касается спектра отражения условного АА S-типа, влияние ПЭ на его форму менее значительно, чем на спектры отражения астероидов примитивных типов: оно в основном соответствует форме спектра поверхности, при этом общий градиент спектра остается в целом положительным, а различия, связанные с разным составом вещества частиц, происходят во всем спектральном диапазоне. С увеличением оптической толщины ПЭ градиент спектра отражения оливина, органики и аморфного углерода в целом растет, а у слабопоглощающих частиц (лед и астрономические силикаты) в коротковолновом диапазоне может уменьшаться и даже изменяться на положительный (рис. 2а и рис. 2б), но в значительно меньшей степени, чем в случае условного астероида С-типа.

Итак, на основе результатов проведенного моделирования можно утверждать, что активность астероида (как С-, так и S-типа), приводящая к формированию ПЭ с оптической толщиной более 0.1, может быть обнаружена по отклонениям общей формы его спектра отражения от той, что характерна для спектра отражения поверхности, но, как видно на рис. 1 и рис. 2, более уверенно – для астероида С-типа. Как показывают наблюдательные данные,

характерное время таких изменений, связанных, вероятно, с волнами плотности в солнечном ветре или локальностью газопылевых выбросов на поверхности АА, может быть значительно меньше периода осевого вращения рассматриваемых астероидов. Вернемся к этому вопросу в разделе Дискуссия.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Рассмотрим более подробно те астероиды, у которых по спектральным признакам нами уверенно обнаружена сублимационно-пылевая активность (СПА), или она предполагалась по наблюдаемым спектральным изменениям, но не подтвердилась. Мы не исключаем из рассмотрения последние астероиды, так как спектральные вариации у них оказались на уровне ошибок измерений. Изучение феномена пылевой активности астероидов показывает, что по причине высокой подвижности их ПЭ в слабом гравитационном поле, незначительное изменение влияния внешних факторов может привести к существенному изменению блеска таких тел.

Мы предлагаем для АА *примитивных типов* количественный и качественный критерии наличия СПА по наблюдательным спектральным данным с учетом изложенных выше результатов численного моделирования.

1. Кратковременные вариации (от 10% и выше) интенсивности светового потока, отраженного от астероида в полосе U (с учетом типичных погрешностей в этой полосе при стандартных фотометрических условиях не более ~ 5 –7%), по сравнению с той же величиной у соответствующей *непеременной контрольной звезды*, наблюданной *одновременно* с астероидом; для количественной оценки величины таких вариаций по наблюдательным данным для каждого АА и контрольной звезды в полосе U были рассчитаны среднеквадратические отклонения (СКО) интенсивности светового потока (по трем сериальным наблюдениям) и найдена разность между ними $[\Delta I_{\text{act}} - \Delta I_{\text{к.зв}}]$, а также вычислены значения отношения “сигнал/шум” (SNR_{act} и $\text{SNR}_{\text{к.зв}}$) и величина средней ошибки (как $1/\text{SNR}_{\text{act}}$), которые приводятся в табл. 2.

2. Совпадение формы наблюдаемого нормированного спектра отражения (НСО) астероида и модельного спектра отражения условного АА с ПЭ соответствующего (или близкого) таксономического типа.

Что касается астероидов высокотемпературных типов, для них может быть применим только второй (качественный) критерий наличия активности по изменениям общей формы спектра отражения, а количественный критерий в видимом диапазоне пока не найден. Как видно на рис. 2 с модельными НСО и на рис. 3 с наблюдаемыми НСО таких астероидов (на примере 1121 Наташи и 1687 Глароны), кратковременные вариации их спектров, вызванные, вероятно, слабой пылевой активностью, происходят во всем спектральном диапазоне (причем, это возможно при разных механизмах пылевой активности).

При обсуждении полученных результатов спектральные (или таксономические) типы астероидов (если они установлены), приводятся в скобках после названия астероида для удобства читателя. По три последовательных аппроксимированных НСО этих астероидов вместе с нормированными спектрами контрольных звезд (на вставках) изображены разными цветами на рис. За–Зи. Чтобы не загромождать рисунки, ошибки измерений приводятся в тексте и в табл. 2. На графиках для сравнения приводятся полученные ранее НСО (обозначенные черным цветом) этих же астероидов из базы данных SMASSII (при их наличии) (Bus, Binzel, 2003), когда астероиды были в неактивном состоянии.

164 Ева (СХ, X): признаки СПА

Обнаруженные спектральные изменения на трех НСО 164 Евы (рис. За) составили $\sim 6\%$ вблизи коротковолновой границы при точности $\sim 5\%$ на тех же длинах волн, и $\sim 2\%$ – в остальной части рабочего диапазона (по НС контрольной звезды). Полученные спектры астероида имеют небольшой отрицательный градиент, в отличие от слегка положительного у его спектра из базы SMASSII (Bus, Binzel, 2003) и поэтому согласуются по форме с модельным спектром АА (рис. 1а). Заметное преобладание СКО интенсивности светового потока от 164 Евы в полосе U по сравнению с контрольной звездой при близких значениях SNR и ошибках (табл. 2) является признаком наличия у астероида ПЭ и ее подвижности. Поэтому сделан вывод о СПА 164 Евы.

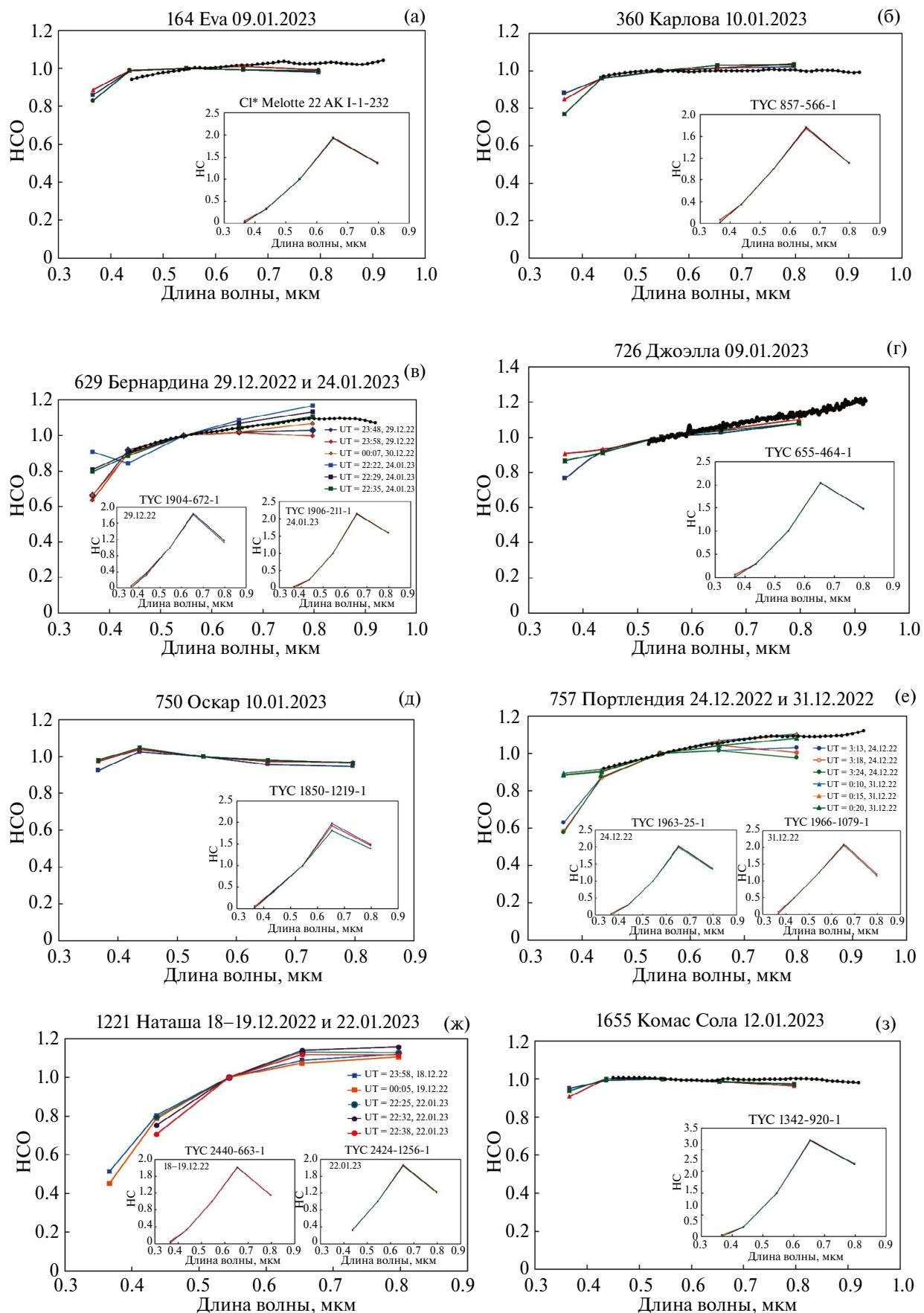
360 Карлова (С, С): признаки СПА

На всех трех НСО 360 Карловы зарегистрированы изменения до $\sim 5\text{--}14\%$ вблизи коротковолновой границы (при точности не хуже $\sim 3\%$

в остальной части рабочего диапазона по НС контрольной звезды) (рис. 3б). Наблюдаемые НСО Карловы в видимом диапазоне хорошо совпали с ее спектром из базы данных SMASSII (Bus, Binzel, 2003). Хотя во время наблюдений была некоторая нестабильность (до $\sim 4\%$) в диапазоне полосы U , судя по нормированному спектру контрольной звезды, ее величина была примерно в три раза меньше, чем максимальное изменение на НСО Карловы на тех же длинах волн. Значительно большее значение СКО интенсивности светового потока Карловы в полосе U по сравнению с контрольной звездой при сопоставимых ошибках (табл. 2) является подтверждением активности астероида, наличия у него тонкой ПЭ (рис. 1а) и ее подвижности.

629 Бернандина (Х): признаки активности астероида высокотемпературного типа

На НСО астероида Х-типа 629 Бернандины (рис. 3в) нами обнаружены спектральные признаки пылевой активности во время наблюдений 29.12.2022 и 24.01.2023 при достаточно хороших фотометрических условиях (по НС контрольных звезд – не хуже $\sim 2\text{--}3\%$) в форме значительных вариаций отражательной способности (до $\sim 11\text{--}30\%$) в диапазоне полосы U и до $\sim 20\%$ в длинноволновом диапазоне, что соответствует изменениям модельных спектров АА высокотемпературного типа с временной ПЭ (рис. 2б). Полученные 29.12.2022 и 24.01.2023 НСО 629 Бернандины в видимом диапазоне в среднем совпадают со спектром этого астероида из базы данных SMASSII. Повышенное значение геометрического альбедо (0.14, табл. 1) этого астероида по сравнению с альбедо астероидов примитивных типов указывает, возможно, на частично высокотемпературный состав его поверхностного вещества (или смесь высоко- и низкотемпературных соединений, включая лед H_2O), как, вероятно, и на астероиде Х-типа 779 Нина (с геометрическим альбедо 0.16), у которой нами была обнаружена СПА вблизи перигелия (Busarev и др., 2015) и подтверждена при последующих наблюдениях (Бусарев и др., 2019). Можно предполагать, что механизмом активности Бернандины является не только ее СПА 24.01.2023, вызванная наличием локальных подповерхностных залежей льда H_2O , но, вероятно, также комбинированное воздействие солнечного давления излучения и электростатического поля



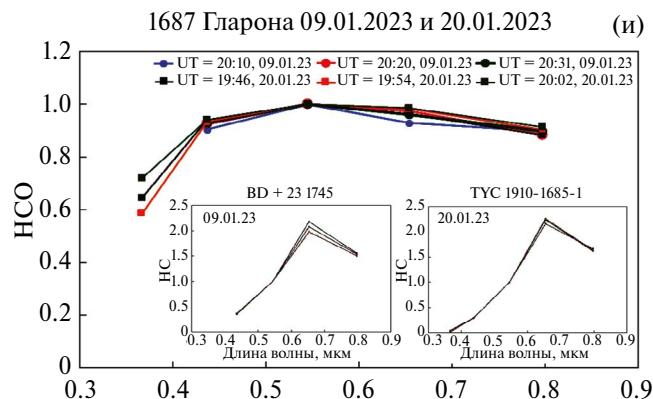


Рис. 3. Представлены по три последовательные НСО (нормированные на длине волны 0.55 мкм), обозначенные разными цветами, активных астероидов и некоторых других, активность которых не подтвердилась, по сравнению с нормированными спектрами (НС) непеременных контрольных звезд (на вставках), наблюдавшихся одновременно с астероидами: (а) – НСО 164 Евы и спектра отражения этого астероида из базы данных SMASSII (при наличии), обозначенного здесь и далее черным цветом; (б) – НСО 360 Карловы; (в) – НСО 629 Бернандины; (г) – НСО 726 Джоэллы; (д) – НСО 750 Оскара; (е) – НСО 757 Портлендии; (ж) – НСО 1121 Наташи; (з) – НСО 1655 Комас Солы; (и) – НСО 1687 Глароны.

фотоэмиссионной природы. Подтверждением этого является разная форма НСО этого астероида 29–30.12.2022 (в соответствии со вторым упомянутым механизмом) и 24.01.2023. Сделан вывод об активности 629 Бернандины 24.01.2023.

726 Джоэлла (таксономический тип не установлен) – СПА не подтверждена

Таксономический тип 726 Джоэллы пока неизвестен, хотя очень низкое геометрическое альбедо астероида (0.05, табл. 1) соответствует низкотемпературной минералогии. На НСО Джоэллы (рис. 3г) во время наблюдений при хороших фотометрических условиях нами обнаружены значительные, до ~5–11%, вариации в диапазоне полосы U (с точностью не хуже ~3%, судя по НС контрольной звезды), что соответствует модельным спектрам АА с ПЭ. Общий положительный градиент НСО Джоэллы в видимом диапазоне оказался несколько меньше, чем у спектра этого астероида из базы данных SMASSII. Но при положительном знаке разности СКО интенсивности светового потока астероида и контрольной звезды в полосе U у Джоэллы оказалось очень низкое SNR и, соответственно, – значительная ошибка интенсивности светового потока (табл. 2), которая не позволяет утверждать об активности астероида.

750 Оскар (F): признаки СПА астероида

В полосе U наклон одного из трех НСО 750 Оскара отличается от наклона двух других (рис. 3д) на ~7% при точности не хуже ~2% в этой части диапазона (судя по НС контрольной звезды), но при спектральной нестабильности земной атмосферы в длинноволновой части рабочего диапазона до ~15%. Форма всех трех НСО Оскара согласуется с формой спектров модельного АА низкотемпературного типа с ПЭ (рис. 1а), а положительный знак и значительная величина разности СКО интенсивности светового потока астероида и контрольной звезды в полосе U (табл. 2) подтверждает активность этого астероида.

757 Портлендия (XF, Xk): регулярная активность астероида не установлена

По НСО 757 Портлендии, имеющей повышенное геометрическое альбедо (0.22) и эффективный диаметр около 33 км (табл. 1), при хороших фотометрических условиях 24.12.2022 и 31.12.2022 обнаружены спектральные изменения в виде резких, до ~30%, вариаций в полосе U , а также несколько меньших изменений в остальной части рабочего диапазона (рис. 2б). В полосе U установлено хорошее согласие НСО Портлендии, полученных 31.12.2022, со спектром этого астероида из базы данных SMASSII

(рис. 3е), но у НСО от 24.12.2024 оказалась существенно другая форма. Можно предполагать, что спектральные изменения у Портлендии вызваны нерегулярным выносом субмикронной пыли давлением излучения или волнами плотности в “набегающем” солнечном ветре. На этом основании сделан вывод об отсутствии признаков активности астероида.

1121 Natasha (S): активность астероида не подтверждена

Достаточно высокое геометрическое альбедо (0.29) астероида 1121 Наташа указывает на высокотемпературный состав его поверхностного вещества, а на НСО астероида, полученных 18–19.12.2022 и 22.01.2023 при хороших фотометрических условиях, зарегистрированы кратковременные вариации, до ~7–10%, во всем спектральном диапазоне (рис. 3ж). Как и в случае 757 Портлендии, можно предполагать, что спектральные вариации астероида Наташа были вызваны солнечными вспышечными явлениями и давлением излучения, которые привели к выбросу пылевых частиц субмикронного размера с подсолнечной поверхности астероида, наряду с действием на них электростатического поля фотоэмиссионной природы. Исходя из этого, нами сделан вывод об отсутствии заметной активности астероида с преобладанием какого-то одного механизма.

1655 Комас Сола (XFU, B): СПА астероида не подтверждена

НСО астероида 1655 Комас Сола (с очень низким геометрическим альбедо 0.05 и предполагаемой низкотемпературной минерологией, табл. 1), полученные при хороших фотометрических условиях с точностью не хуже ~2%, имеют слегка отрицательный градиент на длинах волн более 0.45 мкм, в отличие от нейтрально-го градиента спектра из базы данных SMASSII (рис. 3з). В диапазоне 0.366–0.437 мкм кратковременная вариация на одном из спектров составила ~6%. Хотя форма измеренных НСО Комас Солы согласуется с формой модельного спектра АА примитивного типа с разреженной экзосферой (рис. 1а), но предельно малое превышение СКО интенсивности светового потока астероида и над СКО контрольной звезды в полосе *U* (табл. 2) не позволяет утверждать об активности астероида.

1687 Гларона (спектральный тип неизвестен): устойчивая активность отсутствует

Таксономический тип астероида 1687 Гларона неизвестен, а его повышенное геометрическое альбедо (0.14, табл. 1), вероятно, указывает на частично высокотемпературную минералогию (или смеси примитивных и/или метаморфизованных соединений). Зарегистрированные 09.01.2023 и 20.01.2023 НСО астероида (рис. 3и) демонстрируют кратковременные вариации – до ~7–9% во всем диапазоне, как и у астероида 1121 Наташа. На качественном уровне форма НСО Глароны 20.01.2023 в целом согласуется с формой модельного спектра АА высокотемпературного типа (рис. 2а), но никаких спектральных признаков появления ПЭ под влиянием какого-либо механизма активности из числа возможных (СПА, давление излучения, действие электростатического поля фотоэмиссионной природы) нами не обнаружено. Поэтому сделан вывод об отсутствии у астероида спектральных признаков устойчивой пылевой активности.

ДИСКУССИЯ

Как отмечалось в недавних публикациях (например, Busarev и др., 2021; Бусарев и др., 2022; 2023; Busarev и др., 2024), объяснение причины сублимационно-пылевой активности значительного количества астероидов примитивных типов ГП, – это наличие водяного льда в недрах, унаследованного от их родительских тел, которые могли образоваться вблизи границы конденсации льда в Солнечной системе. Возможен также вариант более низкой светимости раннего Солнца, что могло привести к смещению границы льда H_2O на меньшее гелиоцентрическое расстояние по сравнению с современным (например, Ezer, Cameron, 1962; Willson, Hudson, 1991). Одним из основных подтверждений наличия реликтового водяного льда в недрах астероидов примитивных типов является полученный с помощью моделирования вывод, что водяной лед может сохраняться миллиарды лет в их недрах благодаря высокой пористости и низкой теплопроводности поверхностных слоев таких астероидов (Schorghofer, 2008; 2016). Как следует из наблюдательных данных (Rivkin и др., 1995; 2000; Busarev, 1998; Бусарев, 2002; 2010; 2016) и исследований астероида 4 Веста с КА Dawn (NASA) (De Sanctis и др., 2012; McCord

и др., 2012), астероиды с высокотемпературным составом вещества (или их родительские тела), сформировавшиеся на меньших гелиоцентрических расстояниях, также могут иметь ледяную компоненту в составе вещества, если за время своего существования они испытали низкоскоростные столкновения с каменно-ледяными телами.

Обнаружение устойчивых пылевых поясов, связанных с ГП астероидов (Veeder, Tedesco, 1992), которые являются проявлением частых столкновений этих тел, а также результаты модельной оценки высокой вероятности их взаимных сближений (Шустов и др., 2022), позволяют утверждать, что водяной лед может выбрасываться при ударных событиях из астероидов примитивного состава в любой точке орбиты. Результатом этого может быть кратковременная кометоподобная активность астероидов километрового и меньшего размера или относительно слабая СПА более крупных тел, возобновляющаяся чаще всего вблизи перигелия под влиянием наиболее высоких подсолнечных температур. Но пылевая активность астероидов малых размеров может возникать и при отсутствии водяного льда в составе их вещества, в частности при фрагментированной внутренней структуре, называемой “грудой булыжников”. Тогда основной причиной слабой (но, возможно, продолжительной) пылевой активности астероида километрового и меньшего размера может быть ускорение осевого вращения под влиянием YORP-эффекта (Bottke Jr и др., 2006) и центробежный сброс пылевых и более крупных частиц из его экваториальной зоны (например, Jewitt, 2012; Devogèle и др., 2021).

Наряду с ударными событиями еще одним массовым механизмом выброса мельчайшей пыли с поверхности астероидов (также и при отсутствии в составе вещества летучих соединений) является действие электростатических и радиационных эффектов (например, Nitter, Havnes, 1992; Lee, 1996; Jewitt, 2012), которые усиливаются вспышечными и эруптивными событиями на Солнце. Однако из-за вышеупомянутой недостаточной силы гравитационного поля астероидов, особенно малых размеров, пыль субмикронного размера ими быстро теряется (например, Nitter, Havnes, 1992; Hartzell, 2019; Onyeagusi и др., 2023), и образование ПЭ, как устойчивого пылевого слоя экзосфера, у них не происходит.

В то же время наши спектральные наблюдения и численное моделирование спектров

отражения астероидов (Busarev и др., 2015; Бусарев и др., 2016; Busarev и др., 2021; Петрова, Бусарев, 2023; Бусарев и др., 2023; Busarev и др., 2024 и эта статья) показывают, что у астероидов примитивных типов с достаточно большими размерами (влиянием гравитационного поля которых уже нельзя пренебрегать) может на некоторое время, возможно даже значительное (от нескольких месяцев до нескольких лет), формироваться ПЭ, состоящая из агрегатных или однородных частиц субмикронных размеров. Это подтверждается обнаруженной нами длительной СПА астероидов 145 Адеоны, 779 Нины и 704 Интерамнии (Бусарев и др., 2023 и ссылки там). В нашей предыдущей работе (Busarev и др., 2024) сделано предположение, что феномен продолжительного существования ПЭ на астероидах примитивного состава может быть связан с комбинированным эффектом: 1) электростатического поля фотоэмиссионной природы, которое может превосходить силу гравитации малых тел и приводить в левитирующее состояние заряженные пылевые частицы субмикронных и микронных размеров (например, Criswell, 1972; Berg и др., 1976; Lee, 1996) и 2) СПА, обусловленной сублимацией льда H_2O , выброшенного на поверхность или вскрытого при недавнем ударном событии. Несмотря на возможную противоположную направленность этих процессов в плазменно-пылевом слое вблизи поверхности примитивного астероида (электростатическое поле вместе с давлением излучения со стороны Солнца могут ускорять и выбрасывать субмикронные пылевые частицы из этого слоя (например, Nitter, Havnes, 1992; Hartzell, 2019; Yeo и др., 2021), а низкоскоростные газовые потоки при СПА, напротив, пополнять его), последний может преобладать над первым в случае образования достаточно большого ледяного обнажения.

Следует подчеркнуть, что все рассматриваемые в нашей работе астероиды примитивных типов имеют достаточно крупные размеры, медленное осевое вращение и низкое геометрическое альбедо (см. табл. 1). При таких параметрах объектов практически исключены резкие изменения их последовательных нормированных спектров отражения, полученных с малым интервалом времени. В то же время, как показывает моделирование спектров отражения АА (см. выше), если в видимом спектре астероида любого таксономического типа такие изменения наблюдаются, они служат индикаторами

его пылевой активности и наличия ПЭ, состоящей из частиц, размеры которых сравнимы с длинами световых волн (Busarev и др., 2021; Петрова, Бусарев, 2023; Busarev и др., 2024). Более того, находясь под влиянием значительного электростатического поля фотоэмиссионной природы на подсолнечной стороне астероида (например, Lee, 1996), мельчайшие пылевые частицы (независимо от механизма их выброса с поверхности) приобретают электрический заряд (Busarev и др., 2024 и ссылки там) и подвергаются влиянию частых и нерегулярных волн плотности в солнечном ветре (например, Zank, Matthaeus, 1992; Kellogg, Horbury, 2005; Malaspina и др., 2010). С другой стороны, у астероидов примитивных типов сама ПЭ может быть неоднородной, поскольку формируется, как правило, из газопылевого потока, выходящего из локального обнажения водяного льда, которое возникает при метеороидном ударе. В то же время осевое вращение АА должно постепенно приводить к более равномерному распределению ПЭ вдоль его поверхности, особенно при отсутствии значительных ударных волн в солнечном ветре.

ВЫВОДЫ

По результатам обзорных *UBVRI*-наблюдений 65 астероидов ГП в декабре 2022 – феврале 2023 гг. нами обнаружена СПА трех низкоальбедных астероидов примитивных типов, 164 Евы, 360 Карловы и 750 Оскара, вызываемая наличием водяного льда. Аналогичные спектральные признаки зарегистрированы в одну из ночей у 629 Бернандины, имеющей более высокое альбедо и значительную неоднородность поверхностного вещества, включая, вероятно, водяной лед. У трех астероидов более высокотемпературных типов – 757 Портлендии, 1121 Наташи и 1687 Глароны – зарегистрированы спектральные изменения, вызванные, вероятно, эпизодическим выбросом с их поверхности субмикронной пыли под влиянием электростатического поля, давления излучения и/или ударными волнами в солнечном ветре, но ни о каких признаках образования у них разреженной ПЭ (как признака активности) говорить не приходится.

UBVRI-наблюдения астероидов в декабре 2022 г. – феврале 2023 г. проводились в период относительно невысокой частоты событий солнечной активности, и обнаруженные спектральные признаки наличия ПЭ оказались

довольно слабыми. Аналогичные обзорные наблюдения астероидов примитивных типов ГП в декабре 2021 г. – феврале 2022 г. при более высокой частоте таких событий (Бусарев и др., 2023) позволили обнаружить более значительные проявления СПА примерно у четверти наблюдавшихся объектов примитивных типов. Анализ солнечной активности примерно за месяц до начала и во время наблюдений астероидов (как в декабре 2021 г. – феврале 2022 г., так и в декабре 2022 г. – феврале 2023 г.), а также результатов наших наблюдений во время предыдущего максимума солнечной активности, привел нас к выводу, что повышение частоты и силы солнечных вспышек в рентгеновском диапазоне и связанных с ними наиболее мощных корональных выбросов массы (СМЕ) типа “гало” вызывает общее усиление спектральных признаков активности астероидов и рост оптической толщины и концентрации частиц в их пылевых экзосферах, если они образуются.

Интересно отметить, что астероиды 164 Ева, 360 Карлова и 750 Оскар с наиболее значительными проявлениями активности наблюдались практически одновременно – в течение двух соседних ночей (2023.01.09 – 2023.01.10). Такая одновременность СПА астероидов примитивных типов вблизи перигелийных расстояний отмечалась нами уже неоднократно, впервые – в сентябре 2012 г. (Бусарев и др., 2016). С одной стороны, это может быть указанием на масштабность данного процесса на астероидах примитивных типов (связанную с их общим происхождением (см., например, Busarev, 2012)), а с другой стороны, – возможное следствие наличия у таких астероидов некоторого общего свойства, как ранее уже подчеркивалось (Busarev и др., 2024), которым, по нашему мнению, является содержание водяного льда.

Следует также отметить, что в списке объектов нашего последнего обзора 2022–2023 гг. (по сравнению с предыдущим в 2021–2022 гг.) оказалось значительно больше низкоальбедных астероидов комбинированных таксономических типов с недостаточно однородным составом вещества, возможно, по причине их сравнительно небольших размеров. Это может также быть признаком более низкого содержания водяного льда в недрах таких тел или указанием на его полное отсутствие.

Авторы (Бусарев В.В., Щербина М.П. и Максимова М.В) выражают благодарность Российскому научному фонду за финансовую поддержку работы (грант РНФ 22-12-00115).

Таблица 1. Таксономический (спектральный) класс и основные физические параметры астероидов

Номер и название	Диаметр, км	Класс ^a	Геометр. альбето	Период вращения ^a , ч	e^a	a^a , а. е.	Наклонение орбиты ^a , град	Семейство ^b
53 Калипсо	97.26 ^a 114.97 ^b	ХС ¹	0.03 ^a 0.05 ^b	9.04	0.20	2.62	5.18	—
59 Элпипа	165.12 ^a	СР ¹ , В ²	0.04 ^a	13.67	0.12	2.71	8.65	—
84 Клио	79.16	Г ¹ , Ч ²	0.05 ^a	23.56	0.24	2.36	9.32	Клио
111 Ата	126.34 ^a 134.28 ^b	С ¹ , Ч ²	0.06 ^a 0.05 ^b	22.07	0.10	2.59	4.93	—
112 Ифигения	69.82 ^a	DCХ ¹ , Ч ²	0.04	31.47	0.13	2.43	2.60	—
117 Ломия	208.97 ^a 148.71 ^b	ХС ¹ , Х ²	0.03 ^a 0.05 ^b	9.13	0.02	2.99	14.93	—
121 Гермиона	209.00 ^a 206.16 ^b	С ¹ , Ч ²	0.05 ^a	5.55	0.13	3.45	7.57	—
155 Сцилла	39.605 ^a	ХFC ¹	0.03 ^a	7.96	0.27	2.76	11.36	—
164 ЕВА	100.25 ^a 73.03 ^b	СХ ¹ , Х ²	0.03 ^a 0.10 ^b	13.66	0.35	2.63	24.48	—
166 Родопа	52.39 ^a 54.56 ^b	GC ¹ , Xe ²	0.05 ^a 0.07 ^b	4.72	0.21	2.69	12.02	Адеона
211 Изольда	141.13 ^a	С ¹ , Ч ²	0.06 ^a	18.37	0.16	3.05	3.87	—
223 Роза	79.81 ^a 87.51 ^b	Х ¹	0.02 ^a 0.03 ^b	20.28	0.12	3.09	1.92	Фемида
229 Аделинда	105.91 ^a	BCU ¹	0.04 ^a	6.60	0.14	3.42	2.08	Кибела
260 Губерта	101.54 ^a	СХ ¹	0.04 ^a	8.29	0.11	3.45	6.42	Кибела или даже собственное Губерта
261 Примно	50.01 ^a	В ¹ , Х ²	0.11 ^a	8.00	0.09	2.33	3.63	—
316 Гоберта	56.07 ^a 47.70 ^b	—	0.06 ^a 0.07 ^b	8.61	0.13	3.18	2.35	Фемида
325 Хайдельберга	75.72 ^a	М ¹	0.11 ^a	6.74	0.15	3.22	8.58	—
349 Дембовска	139.77 ^a	Р ¹ , Р ²	0.38 ^a	4.70	0.09	2.92	8.25	—
359 Георгия	43.89 ^a 43.06 ^b	СХ ¹ , Х ²	0.26 ^a 0.17 ^b	5.54	0.16	2.73	6.77	—
360 КАРЛОВА	129.13 ^a 115.62 ^b	С ¹ , С ²	0.04 ^a 0.05 ^b	6.18	0.17	3.01	11.74	—
454 Матезида	81.74 ^a	СВ ¹	0.06 ^a	8.38	0.11	2.63	6.29	—

Таблица 1. Продолжение

Номер и название	Диаметр, км	Класс ^a	Геометр. альбедо	Период вращения ^a , ч	e^a	a^a , а. е.	Наклонение орбиты ^a , град	Семейство ^b
461 Саксия	43.60 ^a 40.27 ^b	FCX ¹	0.06 ^a 0.07 ^b	7.35	0.15	3.12	1.47	Фемида
464 Мегера	77.06 ^a	FXU ¹ , C ²	0.05 ^a	12.88	0.20	2.80	10.16	Церера ^b
505 Кава	115 ^a 104.96 ^b	FC ¹	0.04 ^a 0.06 ^b	8.18	0.24	2.69	9.82	—
524 Фиделио	65.53 ^a 71.67 ^b	XC ¹	0.05 ^a 0.04 ^b	14.20	0.13	2.64	8.22	—
546 Геродиада	65.95 ^a 65.96 ^b	TDG ¹	0.05 ^a	10.77	0.12	2.60	14.87	Эвномия ^b
588 Ахиллес	130.10 ^a	DU ¹	0.04	7.31	0.15	5.21	10.32	—
604 Текмесса	64.54 ^a 64.88 ^b	Xc ²	0.09 ^a 0.07 ^b	5.56	0.19	3.15	4.42	—
608 Адольфина	20.37 ^a 25.36 ^b	—	0.25 ^a 0.12 ^b	8.35	0.12	3.02	9.37	Эос
621 Верданди	29.73 ^a 26.80 ^b	FCX ¹	0.13 ^a 0.09 ^b	11.78	0.14	3.12	2.30	Фемида
629 Бернардина	35.09 ^a 29.97 ^b	X ²	0.14 ^a 0.19 ^b	3.76	0.16	3.13	9.24	—
647 Адельгунда	9.73 ^a 16.94 ^b	X ¹ , S* ^b	0.51 ^a 0.20 ^b	32.20	0.19	2.44	7.32	—
648 Пиппа	68.27 ^a	XC ¹	0.05 ^a	9.26	0.20	3.19	9.87	—
654 Зелинда	160.74 ^a 127.17 ^b	C ¹ , Ch ²	0.03 ^a 0.04 ^b	31.74	0.23	2.30	18.09	—
689 Зита	15.62 ^a	CX ¹	0.10 ^a	6.43	0.23	2.32	5.74	—
726 Джоэлла	44.02 ^a	—	0.05 ^a	13.04	0.29	2.57	15.44	—
727 Ниппония	32.17 ^a	DT ¹	0.24 ^a	5.07	0.10	2.57	15.06	Мария
750 OCKAP	22.53 ^a 20.54 ^b	F ¹	0.06 ^a 0.05 ^b	6.26	0.13	2.44	3.95	Ниса–Пулана
757 Портлендия	32.89 ^a	XF ¹ , Xk ²	0.22 ^a 0.16 ^b	6.58	0.11	2.37	8.17	Атхор*
764 Гедания	58.28 ^a 58.05 ^b	C ¹	0.08 ^a 0.07 ^b	24.97	0.09	3.19	10.00	—
814 Таврида	102.23 ^a 109.48 ^b	C ¹ , C ²	0.05 ^a 0.04 ^b	36.08	0.31	3.16	21.79	—
868 Лова	50.69 ^a 52.43 ^b	C ¹ , Ch ²	0.06 ^a 0.05 ^b	41.12	0.15	2.70	5.84	—
907 Рода	82.66 ^a 62.73 ^b	C ¹ , Xk ²	0.03 ^a 0.06 ^b	22.44	0.16	2.80	19.53	—

Таблица 1. Окончание

Номер и название	Диаметр, км	Класс ^a	Геометр. альбето	Период вращения ^a , ч	e^a	a^a , а. е.	Наклонение орбиты ^a , град	Семейство ^b
917 Лика	34.88 ^a 27.85 ^b	—	0.06 ^a 0.05 ^b	7.87	0.20	2.38	5.13	—
1021 Фламмарион	100.77 ^a	F ¹ , B ²	0.05 ^a	12.16	0.28	2.74	15.86	—
1116 Катриона	38.74 ^a 38.96 ^b	C* ^b ?	0.16 ^a 0.13 ^b	8.83	0.22	2.93	16.55	—
1121 Наташа	12.86 ^a 12.41 ^b	S ^b	0.29 ^a 0.27 ^b	13.20	0.16	2.55	6.17	Астрея
1239 Кетелета	18.68 ^a 13.54 ^b	C* ^b	0.05 ^a 0.10 ^b	10.28	0.23	2.66	1.66	—
1282 Утопия	57.70 ^a 52.88 ^b	C* ^b	0.05 ^a	13.62	0.12	3.12	18.03	—
1326 Лосака	26.34 ^a 22.42 ^b	CSU ¹	0.09 ^a 0.14 ^b	6.90	0.22	2.67	15.98	—
1467 Машона	89.16 ^a 99.45 ^b	GC ¹	0.08 ^a 0.06 ^b	9.76	0.13	3.39	21.90	Кибела
1475 Ялта	7.89 ^b	S* ^b	0.20 ^b	70.77	0.17	2.35	4.51	—
1544 Винтерхансения	24.56 ^a	S* ^b ?	0.06	13.54	0.10	2.37	3.33	—
1655 Комас Сола	35.94 ^a 30.53 ^b	XFU ¹ , B ²	0.05 ^a 0.07 ^b	20.46	0.23	2.78	9.58	—
1687 Гларона	37.85 ^a 33.66 ^b	—	0.14 ^a 0.08 ^b	6.50	0.17	3.16	2.63	Фемида
1771 Маковер	46.89 ^a 56.53 ^b	C* ^b	0.07 ^a 0.04 ^b	11.26	0.17	3.13	11.22	—

Примечания: только у трех астероидов спектральные типы неизвестны (316 Гоберта, 608 Адольфина и 726 Джоэлла), но примерно у половины остальных астероидов спектральные типы определены неточно. Названия астероидов, имеющих спектральные признаки активности, выделены прописными буквами. Астероиды, у которых номера выделены полужирным шрифтом, имеют повышенное геометрическое альбето (>0.10), что характеризует их как преимущественно высокотемпературные.

Условные обозначения: Источник информации отмечен надстрочными буквами:

^a <https://ssd.jpl.nasa.gov/>

^b <https://www.minorplanet.info/>

¹ <https://sbnarchive.psi.edu/>

В случае совпадения данных их источник не указывается. По умолчанию в качестве основного источника берутся значения с сайта JPLNASA.

Классификация отмечена надстрочными цифрами: ¹ согласно классификации Толена (<https://ssd.jpl.nasa.gov/>);

² согласно классификации SMASSII (Bus, Binzel, 2002; <https://ssd.jpl.nasa.gov/>).

Надстрочный знак * у спектрального класса означает, что оценка класса проводилась на основе орбитального местоположения с использованием оскулирующих элементов (предполагаемой орбитальной группировкой (<https://www.minorplanet.info/php/lcdb.php>)).

Диапазон эффективных диаметров рассматриваемых астероидов $\sim 8 \div 209$ км.

Таблица 2. Наблюдательные параметры активных и подозреваемых в активности астероидов

Дата	UT сред., час, мин, с	Прямое восхожд., час, мин, с	Склонен., град, мин, с	Геоц. расст., а. е.	Гелиоц. расст., а. е.	Элонг., град	Фазов. угол, град	164 ЕВА					Возд. масса звезд	Звезда-аналог Солнца
								[$\Delta I_{\text{act}} - I_{\text{K.3B}}\text{}/\text{SNR}_{\text{act}}/\text{SNR}_{\text{K.3B}}$ в полосе U]	Средняя ошибка (1/SNR)аст	Возд. масса	Средняя ошибка (1/SNR)аст	Возд. масса звезд		
2023.01.09	17:53:21	03 49 47.78	+22 24 23.6	1.3989	2.1765	131.2344	19.8596	12.223	68.7	22/58/50	0.02	1.073	HD 283755	1.064
	17:57:11	03 49 47.75	+22 24 25.4	1.3989	2.1765	131.2315	19.8605	12.223	68.6			1.074		
	18:00:51	03 49 47.72	+22 24 27.2	1.3989	2.1765	131.2287	19.8613	12.223	68.5			1.075		
360 КАРЛОВА														
2023.01.10	02:20:37	11 43 25.35	+08 08 35.9	2.3791	2.9477	116.1305	17.4336	13.716	53.0	38/18/144	0.06	1.251	HD 107515	1.182
	02:26:14	11 43 25.39	+08 08 36.6	2.3791	2.9477	116.1340	17.4330	13.716	52.7			1.257		
	02:31:52	11 43 25.44	+08 08 37.5	2.3790	2.9477	116.1381	17.4324	13.716	52.3			1.263		
629 БЕРНАРДИНА														
2022.12.29	23:47:31	07 14 16.45	+26 41 30.9	1.6788	2.6535	170.3281	3.5747	13.605	60.9	-492/111/996	0.01	1.143	Wolf 1059	1.080
2022.12.30	23:57:48	07 14 16.07	+26 41 33.1	1.6788	2.6535	170.3357	3.5720	13.605	59.3			1.162		
	00:07:10	07 14 15.72	+26 41 35.1	1.6788	2.6535	170.3424	3.5695	13.605	57.8			1.182		
2023.01.24	22:21:46	06 51 12.06	+28 38 28.6	1.7099	2.6410	156.2768	8.6204	13.884	55.5	10/47/150	0.02	1.212	Wolf 1059	1.095
	22:28:36	06 51 11.83	+28 38 29.6	1.7099	2.6410	156.2711	8.6224	13.884	54.3			1.230		
	22:35:26	06 51 11.64	+28 38 30.3	1.7099	2.6410	156.2662	8.6241	13.884	53.2			1.249		
726 Джеопла														
2023.01.09	16:33:20	03 18 29.56	+13 47 18.2	1.5430	2.2257	121.9634	22.0105	14.422	58.9	24/8/65	0.13	1.167	HD 283755	1.150
	16:40:47	03 18 29.69	+13 47 17.1	1.5430	2.2257	121.9582	22.0117	14.422	59.3			1.162		
	16:48:14	03 18 29.82	+13 47 16.1	1.5430	2.2257	121.9537	22.0127	14.422	59.6			1.158		

Таблица 2. Продолжение

Дата	UT сред., час, мин, с	Прямое восхожд., час, мин, с	Склонен., град, мин, с	Геоц. расст., а. е.	Элонг., град	Фазов. угол, град	Звезд. велич, V^m	Высота над гориз. (град.) (град.)	Средняя ошибка (1/SNR)аст	Возд.масса	Звезда-аналог Солнца	Возд. масса звезд	750 ОСКАР												
													2023 01 10	19:07:01	05 10 55.57	+25 31 17.8	1.3227	2.2236	148.8987	13.2019	15.492	71.8	97/27/381	0.04	1.053
19:18:49	05 10 55.20	+25 31 18.0	1.3228	2.2235	148.8888	13.2059	15.492	71.5																	
19:30:37	05 10 54.84	+25 31 18.3	1.3228	2.2235	148.8789	13.2098	15.493	70.8																	
757 Портлендия																									
2022 12 24	03:12:40	09 43 23.85	+27 02 38.6	1.4234	2.2033	131.6259	19.4999	13.566	55.6	-68/82/296	0.01	1.210	HD 105633	1.145											
03:18:25	09 43 23.83	+27 02 39.5	1.4234	2.2033	131.6294	19.4987	13.565	54.7																	
03:24:11	09 43 23.80	+27 02 40.6	1.4234	2.2033	131.6336	19.4973	13.565	53.7																	
2022 12 31	0:09:38	09 42 01.29	+27 36 31.2	1.3742	2.2100	138.6371	17.1048	13.417	73.7	-96/71/190	0.01	1.041	Wolf 1059	1.102											
0:14:47	09 42 01.22	+27 36 32.3	1.3742	2.2100	138.6408	17.1035	13.417	73.8																	
0:19:58	09 42 01.14	+27 36 33.4	1.3741	2.2100	138.6445	17.1022	13.417	73.7																	
1121 Наташа																									
2022 12 18	23:58:25	06 46 37.52	+33 48 29.8	1.2813	2.2411	163.0833	7.3438	14.355	66.4	-1096/32/607	0.03	1.092	Wolf 1059	1.049											
2022 12 19		06 46 37.19	+33 48 30.3	1.2813	2.2411	163.0880	7.3418	14.354	65.1																
0:05:10		06 46 37.05	1.3903	2.2880	148.5041	12.9831	14.805	51.6																	
2023 01 22	22:24:49	06 10 22.74	+33 09 50.5	1.3904	2.2880	148.4988	12.9850	14.805	50.3																
22:31:41	06 10 22.54	+33 09 49.4	1.3904	2.2880	148.4935	12.9870	14.805	49.0																	
22:38:35	06 10 22.35	+33 09 48.3	1.3904	2.2880																					

Окончание		Дата	УТ сред., час, мин, с	Прямое восхожд., час, мин, с	Склонен., град, мин, с	Геоц. расст., а. е.	Гелиоц. расст., а. е.	Фазов. угол, град	Звезд. велич, V^m	Высота над гориз. (град.) (град.)	[$\Delta I_{\text{аст}} - I_{\text{к.зв.}}$]/ SNR _{аст} /SNR _{к.зв} в полосе U	Возд. масса звезды	1655 Комассона							1687 Гларона																
Возд. масса звезды												Звезда-аналог Солнца			Возд. масса звезды			Звезда-аналог Солнца			Возд. масса			Средняя ошибка (1/SNR)аст												
Возд. масса																																				
Средняя ошибка (1/SNR)аст																																				
2023 01 12	19:36:12	06 47 22.22	+21 25 55.4	1.2269	2.2002	168.9117	4.9271	13.723	65.0	1/98/226	0.01	1.103	HD 283755	1.106																						
19:42:46	06 47 21.96	+21 25 57.5	1.2269	2.2002	168.9058	4.9297	13.723	65.6				1.098																								
19:49:20	06 47 21.73	+21 25 59.3	1.2269	2.2002	168.9007	4.9320	13.724	66.1				1.093																								
2023 01 09	20:10:22	07 33 13.25	+22 54 36.6	1.8534	2.8362	177.3133	0.9361	14.441	63.7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—											
	20:20:30	07 33 12.82	+22 54 37.9	1.8534	2.8362	177.3218	0.9332	14.441	65.0											1.103																
	20:30:38	07 33 12.44	+22 54 39.1	1.8535	2.8362	177.3295	0.9305	14.440	66.1											1.094																
2023 01 20	19:45:56	07 23 28.47	+23 23 43.1	1.8802	2.8521	168.8577	3.8180	14.693	67.3	-61/50/372	0.02	1.084	Wolf 1059	1.097																						
	19:54:12	07 23 28.18	+23 23 43.9	1.8802	2.8521	168.8509	3.8203	14.693	68.0											1.078																
	20:02:28	07 23 27.88	+23 23 44.7	1.8803	2.8521	168.8441	3.8226	14.693	68.5											1.074																

Примечания: названия активных астероидов выделены прописными буквами; $[\Delta_{\text{аст}} - \Delta_{\text{К.зв}}]$ – разность средне-квадратических отклонений величины светового потока астероида и контрольной звезды в полосе U; SNR_{аст} и SNR_{к.зв} – средние значения отношения “сигнал/шум” (SNR) астероида и контрольной звезды в полосе U, соответственно; средняя ошибка интенсивности светового потока в полосе U не приведена для контрольных звезд, так как во всех случаях она не превышала 0.02.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бусарев В.В. Гидратированные силикаты на астероидах М-, S- и E-типов как возможные следы столкновений с телами из зоны роста Юпитера // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. № 1. С. 39–47. (*Busarev V.V. Hydrated silicates on asteroids of M-, S-, and E- types as possible traces of collisions with bodies of the Jupiter growth zone // Sol. Syst. Res. 2002. V. 36. № 1. P. 39–47.*)
2. Бусарев В.В. Спектральные исследования астероидов 21 Лютеция и 4 Веста как объектов космических миссий // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 6. С. 539–551. (*Busarev V.V. Spectral investigations of asteroids 21 Lutetia and 4 Vesta as objects of space missions // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 6. P. 507–519.*)
3. Бусарев В.В. Новые спектры отражения 40 астероидов: сравнение с предшествующими результатами и интерпретация // Астрон. вестн. 2016. Т. 50. № 1. С. 15–26. (*Busarev V.V. New reflectance spectra of 40 asteroids: A comparison with previous results and interpretation // Sol. Syst. Res. 2016. V. 50. № 1. P. 13–23.*)
4. Бусарев В.В., Барабанов С.И., Пузин В.Б. Оценка состава вещества и обнаружение сублимационной активности астероидов 145 Адеоны, 704 Интерамнии, 779 Нины и 1474 Бейры // Астрон. вестн. 2016. Т. 50. № 4. С. 300–312. (*Busarev V.V., Barabanov S.I., Puzin V.B. Material composition assessment and discovering sublimation activity on asteroids 145 Adeona, 704 Interamnia, 779 Nina, and 1474 Beira // Sol. Syst. Res. 2016. V. 50. № 4. P. 281–293.*)
5. Бусарев В.В., Щербина М.П., Барабанов С.И., Ирсмамбетова Т.Р., Кохирова Г.И., Хамроев У.Х., Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Гумеров Р.И., Иртуганов Э.Н., Мельников С.С. Подтверждение сублимационной активности примитивных астероидов Главного пояса 779 Нины, 704 Интерамнии и 145 Адеоны и ее вероятные спектральные признаки у 51 Немаузы и 65 Цибеллы // Астрон. вестн. 2019. Т. 53 (4). С. 273–290 (*Busarev V.V., Shcherbina M.P., Barabanov S.I., Irsmambetova T.R., Kokhirova G.I., Khamroev U.Kh., Khamitov I.M., Bikmaev I.F., Gumerov R.I., Irtuganov E.N., Mel'nikov S.S. Confirmation of the sublimation activity of the primitive Main-belt asteroids 779 Nina, 704 Interamnia, and 145 Adeona, as well as its probable spectral signs on 51 Nemauza and 65 Cybele // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53 (4). P. 261–277.*)
6. Бусарев В.В., Савелова А.А., Щербина М.П., Барабанов С.И. Спектральные признаки одновременной сублимационной активности и появления пылевой экзосферы у 8 астероидов Главного пояса вблизи перигелия // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 2. С. 92–108. (*Busarev V.V., Savelova A.A., Shcherbina M.P., Barabanov S.I. Spectral signs of simultaneous sublimation activity and the appearance of a dust exosphere on eight asteroids of the Main belt near perihelion // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 2. P. 84–99.*)
7. Бусарев В.В., Петрова Е.В., Щербина М.П., Кузнецов С.Ю., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Савелова А.А., Белинский А.А. Поиск признаков сублимационно-пылевой активности астероидов примитивных типов вблизи перигелия // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 5. С. 439–457. (*Busarev V.V., Petrova E.V., Shcherbina M.P., Kuznetsov S.Yu., Burlak M.A., Ikonnikova N.P., Savelova A.A., Belinskii A.A. Search for signs of sublimation-driven dust activity of primitive-type asteroids near perihelion // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 5. P. 449–466.*)
8. Петрова Е.В., Бусарев В.В. О возможностях оценки свойств частиц в экзосфере активного астероида по деталям в УФ- и видимом диапазонах спектров отражения // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 2. С. 166–180. (*Petrova E.V., Busarev V.V. On the prospects for estimating the properties of particles in an active asteroid exosphere by features in the UV and visible reflectance spectra // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 2. P. 161–174.*)
9. Шустов Б.М., Золотарёв Р.В., Бусарев В.В., Щербина М.П. Ударные события как возможный механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов Главного пояса // Астрон. журн. 2022. Т. 99. С. 1058–1071.
10. Berg O.E., Wolf H., Rhee J. Lunar Soil Movement Registered by the Apollo 17 Cosmic Dust Experiment // Int. Astron. Union Colloq. Cambridge Univ. Press, 1976. V. 31. P. 233–237.
11. Bessell M.S. UVRI photometry II: The Cousins VRI system, its temperature and absolute flux calibration, and relevance for two-dimensional photometry // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1979. V. 91. P. 589–607.
12. Bessell M.S. Standard photometric systems // Annu. Rev. Astron. and Astrophys. 2005. V. 43. P. 293–336.
13. Bottke Jr W.F., Vokrouhlický D., Rubincam D.P., Nesvorný D. The Yarkovsky and YORP effects: Implications for asteroid dynamics // Annu. Rev. Earth and Planet. Sci. 2006. V. 34. 157–191.
14. Bradley J.P., Sandford S.A., Walker R.M. Interplanetary dust particles // Meteorites and the early Solar system / Eds: Kerridge J.F., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1988. P. 861–895.

15. *Bus S.J., Binzel R.P.* Phase II of the Small Main-belt Asteroid Spectroscopic Survey. A feature-based taxonomy // *Icarus*. 2002. V. 158. P. 146–177.
16. *Bus S., Binzel R.P.* Small Main-belt Asteroid Spectroscopic Survey, Phase II. EAR-A-I0028-4-SBN0001/SMASSII-V1.0. NASA Planetary Data System, 2003.
17. *Busarev V.V.* Spectral features of M-asteroids: 75 Eurydike and 201 Penelope // *Icarus*. 1998. V. 131. P. 32–40.
18. *Busarev V.V.* A hypothesis on the origin of C-type asteroids and carbonaceous chondrites // *Asteroids, Comets, Meteors (ACM)* 2012. Proc. Conf. May 16–20. 2012. Niigata, Japan. LPI Contrib. № 1667. Id. 6017. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1211/1211.3042.pdf>.
19. *Busarev V.V., Barabanov S.I., Rusakov V.S., Puzin V.B., Kravtsov V.V.* Spectrophotometry of (32) *Pomona*, (145) *Adeona*, (704) *Interamnia*, (779) *Nina*, (330825) 2008 XE3, and 2012 QG42 and laboratory study of possible analog samples // *Icarus*. 2015. V. 262. P. 44–57.
20. *Busarev V.V., Petrova E.V., Irsambetova T.R., Shcherbina M.P., Barabanov S.I.* Simultaneous sublimation activity of primitive asteroids including (24) *Themis* and (449) *Hamburga*: Spectral signs of an exosphere and the solar activity impact // *Icarus*. 2021. V. 369. Id. 114634 (18 p.).
21. *Busarev V.V., Petrova E.V., Puzin V.B., Barabanov S.I., Shcherbina M.P., Kuznetsov S.Yu.* An optically thin and thick dust exosphere of active asteroids: Spectral signs and possible formation mechanisms // *Sol. Syst. Res.* 2024. V. 58. No. 3. P. 315–325.
22. *Chandler C.O., Kueny J.K., Trujillo C.A., Trilling D.E., Oldroyd W.J.* Cometary activity discovered on a distant Centaur: A nonaqueous sublimation mechanism // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 892. Id. L38 (13 p.).
23. *Chandler C.O., Trujillo C.A., Hsieh H.H.* Recurrent activity from active asteroid (248370) 2005 QN173: A Main-belt comet // *Astrophys. J. Lett.* 2021. V. 922. Id. L8 (10 p.).
24. *Chandler C.O., Trujillo C.A., Oldroyd W.J., J. Kueny K., Burris W.A., Hsieh H.H., DeSpain J.A., Sedaghat N., Sheppard S.S., Farrell K.A. and 16 co-authors.* The Active Asteroids Citizen Science Program: Overview and first results // *Astron. J.* 2024. V. 167. Id. 156 (24 p.).
25. *Criswell D.R.* Lunar dust motion // Proc. 3rd Lunar Sci. Conf. (Suppl. 3, *Geochim. et Cosmochim. Acta*). 1972. V. 3. P. 2671–2680.
26. *Cunningham L.E.* Periodic comet Wilson-Harrington (1949g) // *IAU Circular*. 1950. V. 1250. P. 3.
27. *De Sanctis M.C., Combe J.-Ph., Ammannito E., Palomba E., Longobardo A., McCord T. B., Marchi S., Capaccioni F., Capria M.T., Mittlefehldt D.W., and 11 coauthors.* Detection of widespread hydrated materials on Vesta by the VIR imaging spectrometer on board the Dawn mission // *Astrophys. J. Lett.* 2012. V. 758. Id. L36 (5 p.).
28. *Devogèle M., Ferrais M., Jehin E., Moskovitz N., Skiff B.A., Levine S.E., Gustafsson A., Farnocchia D., Michel M., C. Snodgrass, and 15 co-authors.* (6478) Gault: Physical characterization of an active Main-belt asteroid // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 505. P. 245–258.
29. *Dorschner J., Begemann B., Henning T., Jaeger C., Mutschke H.* Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition // *Astron. and Astrophys.* 1995. V. 300. P. 503–520.
30. *Ezer D., Cameron G.W.* The early evolution of the Sun // *Icarus*. 1962. V. 1. P. 422–441.
31. *Gaffey M.J., Bell J.F., Brown R.H., Burbine T.H., Piatek J.L., Reed K.L., Chaky D.A.* Mineralogical variations within the S-type asteroid class // *Icarus*. 1993. V. 106. P. 573–602.
32. *Gaffey M.J., Cloutis E.A., Kelley M.S., Reed K.L.* Mineralogy of asteroids // *Asteroids III* / Eds: Bottke W. et al.) Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 183–204.
33. *Gustafson B.A.S., Kolokolova L.* A systematic study of light scattering by aggregate particles using the microwave analog technique: Angular and wavelength dependence of intensity and polarization // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104 (D24). P. 31711–31720.
34. *Güttler C., Mannel T., Rotundi A., Merouane S., Fulle M., Bockelée-Morvan D., Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Blum J., Naletto G., and 21 co-authors.* Synthesis of the morphological description of cometary dust at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 630. Id. A24.
35. *Hartzell C.M.* Dynamics of 2D electrostatic dust levitation at asteroids // *Icarus*. 2019. V. 333. P. 234–242.
36. *Hsieh H.H., Jewitt D.A., Fernández Y.R.* The strange case of 133P/Elst-Pizarro: A comet among the asteroids // *Astron. J.* 2004. V. 127. P. 2997–3017.
37. *Hsieh H.H., Jewitt D.A.* Population of comets in the Main asteroid belt // *Science*. 2006. V. 312. P. 561–563.
38. *Hsieh H.H., Haghjipour N.* Potential Jupiter-Family comet contamination of the Main asteroid belt // *Icarus*. 2016. V. 277. P. 19–38.
39. *Jewitt D.* The active asteroids // *Astron. J.* 2012. V. 143. Id. 66 (14 p.).
40. *Jewitt D., Hsieh H.H.* The asteroid-comet continuum // arXiv preprint arXiv:2203.01397. – 2022.

- Chapter in press for the book Comets III / Eds: Meech K., Combi M. Univ. of Arizona Press (35 p.).
41. Johnson H.L. Infrared photometry of M-dwarf stars // *Astrophys. J.* 1965. V. 141. P. 170–176.
 42. Kellogg P.J., Horbury T.S. Rapid density fluctuations in the solar wind // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. P. 3765–3773.
 43. Kelley M.S., Hsieh H.H., Bodewits D., Saki M., Vilanueva G.L., Milam S.N., Hammel H.B. Spectroscopic identification of water emission from a Main-belt comet // *Nature*. 2023. V. 619. P. 720–723.
 44. Lee P. Dust levitation on asteroids // *Icarus*. 1996. V. 124. P. 181–194.
 45. Li A., Greenberg J.M. A unified model of interstellar dust // *Astron. and Astrophys.* 1997. V. 232. P. 566–584.
 46. Malaspina D.M., Kellogg P.J., Bale S.D., Ergun R.E. Measurements of rapid density fluctuations in the solar wind // *Astrophys. J.* 2010. V. 711. P. 322–327.
 47. 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. S304–S311. <https://doi.org/10.1093/mnras/stw2898>.
 48. McCord T.B., Li J.-Y., Combe J.-P., McSween H.Y., Jaumann R., Reddy V., Tosi F., Williams D.A., Blewett D.T., Turrini D., and 19 coauthors. Dark material on Vesta from the infall of carbonaceous volatile-rich material // *Nature*. 2012. V. 491. P. 83–86.
 49. Nitter T., Havnes O. Dynamics of dust in a plasma sheath and injection of dust into the plasma sheath above Moon and asteroidal surfaces // *Earth, Moon, and Planets*. 1992. V. 56. P. 7–34.
 50. Onyeagusi F.C., Jungmann F., Teiser J., Wurm G. Electrostatic Repulsion of Dust from Planetary Surfaces // *Planet. Sci. J.* 2023. V. 4(1). Id. 13 (7p.).
 51. Rivkin A.S., Howell E.S., Britt D.T., Lebofsky L.A., Nolan M.C., Branston D.D. 3- μ m spectrophotometric survey of M- and E-class asteroids // *Icarus*. 1995. V. 117. P. 90–100.
 52. Rivkin A.S., Howell E.S., Lebofsky L.A., Clark B.E., Britt D.T. The nature of M-class asteroids from 3- μ m observations // *Icarus*. 2000. V. 145. P. 351–368.
 53. Rouleau F., Martin P.G. Shape and clustering effects on the optical properties of amorphous carbon // *Astrophys. J.* 1991. V. 377. P. 526–540.
 54. Schorghofer N. The lifetime of ice on Main belt asteroids // *Astrophys. J.* 2008. V. 682. P. 697–705.
 55. Schorghofer N. Predictions of depth-to-ice on asteroids based on an asynchronous model of temperature, impact stirring, and ice loss // *Icarus*. 2016. V. 276. P. 88–95.
 56. Tholen D.J. Asteroid taxonomic classifications // *Asteroids II* / Eds: Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 1139–1150.
 57. Tishkovets V.P., Petrova E.V. Spectra of light reflected by aggregate structures of submicron particles // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2020. V. 252. Id. 107116.
 58. Veeder G.J., Tedesco E.F. Results from the IRAS Minor Planet Survey // *IRAS Minor Planet Survey. Final Report PL-TR-92-2049* / Eds: Tedesco E.F., et al. Massachusetts: Phillips Laboratory, 1992. P. 107–126.
 59. 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. Id. D14220.
 60. Willson R.C., Hudson H.S. The Sun's luminosity over a complete solar cycle // *Nature*. 1991. V. 351. P. 42–44.
 61. Yeo L.H., Wang X., Deca J., Hsu H.W., Horányi M. Dynamics of electrostatically lofted dust on airless planetary bodies // *Icarus*. 2021. V. 366. Id. 114519.
 62. Zank G.P., Matthaeus W.H. Waves and turbulence in the solar wind // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 17.189–17.194.

УДК 523.44

ОЦЕНКА ВОЗРАСТА МОЛОДЫХ ПАР АСТЕРОИДОВ

© 2024 г. В. С. Сафонова^{а,*}, Э. Д. Кузнецов^{а,**}

^аУральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия
E-mail: *v.s.safonova@urfu.ru; **eduard.kuznetsov@urfu.ru

Поступила в редакцию 04.01.2024 г.

После доработки 04.02.2024 г.

Принята к публикации 07.03.2024 г.

В работе с целью оценки возраста исследована вероятностная эволюция трех молодых пар астероидов на близких орбитах: (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49, (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16, (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39. При численном моделировании наряду с гравитационными возмущениями учитывался эффект Ярковского в форме векового дрейфа большой полуоси орбиты. Для каждой пары астероидов рассматривались 25 сценариев эволюции, соответствующих разным комбинациям наклонов осей вращения астероидов и соответственно различным скоростям дрейфа больших полуосей за счет эффекта Ярковского. Для каждого астероида генерировалась 1000 клонов. Оценки возраста получены на основе анализа распределений моментов: 1) низкоскоростных сближений астероидов пары до расстояний порядка сферы Хилла при относительной скорости в несколько единиц второй космической скорости и 2) достижения минимальных значений метрики Холшевникова, характеризующей расстояние между орбитами. Получены следующие оценки возраста молодых пар астероидов: (87887) 2000 SS286 и (415992) 2002 AT49 – от 7.58 ± 0.04 до 8.80 ± 0.04 тыс. лет; (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16 – от 15.5 ± 1.0 до 58.6 ± 16.0 тыс. лет; (21436) Chaoyichi и (334916) 2003 YK39 – от 32.3 ± 0.1 до 102.6 ± 0.7 тыс. лет.

Ключевые слова: пары астероидов, численное моделирование, метрики Холшевникова, эффект Ярковского, вероятностная эволюция, радиус сферы Хилла, вторая космическая скорость

DOI: 10.31857/S0320930X24060102, EDN: NHAHXS

ВВЕДЕНИЕ

Малые тела распределены в Солнечной системе неравномерно. Главный пояс астероидов имеет сложную динамическую структуру. Существование пар астероидов на близких орбитах было показано в работе (Vokrouhlický, Nesvorný, 2008). Исследование динамической эволюции пар астероидов на близких орбитах представляет особый интерес с точки зрения задачи поиска молодых объектов среди малых тел Солнечной системы. Образование пар астероидов может происходить в результате действия различных процессов: распад быстро вращающегося родительского тела (Pravec и др., 2010), вторичное деление образующихся при распаде тел (Jacobson, Scheeres, 2011), кратерообразующее

столкновение с почти критически вращающимся родительским астероидом (Vokrouhlický и др., 2017), каскадное разрушение родительского тела группы или семейства (Pravec и др., 2018). Современное состояние проблемы изучения молодых пар астероидов представлено в работе (Pravec и др., 2019). Фотометрические данные в целом подтверждают механизм образования пар, предложенный в (Pravec и др., 2010).

В работе (Кузнецов и др., 2020а) был выполнен поиск молодых пар астероидов на близких орбитах на основе исследования эволюции номинальных орбит астероидов. В отличие от традиционно используемых квазиметрик (см., например, Vokrouhlický, Nesvorný, 2008; Pravec и др., 2019), близость кеплеровых орбит оценивалась с использованием метрик Холшевникова

ρ_2 и ρ_5 (Kholshevnikov и др., 2016; Холшевников, Шепалова, 2018; Kholshevnikov и др., 2020). В работе (Kholshevnikov и др., 2016) определены пять метрик ρ_i , $i = 1, \dots, 5$. Метрики ρ_1 и ρ_2 определяют расстояние в пятимерном пространстве кеплеровых элементов орбит: большой полуоси a , эксцентриситета e , наклона i , долготы восходящего узла Ω и аргумента перигея ω . Метрика ρ_1 зависит от неопределенного параметра L , что затрудняет ее использование. У метрики ρ_2 параметр L , имеющий размерность длины, является масштабным множителем, который не играет никакой роли при сравнении расстояний в любом естественном семействе орбит, в отличие от метрики ρ_1 . В Солнечной системе масштабный фактор может быть положен равным $L = 1$ а. е. Метрики ρ_3 , ρ_4 и ρ_5 определены в фактор-пространствах. Метрика ρ_3 определяется как минимальное значение метрики ρ_2 при всех возможных значениях долгот восходящих узлов орбит. Метрика ρ_4 определяется как минимальное значение метрики ρ_2 при всех возможных значениях аргументов перигеев орбит. Метрика ρ_5 определяется как минимальное значение метрики ρ_2 при всех возможных значениях долгот восходящих узлов и аргументов перигеев, т.е. определяет расстояние в трехмерном фактор-пространстве позиционных элементов a , e , i . Метрика ρ_2 дает оценку расстояния между орбитами в современную эпоху с учетом ориентации линий узлов и апсид каждой из орбит. Метрика ρ_5 получается из метрики ρ_2 при совпадении линий апсид и равенстве нулю аргументов перигеев. Близость метрик ρ_2 и ρ_5 указывает на то, что орбиты близки по своим размерам, форме, а также имеют близкую ориентацию в пространстве. Это может свидетельствовать о молодости пары — после образования пары узлы и перигеи орбит еще не успели разойтись, следовательно, возраст пары не превышает 1–2 млн лет. Условие близости значений метрик ρ_2 и ρ_5 можно рассматривать как необходимое условие молодости пары.

В работе (Кузнецов и др., 2020а) было выделено 13 кандидатов в молодые пары астероидов на близких орбитах. На основе номинальных орбит получены оценки возраста для семи пар астероидов, из них для трех пар для ряда комбинаций скоростей дрейфа большой полуоси орбит астероидов выполняются условия низкоскоростных сближений. Использовался модифицированный вариант критерия, предложенного в работе (Pravec и др., 2019):

$$\Delta r_{\min} < 10 \times R_H, \Delta v < 4 \times V_2, \quad (1)$$

где Δr_{\min} — минимальное расстояние между астероидами, R_H — радиус сферы Хилла, Δv — относительная скорость астероидов на расстоянии Δr_{\min} , V_2 — вторая космическая скорость относительно более массивного астероида на расстоянии Δr_{\min} (в работе (Pravec и др., 2019) используется значение второй космической скорости на поверхности астероида). Для пар (320025) 2007 DT76 — (489464) 2007 DP16 и (87887) 2000 SS286 — (415992) 2002 AT49 реализуются варианты с комбинациями скорости дрейфа большой полуоси, когда выполняются условия: $\Delta r_{\min} < 2 \times R_H$ и $\Delta v < 2 \times V_2$. Для пары (21436) Chaoyichi — (334916) 2003 YK39 реализуются варианты, для которых $\Delta r_{\min} < 4 \times R_H$ и $\Delta v < 5 \times V_2$.

Второе условие удовлетворяет соответствующему условию, предложенному в работе (Pravec и др., 2019), в силу различных определений V_2 в работах (Pravec и др., 2019) и (Кузнецов и др., 2020а). Основываясь на этих результатах, в настоящей работе мы выполним исследование вероятностной эволюции и получим уточненные оценки возраста для трех молодых пар: (87887) 2000 SS286 — (415992) 2002 AT49, (320025) 2007 DT76 — (489464) 2007 DP16, (21436) Chaoyichi — (334916) 2003 YK39.

Оценки возраста, полученные в (Кузнецов и др., 2020а), основаны на анализе эволюции номинальных орбит:

- от 5.6 до 5.75 тыс. лет для пары (87887) 2000 SS286 — (415992) 2002 AT49,
- от 13.5 до 23.7 тыс. лет для (320025) 2007 DT76 — (489464) 2007 DP16,
- от 29 до 68 тыс. лет для (21436) Chaoyichi — (334916) 2003 YK39.

Результаты, полученные на основе исследования вероятностной эволюции:

- 7.4 ± 0.3 тыс. лет для (87887) 2000 SS286 — (415992) 2002 AT49 (Žižka и др., 2016),
- более 10 тыс. лет для (320025) 2007 DT76 — (489464) 2007 DP16 (Žižka и др., 2016),
- 10–140 тыс. лет при наиболее вероятном значении 31 тыс. лет (Pravec и др., 2019), не превышает 150 тыс. лет и, вероятно, составляет от 37 до 68 тыс. лет (Кузнецов и др., 2020б) для (21436) Chaoyichi — (334916) 2003 YK39.

Отметим, что оценки возраста пары (87887) 2000 SS286 — (415992) 2002 AT49, полученные в работах (Žižka и др., 2016) и (Кузнецов и др., 2020а), существенно различаются. Кроме того,

в работах (Žižka и др., 2016) и (Pravec и др., 2019) скорость дрейфа большой полуоси орбиты, обусловленная эффектом Ярковского, является варьируемым совместно с элементами орбиты параметром, что ведет к усреднению влияния эффекта Ярковского на получаемые оценки. В данной работе при исследовании вероятностной эволюции будут рассматриваться отдельные сценарии для различных значений скорости дрейфа, что позволит исключить комбинации скоростей дрейфа, которые не приводят к сближению орбит в прошлом, а также получить более точные оценки возраста пар для конкретных рассматриваемых сценариев.

В настоящей работе мы сначала охарактеризуем исследуемые пары, затем опишем методы, используемые для оценки возраста пар, приведем результаты исследования вероятностной эволюции и выполним анализ получаемых оценок возрастов пар.

ХАРАКТЕРИСТИКА ПАР АСТЕРОИДОВ НА БЛИЗКИХ ОРБИТАХ: (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49, (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16, (21436) CHAOYICHI – (334916) 2003 YK39

Абсолютные звездные величины астероидов H и их элементы орбит были взяты из каталога Asteroids – Dynamic Site – AstDyS (<https://newton.spacedys.com/astdys/>) на эпоху MJD 58800 (00^h00^m00^s 13.11.2019) (см. табл. 1). На основе элементов орбит были вычислены метрики Холшевникова ρ_2 и ρ_5 для оценки расстояний между орбитами рассматриваемых пар астероидов. Разность

метрик $\rho_2 - \rho_5$ позволяет проверить необходимое условие молодости пар астероидов. В табл. 2 для исследуемых пар астероидов даны значения метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5 , а также их разности $\rho_2 - \rho_5$. Приведенные значения метрик удовлетворяют критериям отбора молодых пар астероидов: $\rho_2 < 0.001$ (а. е.)^{1/2}, $\rho_5 < 0.001$ (а. е.)^{1/2} и $\rho_2 - \rho_5 < 0.0001$ (а. е.)^{1/2}. Значение критерия 0.001 (а. е.)^{1/2} для метрик ρ_2 и ρ_5 было выбрано по аналогии с работой (Холшевников, Щепалова, 2018), в которой данный критерий использовался при анализе близости орбит астероидов. Отметим, что квадрат значения критерия равен 150 км и не превышает размера радиуса сферы Хилла для астероидов диаметром более 1 км (см., например, Кузнецов и др., 2020а). Значение критерия для разности метрик $\rho_2 - \rho_5$ выбрано на порядок меньше критериев для самих метрик, что обеспечивает не только малость, но и близость значений метрик ρ_2 и ρ_5 . Квадрат разности метрик $(\rho_2 - \rho_5)^2$ равен 1.5 км.

При учете влияния эффекта Ярковского будут использоваться оценки модулей максимальных значений скорости дрейфа больших полуосей $|da/dt|_{max}$. В табл. 3 приведены значения альбедо p_v , плотности ρ , диаметров D астероидов и соответствующие им оценки модулей максимальных значений скорости дрейфа больших полуосей $|da/dt|_{max}$, полученные в работе (Кузнецов и др., 2020а).

При анализе низкоскоростных сближений астероидов пары будут использоваться оценки радиуса сферы Хилла R_H более массивного астероида пары, полученные в (Кузнецов и др., 2020а) (см. табл. 4). В табл. 4 более массивный астероид пары выделен полужирным шрифтом.

Таблица 1. Абсолютные звездные величины H и элементы орбит астероидов на эпоху MJD 58800

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , угл. град	ω , угл. град	Ω , угл. град
(87887) 2000 SS286	15.21	2.75416	0.15064	8.35791	299.168	163.519
(415992) 2002 AT49	16.43	2.75413	0.15166	8.35895	299.179	163.635
(320025) 2007 DT76	16.10	2.84061	0.10374	14.2080	345.760	118.388
(489464) 2007 DP16	17.23	2.84057	0.10359	14.2091	345.763	118.457
(21436) Chaoyichi	15.30	2.18663	0.08548	3.73630	320.310	178.179
(334916) 2003 YK39	18.09	2.18667	0.08544	3.73625	320.309	178.144

Таблица 2. Значения метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5 для пар астероидов на эпоху MJD 58800

Астероид 1	Астероид 2	$\rho_2 \times 10^4$, (а. е.) ^{1/2}	$\rho_5 \times 10^4$, (а. е.) ^{1/2}	$(\rho_2 - \rho_5) \times 10^4$, (а. е.) ^{1/2}
(87887) 2000 SS286	(415992) 2002 AT49	2.013	1.700	0.313
(320025) 2007 DT76	(489464) 2007 DP16	3.345	2.553	0.792
(21436) Chaoyichi	(334916) 2003 YK39	1.069	0.709	0.360

Таблица 3. Значения альбедо p_v , плотности ρ , диаметров D астероидов и оценки модулей максимальных значений скорости дрейфа больших полуосей $|da/dt|_{max}$ (Кузнецов и др., 2020а)

Астероид	p_v	ρ , г/см ³	D , км	$ da/dt _{max} \times 10^4$, (а. е.)/(млн лет)
(87887) 2000 SS286	0.2 ¹⁾	2.72 ²⁾	2.43 ¹⁾	1.1
(415992) 2002 AT49	0.2 ¹⁾	2.72 ²⁾	1.36 ¹⁾	1.9
(320025) 2007 DT76	0.057 ³⁾	1.33 ³⁾	3.35 ³⁾	1.6
(489464) 2007 DP16	0.057 ³⁾	1.33 ³⁾	1.93 ³⁾	3.2
(21436) Chaoyichi	0.222 ⁴⁾	2.72 ²⁾	1.953 ⁴⁾	1.4
(334916) 2003 YK39	0.24 ²⁾	2.72 ²⁾	0.62 ⁵⁾	4.5

Примечания: ¹⁾ (Žižka и др., 2016).

²⁾ Значение соответствует таксономическому классу S (Warner и др., 2009).

³⁾ Значение соответствует таксономическому классу C (Warner и др., 2009).

⁴⁾ (Mainzer и др., 2016).

⁵⁾ Оценка диаметра получена по формуле $D = 1329 \text{ км} \times 10^{-H/5} \times \frac{1}{\sqrt{p_v}}$ (Bowell и др., 1989).

Таблица 4. Оценки радиуса сферы Хилла R_H более массивного астероида пары (выделен полужирным шрифтом) (Кузнецов и др., 2020а)

Пара астероидов	R_H , км
(87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49	621
(320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16	696
(21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39	396

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗРАСТА ПАР АСТЕРОИДОВ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЕРОЯТНОСТНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

Моделирование вероятностной эволюции астероидов

Для исследования вероятностной эволюции для каждого астероида генерируется 1000 клонов орбит на основе разложения Холецкого для многомерных нормальных распределений (см., например, Пригарин, 2018). Этот метод заключается в записи ковариационной матрицы в виде $C = LL^T$, где L – нижняя треугольная матрица. Выборка из 1000 клонов генерируется на основе номинальных элементов орбиты ε_{0k} , где $1 \leq k \leq 6$, как $\varepsilon_k = \varepsilon_{0k} + r_j L_{kj}$. Здесь выполняется суммирование по повторяющемуся индексу j для $j \leq k$, а r_j – 6-мерный вектор с независимо генерируемыми компонентами на основе нормального распределения с математическим ожиданием 0 и дисперсией 1. В результате для каждого астероида выполняется моделирование динамической

эволюции 1000 клонов орбит, а для каждой пары рассматривается 10^6 вариантов эволюции.

Моделирование динамической эволюции астероидов и их клонов проводится численным методом с помощью программы Orbit9 (<http://adams.dtm.unipi.it/orbfit/>), входящей в программный комплекс OrbFit (Orbfit Consortium, 2011). Учитываются возмущения от больших планет и карликовой планеты Плутон, сжатие Солнца, релятивистские эффекты и влияние эффекта Ярковского.

В программе Orbit9 влияния эффекта Ярковского учитывается в виде векового дрейфа большой полуоси da/dt . При использовании данного метода необходимо знать наклон оси вращения астероида к плоскости его орбиты ϕ . Поскольку для исследуемых астероидов таких данных нет, для каждого астероида рассматриваются пять вариантов положения оси вращения и, соответственно, скорости дрейфа: $da/dt = 0$ при $\phi = 90^\circ$ или 270° ; $da/dt = \pm 1/2 |da/dt|_{max}$ при $\phi = 60^\circ$ и 240° соответственно; $da/dt = \pm |da/dt|_{max}$ при $\phi = 0^\circ$ и 180° соответственно. Для рассматриваемых астероидов и оценки максимальной скорости дрейфа большой полуоси $|da/dt|_{max}$ были получены в работе (Кузнецов и др., 2020а) и приведены в табл. 3. В результате для каждой пары рассматриваются 25 сценариев эволюции, соответствующих различным комбинациям наклонов осей вращения и, соответственно, скоростей дрейфа больших полуосей орбит. Для каждого сценария будет получена своя оценка возраста пары астероидов.

Интервал интегрирования для каждой пары выбирается на основе оценок возраста, полученных на основе анализа динамической эволюции

номинальных орбит (Кузнецов и др., 2020а). В работе (Кузнецов и др., 2020а) оценка возраста пары (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49 составила от 5.6 до 5.75 тыс. лет, поэтому для исследования вероятностной эволюции был выбран интервал 10 тыс. лет. При исследовании динамической эволюции пары (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 в работе (Кузнецов и др., 2020а) была получена оценка возраста от 13.46 до 23.67 тыс. лет, поэтому для исследования вероятностной эволюции был выбран интервал 30 тыс. лет. Дополнительно для пары (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 проведено интегрирование на интервалах 40, 50 и 100 тыс. лет, так как на интервале 30 тыс. лет не для всех сценариев эволюции были найдены низкоскоростные сближения. В работе (Кузнецов и др., 2020а) по результатам моделирования в программе Orbit9 оценка возраста пары (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39 составила от 29 до 68 тыс. лет. Вероятностная эволюция исследовалась на интервалах 100 и 200 тыс. лет, поскольку для некоторых сценариев интервал 100 тыс. лет оказался слишком коротким. Шаг выдачи результатов выбирался исходя из интервала интегрирования и фиксированного числа шагов, равного 10⁵.

Оценка возраста пары на основе анализа низкоскоростных сближений

В момент образования пары астероидов должны выполняться условия низкоскоростного сближения, согласно которым расстояние между астероидами имеет тот же порядок, что и радиус сферы Хилла R_h , относительная скорость Δv имеет значение, сравнимое со второй космической скоростью V_2 . Один из вариантов критерия низкоскоростного сближения (1) предложен в работе (Pravec и др., 2019). Следуя работе (Кузнецов и др., 2020а), мы модифицируем второе условие этого критерия и рассматриваем вторую космическую скорость V_2 относительно более массивного астероида на астероидоцентрическом расстоянии Δr , равном расстоянию между центрами масс астероидов:

$$V_2 = \left(\frac{\pi G \rho D^3}{3 \Delta r} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где G – гравитационная постоянная. Значения плотности ρ и диаметров D рассматриваемых астероидов даны в табл. 3. Мы используем оценки радиусов сфер Хилла R_h для более массивного астероида пары, определенные в (Кузнецов и др., 2020а) и приведенные в табл. 4.

Для каждого сценария эволюции в каждом из 10⁶ вариантов будет выполняться поиск минимального расстояния между клонами астероидов Δr_{\min} и соответствующей этому расстоянию относительной скорости клонов астероидов Δv . Это позволит выбрать комбинации наклонов осей вращения астероидов (и соответственно, скоростей дрейфа больших полуосей), которые обеспечивают максимальное количество низкоскоростных сближений. Выразив минимальное расстояние Δr_{\min} в радиусах сферы Хилла R_h , а относительную скорость Δv в единицах второй космической скорости V_2 , запишем модифицированный критерий низкоскоростного сближения (1) в виде: $\Delta r_{\min} / R_h < 10$, $\Delta v / V_2 < 4$. Именно эти сценарии эволюции и будут использоваться для оценок возраста пар.

Оценка возраста пары астероидов на основе анализа значений метрик Холшевникова

Для каждого сценария эволюции в каждом из 10⁶ вариантов будет выполняться поиск минимального значения метрики Холшевникова ρ_2 (Kholshevnikov и др., 2016) и соответствующего ему момента времени t_p . В каждом сценарии распределение моментов t_p будет использоваться для оценки возраста пары. В момент формирования пары орбиты астероидов должны быть близки, следовательно, значение метрики ρ_2 должно быть малым.

Дополнительным условием при оценивании возраста пары будет близость оценок, получаемых разными методами: методом поиска моментов низкоскоростных сближений и методом поиска минимумов метрики ρ_2 . Изначально обе орбиты расположены близко одна к другой, а положения астероидов на орбитах должны обеспечивать условия низкоскоростного сближения. Таким образом, оба метода должны давать близкие, согласующиеся между собой оценки возраста пары астероидов.

ОЦЕНКИ ВОЗРАСТА ПАР

На основе анализа результатов вероятностной эволюции были получены оценки возраста трех молодых пар: (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49, (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 и (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39. В табл. 5–7 для каждой пары приведены оценки возраста для 25 рассмотренных сценариев. Для каждого астероида указаны пять вариантов скорости дрейфа большой полуоси da/dt . Для

каждого сценария эволюции приводятся три величины: оценки возраста t_r и t_p в годах от момента образования пары до эпохи MJD 58800, определенные методами поиска низкоскоростных сближений и минимальных значений метрики ρ_2 , соответственно, а также процент вариантов, для которых выполняются условия низкоскоростных сближений (1).

Оценка возраста пары (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49

Оценки возраста пары (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49, полученные по результатам анализа вероятностной эволюции, приведены в табл. 5. Максимальные значения модуля скорости дрейфа большой полуоси орбит астероидов (87887) 2000 SS286 и (415992) 2002 AT49 составляют, соответственно, 1.1×10^{-4} и 1.9×10^{-4} (а. е.)/(млн лет) (см. табл. 3). Как видно из табл. 5, оценки возраста по данным о низкоскоростных сближениях t_r для различных сценариев эволюции лежат в пределах от 7.58 ± 0.04 до 8.80 ± 0.04 тыс. лет. Максимальная оценка возраста t_r данной пары

составила 8.80 ± 0.04 тыс. лет при количестве вариантов с низкоскоростными сближениями 29%. Низкоскоростные сближения реализуются для всех 25 сценариев. Количество низкоскоростных сближений зависит от скорости дрейфа большой полуоси орбиты, обусловленного эффектом Ярковского, при этом количество вариантов с низкоскоростными сближениями среди всех сценариев не превышает 59%. Наибольшее количество низкоскоростных сближений, а именно 59%, зафиксировано в сценарии, когда значения скорости дрейфа большой полуоси орбит астероидов (87887) 2000 SS286 и (415992) 2002 AT49 равны -1.1×10^{-4} и -9.5×10^{-5} (а. е.)/(млн лет) соответственно. Для данного сценария оценка возраста t_r составляет 8.12 ± 0.04 тыс. лет.

Оценки возраста t_p на основе моментов достижения минимумов метрики Холшевникова ρ_2 лежат в диапазоне от 7.58 ± 0.19 до 8.77 ± 0.26 тыс. лет и согласуются в пределах ошибок с оценками возраста t_r , полученными на основе анализа низкоскоростных сближений. Средняя квадратическая погрешность определения возраста t_r не превышает 43 лет, а средняя квадратическая

Таблица 5. Оценки возраста пары (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49 в годах

$\left(\frac{da}{dt}\right)_{87887}$, 10^{-4} (а. е.)/(млн лет)	$\left(\frac{da}{dt}\right)_{415992}$, 10^{-4} (а. е.)/(млн лет)				
	-1.9	-0.95	0	0.95	1.9
-1.1	$t_r = 8314 \pm 41$ $t_p = 8451 \pm 170$ 56%	8116 ± 40 8319 ± 100 59%	7927 ± 39 8088 ± 160 56%	7750 ± 37 7901 ± 160 52%	7583 ± 35 7577 ± 190 48%
-0.55	8432 ± 41 8594 ± 150 52%	8229 ± 41 8384 ± 150 58%	8035 ± 40 8220 ± 140 58%	7851 ± 38 8033 ± 130 55%	7678 ± 36 7749 ± 190 50%
0	8552 ± 41 8623 ± 200 45%	8345 ± 41 8491 ± 170 55%	8146 ± 40 8343 ± 100 58%	7956 ± 39 8115 ± 160 57%	7776 ± 37 7948 ± 140 53%
0.55	8675 ± 42 8637 ± 220 34%	8464 ± 41 8616 ± 160 51%	8260 ± 41 8403 ± 160 57%	8063 ± 39 8260 ± 130 58%	7878 ± 38 8051 ± 140 55%
1.1	8804 ± 43 8771 ± 260 29%	8584 ± 41 8625 ± 210 42%	8377 ± 41 8533 ± 170 54%	8176 ± 40 8360 ± 110 58%	7984 ± 39 8149 ± 160 57%

погрешность определения возраста t_p в несколько раз больше и достигает 260 лет. Для конкретных пар оценки возраста t_r и t_p различаются между собой не более чем на 200 лет.

Несовпадение оценок возраста, полученных на основе анализа распределения моментов низкоскоростных сближений и минимумов метрики Холшевникова ρ_2 , можно объяснить следующим образом. На рис. 1 и 2 показаны распределения минимальных расстояний Δr_{\min} и соответствующих им относительных скоростей Δv для астероидов пары (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49 при $(da/dt)_{87887} = -1.1 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{415992} = 1.9 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет). Моменты низкоскоростных сближений расположены на интервале от 7450 до 7750 лет в прошлое (время отсчитывается от момента MJD 58800). Для всех сближений минимальное расстояние Δr_{\min} , выраженное в радиусах сферы Хилла R_H , меньше 10 (см. рис. 1a). При этом процент вариантов, удовлетворяющих одновременно двум критериям низкоскоростных сближений $\Delta r_{\min} < 10R_H$, $\Delta v < 4V_2$, равен 48% (см. табл. 1). Это объясняется тем, что не для всех сближений клонов выполняется условие $\Delta v < 4V_2$ (см. рис. 2). Таким образом, в данном сценарии реализуются варианты низкоскоростных сближений, для которых $\Delta r_{\min} < 7R_H$ (см. рис. 1b).

На рис. 3 для этой же пары и того же сценария дано распределение минимумов метрики Холшевникова $\rho_{2\min}$ от времени. Минимальные

значения минимумов метрики концентрируются на интервале от 7700 до 8000 лет в прошлое. Такое несовпадение интервалов можно объяснить тесной близостью орбит астероидов данной пары. В этом случае низкоскоростные сближения астероидов могут происходить при любых реализуемых в данном сценарии расстояниях между орбитами. Для сравнения, значение радиуса сферы Хилла астероида (87887) 2000 SS286 (см. табл. 4) составляет $R_H = 621$ км = 0.0020 (а. е.) $^{1/2}$, что на три порядка больше значений минимумов метрик на рис. 3, которые не превышают 6×10^{-6} (а. е.) $^{1/2}$. В данном случае из-за тесной близости орбит метод поиска минимума метрики Холшевникова ρ_2 не может быть использован для оценки возраста пары (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49. Оценка возраста пары основывается на анализе низкоскоростных сближений и в зависимости от реализуемого сценария составляет от 7.58 ± 0.04 до 8.80 ± 0.04 тыс. лет. Полученные оценки возраста t_r зависят от разности скоростей дрейфа больших полуосей орбит астероидов $b = (da/dt)_{415992} - (da/dt)_{87887}$. Для данных, приведенных в табл. 5, зависимость можно аппроксимировать следующим выражением:

$$t_r = 4.170 + 3.975e^{512.821b}. \quad (3)$$

В формуле (3) скорости дрейфа большой полуоси и разность b измеряются в (а. е.)/(млн лет), возраст t_r измеряется в тыс. лет.

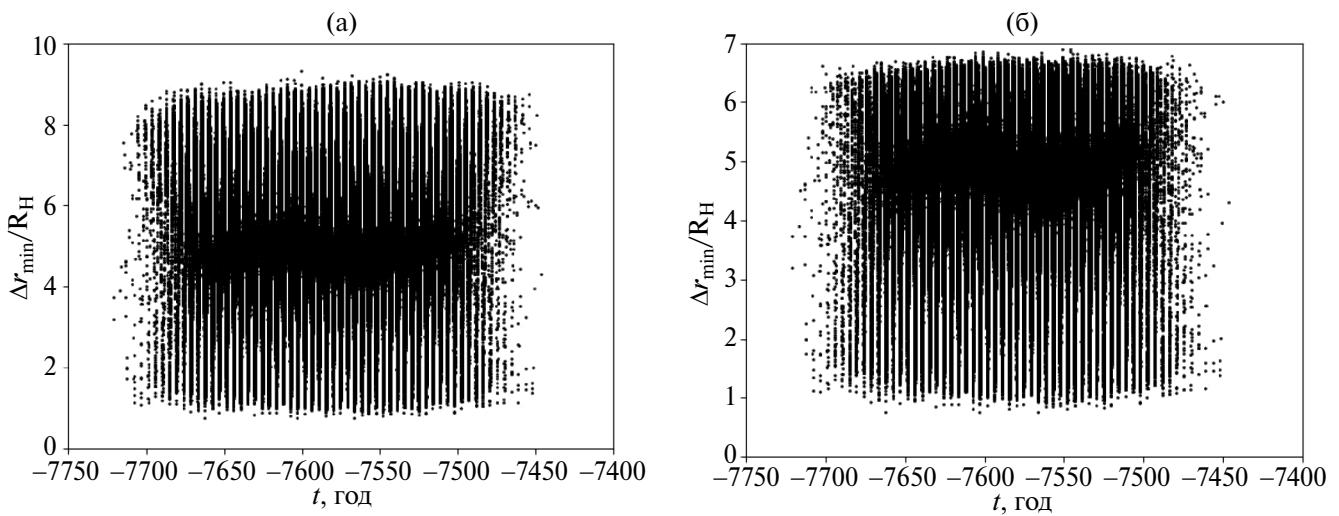


Рис. 1. Распределение минимальных расстояний Δr_{\min} , выраженных в радиусах сферы Хилла R_H , между клонами астероидов (87887) 2000 SS286 и (415992) 2002 AT49 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{87887} = -1.1 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{415992} = 1.9 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет): (а) – все возможные варианты сближений клонов астероидов; (б) – низкоскоростные сближения клонов, удовлетворяющие условиям $\Delta r_{\min} < 10R_H$, $\Delta v < 4V_2$.

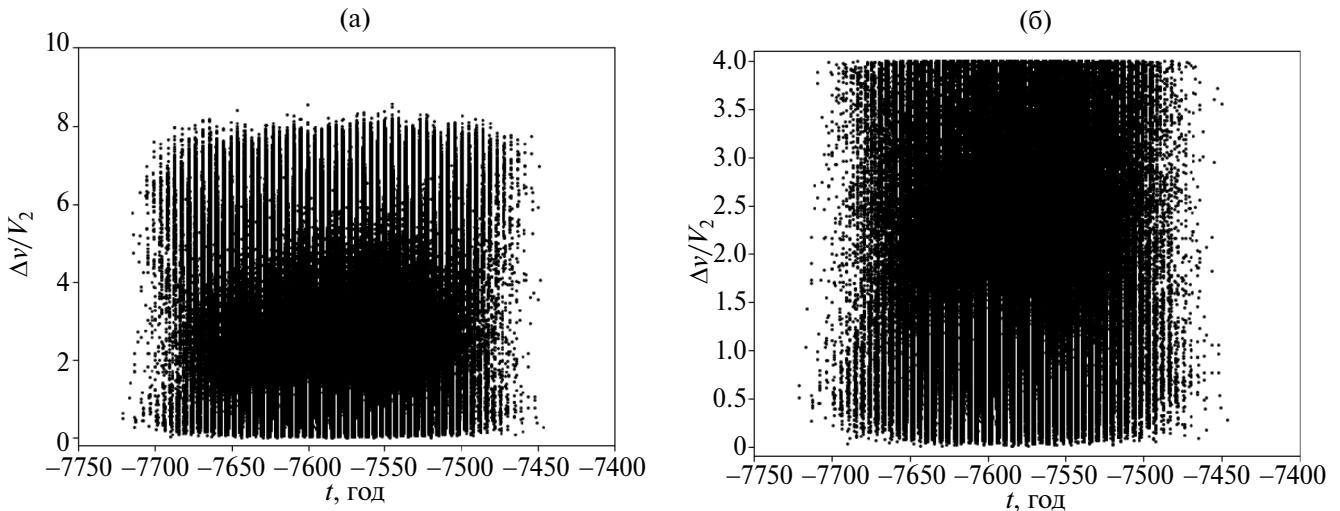


Рис. 2. Распределение относительной скорости Δv в единицах второй космической скорости V_2 в моменты сближений клонов астероидов (87887) 2000 SS286 и (415992) 2002 AT49 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{87887} = -1.1 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{415992} = 1.9 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет): (а) – все возможные сближения клонов астероидов; (б) – низкоскоростные сближения клонов, удовлетворяющие условиям $\Delta r_{\min} < 10R_H$, $\Delta v < 4V_2$.

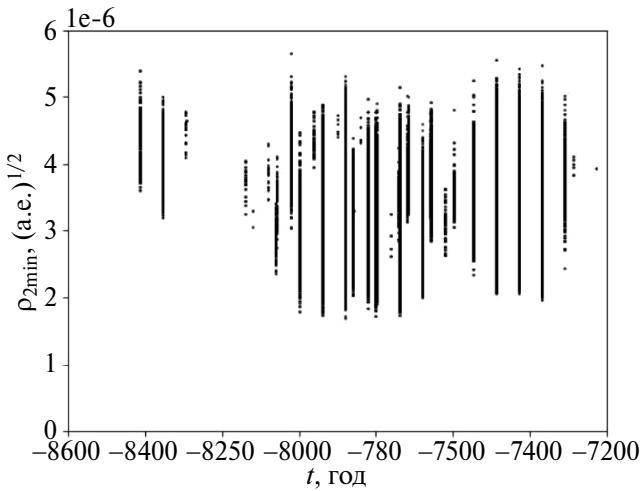


Рис. 3. Распределение минимальных значений метрики Холшевникова $\rho_{2\min}$ для пар клонов астероидов (87887) 2000 SS286 и (415992) 2002 AT49 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{87887} = -1.1 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{415992} = 1.9 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет).

ОЦЕНКА ВОЗРАСТА ПАРЫ (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16

Модуль максимального значения скорости дрейфа большой полуоси орбиты da/dt для астероидов (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16 составляет 1.6×10^{-4} и 3.2×10^{-4} (а. е.)/(млн лет) соответственно (см. табл. 3). В табл. 6 приведены оценки возраста пары (320025) 2007 DT76 – (489464)

2007 DP16 в зависимости от значений скорости дрейфа больших полуосей орбит. Условие сближения орбит в прошлом реализуется при $b = (da/dt)_{489464} - (da/dt)_{320025} \leq 0$ (а. е.)/(млн лет). Для $b = -0.8$ (а. е.)/(млн лет) низкоскоростные сближения происходят в 47% случаев. Максимальное количество низкоскоростных сближений – 78%, достигается при $b = -3.2$ (а. е.)/(млн лет). Минимальное количество низкоскоростных сближений – 10%, реализуется при $b = 0$ (а. е.)/(млн лет). Поскольку оценки возраста t , лежат в интервале от 15.5 ± 1.0 до 58.6 ± 16.0 тыс. лет, при уменьшении b интервал интегрирования постепенно увеличивался, чтобы охватить весь период динамической эволюции пары до момента ее образования. В случае положительных значений b , орбиты расходятся и сближения астероидов не фиксируются. Оценки возраста пары t , по данным о низкоскоростных сближениях в зависимости от рассматриваемого сценария лежат в пределах от 15.5 ± 1.0 до 58.6 ± 16.0 тыс. лет. Для данных, приведенных в табл. 6, зависимость оценки возраста t , от разности скоростей дрейфа больших полуосей орбит астероидов b можно аппроксимировать выражением

$$t_r = 12.154 + 23.273e^{-23481.509b} + 23.172e^{-4023.675b}. \quad (4)$$

В формуле (4) скорости дрейфа большой полуоси и разность b измеряются в (а. е.)/(млн лет), возраст t_r измеряется в тыс. лет.

Таблица 6. Оценки возраста пары (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 в тыс. лет

$\left(\frac{da}{dt}\right)_{320025}$, $10^{-4} \text{ (а.е.)}/(\text{млн лет})$	$\left(\frac{da}{dt}\right)_{489464}$, $10^{-4} \text{ (а.е.)}/(\text{млн лет})$				
	–3.2	–1.6	0	1.6	3.2
–1.6	$t_r = 24.9 \pm 2.6$ $t_p = 25.8 \pm 3.8$ 68%	58.6 ± 15.9 51.2 ± 24.6 10 %	–	–	–
–0.8	21.0 ± 1.8 21.0 ± 2.5 76%	32.5 ± 4.6 32.8 ± 6.4 47%	–	–	–
0	18.6 ± 1.4 18.3 ± 2.0 78%	24.9 ± 2.6 25.9 ± 4.1 67%	58.6 ± 16.0 51.5 ± 22.9 10 %	–	–
0.8	16.8 ± 1.1 16.4 ± 1.8 77%	21.0 ± 1.8 21.0 ± 2.5 76%	32.6 ± 4.6 32.7 ± 6.5 47%	–	–
1.6	15.5 ± 1.0 15.0 ± 1.4 74%	18.6 ± 1.4 18.3 ± 2.0 78%	24.9 ± 2.6 25.9 ± 4.0 67%	58.5 ± 15.9 54.1 ± 23.5 10 %	–

Оценки возраста t_r и t_p (см. табл. 6), полученные на основе анализа распределения моментов низкоскоростных сближений и минимумов метрики Холшевникова ρ_2 , согласуются между собой в пределах ошибок. Отметим, что разность между оценками возраста t_r и t_p растет

с уменьшением абсолютного значения b . На рис. 4 и 5 показаны распределения минимальных расстояний Δr_{\min} и соответствующих им относительных скоростей Δv для астероидов пары (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 при $(da/dt)_{320025} = -0.8 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет)

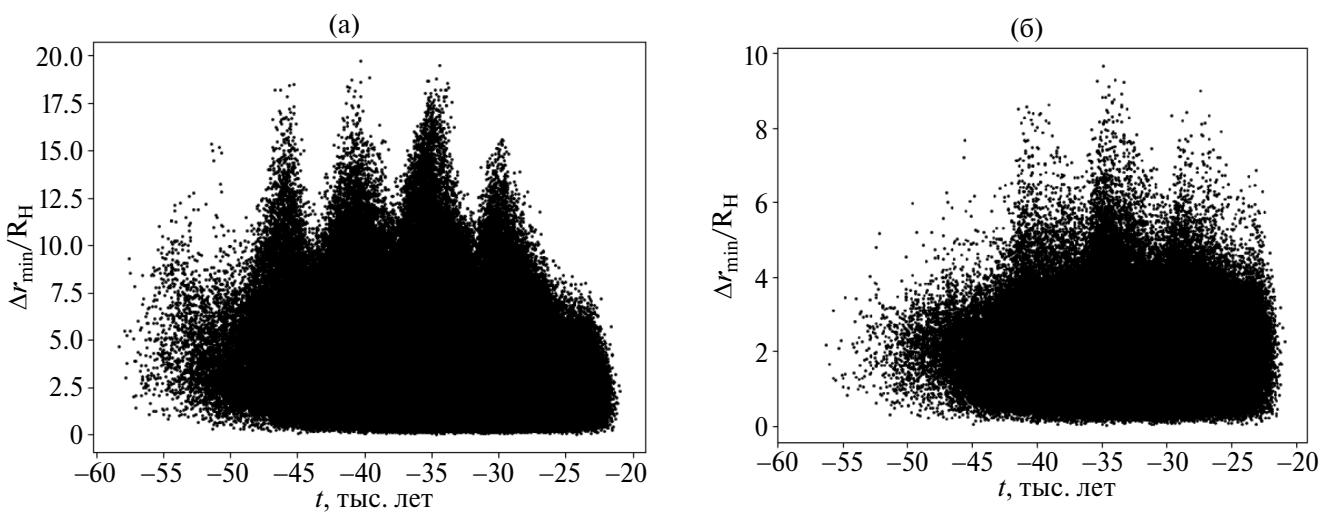


Рис. 4. Распределение минимальных расстояний Δr_{\min} , выраженных в радиусах сферы Хилла R_H , между клонами астероидов (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{320025} = -0.8 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{489464} = -1.6 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет): (а) – все возможные сближения клонов астероидов; (б) – низкоскоростные сближения клонов, удовлетворяющие условиям $\Delta r_{\min} < 10R_H$, $\Delta v < 4V_2$.

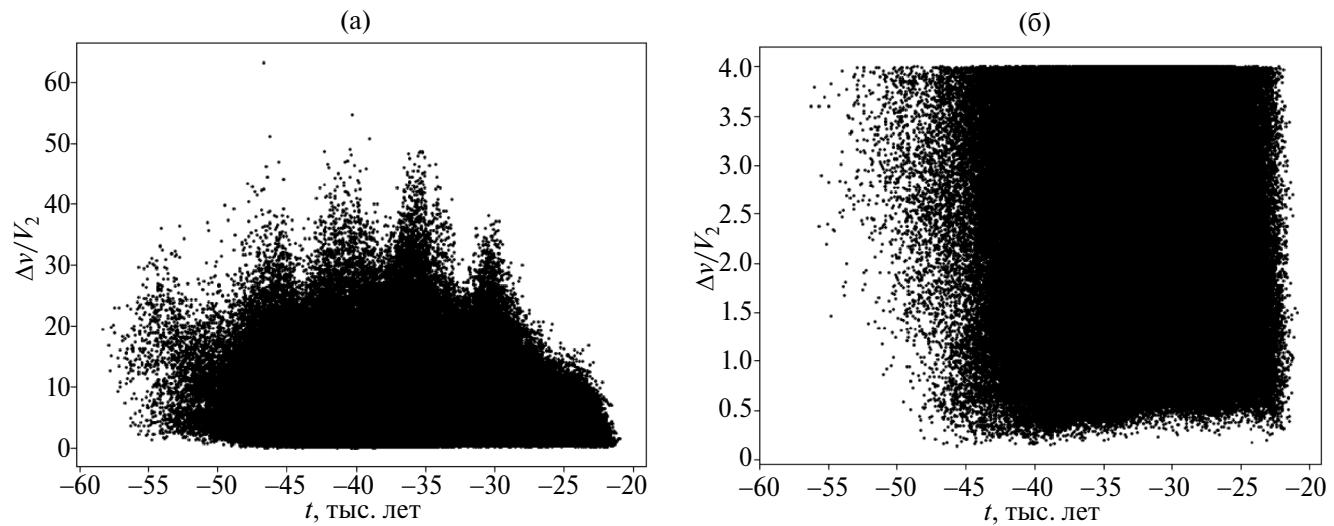


Рис. 5. Распределение относительной скорости Δv в единицах второй космической скорости V_2 в моменты сближений клонов астероидов (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{320025} = -0.8 \times 10^{-4}$ а.е./(млн лет) и $(da/dt)_{489464} = -1.6 \times 10^{-4}$ а.е./(млн лет): (а) – все возможные сближения клонов астероидов; (б) – низкоскоростные сближения клонов, удовлетворяющие условиям $\Delta r_{\min} < 10R_H$, $\Delta v < 4V_2$.

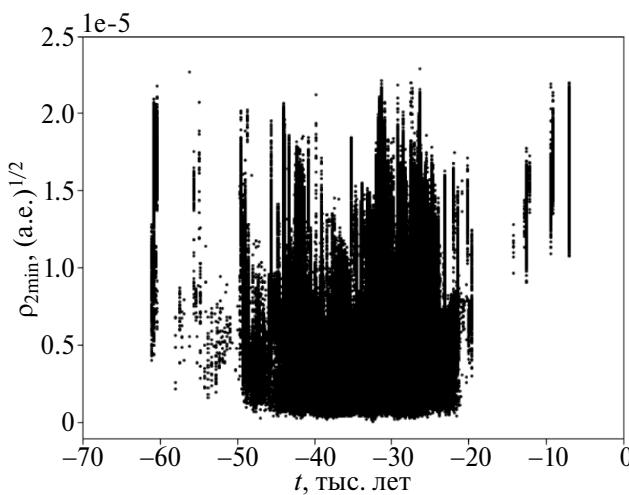


Рис. 6. Распределение минимальных значений метрики Холшевникова $\rho_{2\min}$ для пар клонов астероидов (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{320025} = -0.8 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{489464} = -1.6 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет).

и $(da/dt)_{489464} = -1.6 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет). Моменты низкоскоростных сближений расположены на интервале от 22 до 57 тыс. лет в прошлое (время отсчитывается от момента MJD 58800). На рис. 6 для этой же пары и того же

сценария дано распределение минимумов метрики Холшевникова $\rho_{2\min}$ от времени. Минимальные значения минимумов метрики концентрируются на интервале от 20 до 50 тыс. лет в прошлое. Несмотря на тесную близость орбит астероидов пары, оценки с использованием минимальных значений метрики Холшевникова ρ_2 согласуются с результатами по данным о низкоскоростных сближениях астероидов. В данном случае значение радиуса сферы Хилла астероида (320025) 2007 DT76 (см. табл. 4) составляет $R_H = 696$ км = 0.0021 (а. е.) $^{1/2}$, что на два порядка больше значений минимумов метрик на рис. 6, которые не превышают 2.5×10^{-5} (а. е.) $^{1/2}$. На основе распределения минимумов метрики Холшевникова ρ_2 оценки возраста пары (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 составляют от 15.0 ± 1.4 до 54.1 ± 23.5 тыс. лет в зависимости от рассматриваемого сценария.

Оценка возраста пары (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39

Для пары (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39 модуль максимального значения скорости дрейфа большой полуоси орбит da/dt астероидов составляет (см. табл. 7) 1.4×10^{-4} и 4.5×10^{-4} (а. е.)/(млн лет) соответственно. Оценка возраста пары, полученная по результатам исследования вероятностной эволюции на интервале 200 тыс.

лет, составляет от 32.3 ± 0.1 до 102.6 ± 0.7 тыс. лет. Оценки возраста получены только для 9 из 25 рассмотренных сценариев эволюции, для остальных сценариев низкоскоростные сближения не обнаружены. При этом доля вариантов с низкоскоростными сближениями составляет от 33% до 57%. Увеличение интервала интегрирования в прошлое не приведет к росту оценок возраста пары, так как примерно через 150–160 тыс. лет в прошлое от современной эпохи оба астероида испытывают тесные сближения с Марсом, после которых орбиты объектов перестают быть близкими. Полученные оценки возраста t_r зависят от разности скоростей дрейфа больших полуосей орбит астероидов $b = (da/dt)_{334916} - (da/dt)_{21436}$. Для данных, приведенных в табл. 7, зависимость можно аппроксимировать следующим выражением:

$$t_r = 29.396 + 175.326e^{6451.113b}. \quad (5)$$

В формуле (5) скорости дрейфа большой полуоси и разность b измеряются в (а. е.)/(млн лет), возраст t_r измеряется в тыс. лет.

Оценки возраста пары t_r и t_p (см. табл. 7), полученные на основе анализа распределения моментов низкоскоростных сближений и минимумов метрики Холшевникова ρ_2 , согласуются между собой в пределах ошибок. На рис. 7 и 8 показаны распределения минимальных расстояний Δr_{\min} и соответствующих им относительных скоростей Δv для астероидов пары (21436) Chaoyichi и (334916) 2003 YK39 в зависимости от времени t при $(da/dt)_{21436} = 0.7 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{334916} = 2.25 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет). Моменты низкоскоростных сближений расположены на интервале от 92 до 97 тыс. лет в прошлое (время отсчитывается от момента MJD 58800) вблизи границы интервала интегрирования 100 тыс. лет. На рис. 9 для этой же пары и того же сценария дано распределение минимумов метрики Холшевникова $\rho_{2\min}$ от времени. Минимальные значения минимумов метрики концентрируются на интервале от 90 до 98 тыс. лет в прошлое. Несмотря на тесную близость орбит астероидов пары, оценки с использованием минимальных значений метрики Холшевникова ρ_2 согласуются

Таблица 7. Оценки возраста пары (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39 в тыс. лет

$\left(\frac{da}{dt}\right)_{21436}$, 10^{-4} (а. е.)/(млн лет)	$\left(\frac{da}{dt}\right)_{334916}$, 10^{-4} (а. е.)/(млн лет)				
	–4.5	–2.25	0	2.25	4.5
–1.4	–	–	-102.6 ± 0.7 -105.4 ± 4.2 33%	46.7 ± 0.2 47.9 ± 1.8 53%	32.3 ± 0.1 32.0 ± 2.3 40%
–0.7	–	–	–	55.3 ± 0.3 52.4 ± 0.7 55 %	35.5 ± 0.1 34.7 ± 0.8 43%
0	–	–	–	69.1 ± 0.4 72.4 ± 1.5 57%	39.7 ± 0.2 39.8 ± 1.4 47%
0.7	–	–	–	94.5 ± 0.8 93.6 ± 8.1 48%	45.2 ± 0.2 46.9 ± 1.7 52%
1.4	–	–	–	–	53.1 ± 0.2 51.5 ± 0.3 56 %

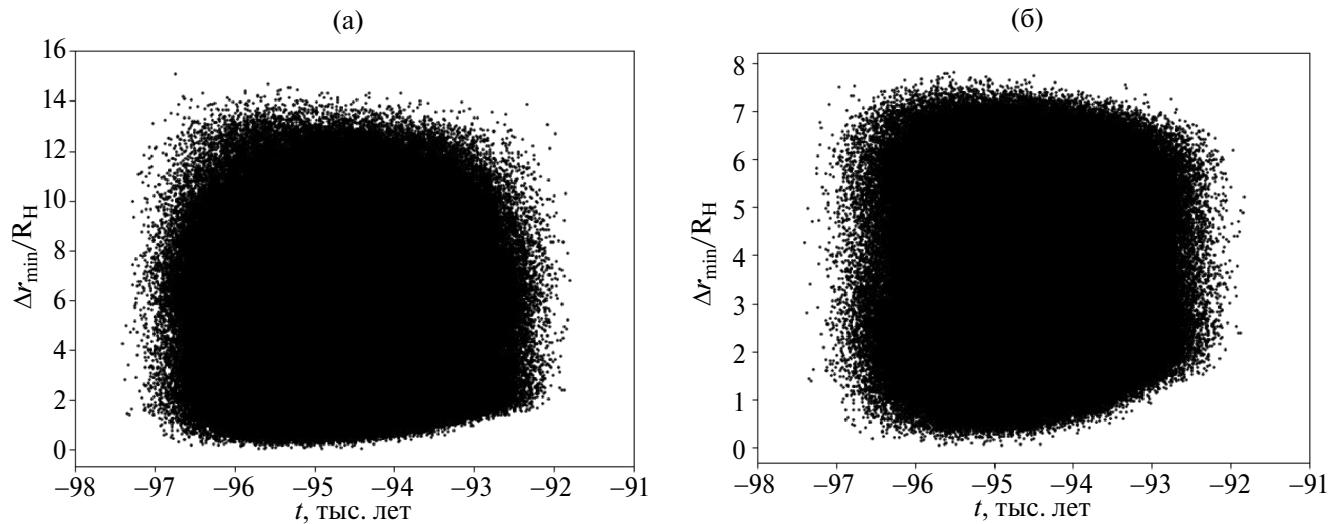


Рис. 7. Распределение минимальных расстояний Δr_{\min} , выраженных в радиусах сферы Хилла R_H , между клонами астероидов (21436) Chaoyichi и (334916) 2003 YK39 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{21436} = 0.7 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{334916} = 2.25 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет): (а) – все возможные сближения клонов астероидов; (б) – низкоскоростные сближения клонов, удовлетворяющие условиям $\Delta r_{\min} < 10R_H$, $\Delta v < 4V_2$.

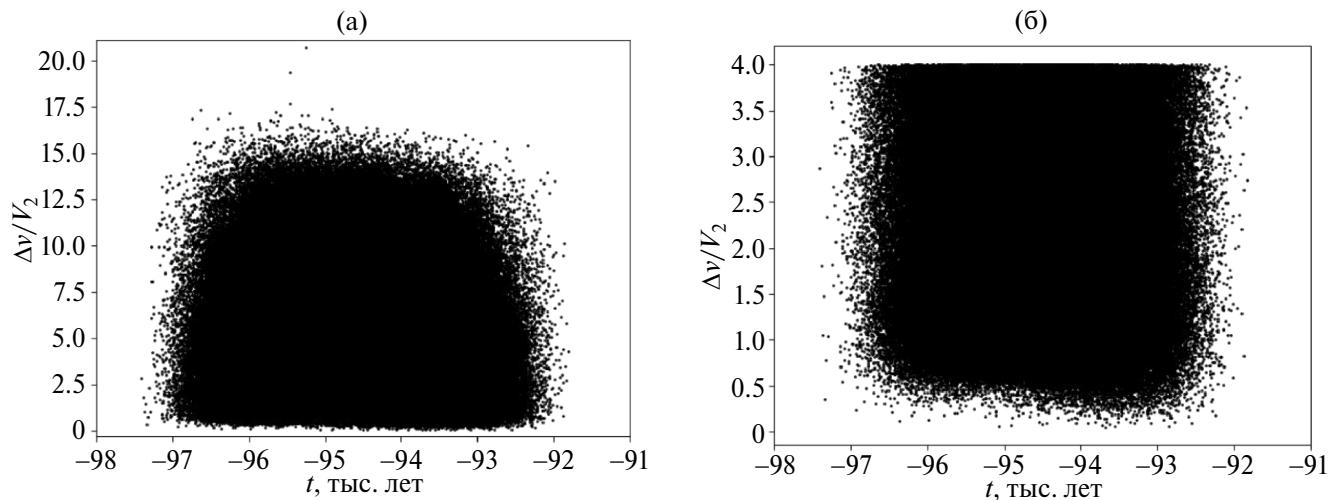


Рис. 8. Распределение относительной скорости Δv в единицах второй космической скорости V_2 в моменты сближений клонов астероидов (21436) Chaoyichi и (334916) 2003 YK39 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{21436} = 0.7 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{334916} = 2.25 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет): (а) – все возможные сближения клонов астероидов; (б) – низкоскоростные сближения клонов, удовлетворяющие условиям $\Delta r_{\min} < 10R_H$, $\Delta v < 4V_2$.

с результатами по данным о низкоскоростных сближениях астероидов. В данном случае значение радиуса сферы Хилла астероида (21436) Chaoyichi (см. табл. 4) составляет $R_H = 396$ км = 0.0016 (а. е.) $^{1/2}$, что на два порядка больше значений минимумов метрик на рис.

9, которые не превышают 7.0×10^{-5} (а. е.) $^{1/2}$. На основе распределения минимумов метрики Холшевникова ρ_2 оценки возраста пары (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39 составляют от 32.0 ± 2.3 до 105.4 ± 4.2 тыс. лет в зависимости от рассматриваемого сценария.

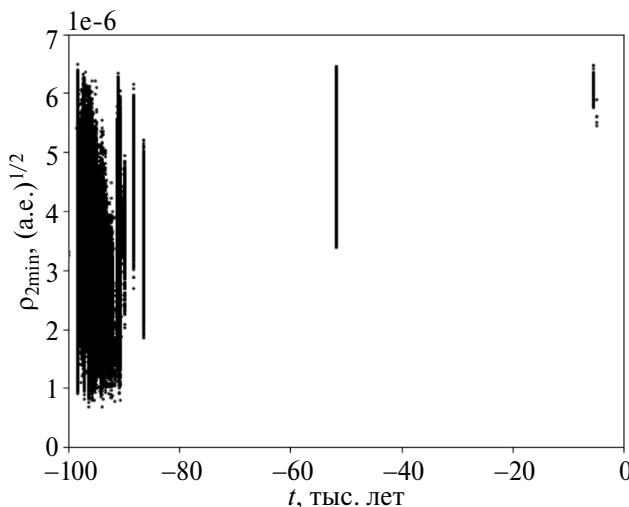


Рис. 9. Распределение минимальных значений метрики Холшевникова $\rho_{2\min}$ для пар клонов астероидов (21436) Chaoyichi и (334916) 2003 YK39 в зависимости от времени t (отсчитывается от момента MJD 58800) при $(da/dt)_{21436} = 0.7 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет) и $(da/dt)_{334916} = 2.25 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследуемые пары астероидов показывают различные примеры зависимости оценок возраста t_r и t_p от скорости дрейфа больших полуосей орбит. Орбиты астероидов пары (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49 настолько близки между собой, что низкоскоростные сближения могут происходить при любых значениях метрики ρ_2 , а не только вблизи ее минимумов. Для данной пары оценки возраста в каждом сценарии получены на основе анализа низкоскоростных сближений. Пара (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49 является одной из самых молодых среди известных пар астероидов. Ее возраст лежит в пределах от 7.58 ± 0.04 до 8.80 ± 0.04 тыс. лет. Минимальная оценка возраста 7.58 ± 0.04 тыс. лет пары близка к оценке 7.4 ± 0.3 тыс. лет, полученной в работе (Žižka и др., 2016). Полученная в работе (Кузнецов и др., 2020а) на основе анализа номинальных орбит оценка возраста пары от 5.6 до 5.75 тыс. лет является заниженной.

Для пар (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 и (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39 оценки возраста, полученные на основе анализа низкоскоростных сближений t_r и распределения минимумов метрики Холшевникова $\rho_2 - t_p$, согласуются в пределах ошибок. Увеличение возраста пар требует увеличения интервала

интегрирования уравнений движения. Как следствие, для обеих пар появляются группы сценариев, в которых отсутствуют низкоскоростные сближения из-за необходимости орбит, обусловленной дрейфом больших полуосей орбит под влиянием эффекта Ярковского. Таким образом, предложенный метод рассмотрения отдельных сценариев эволюции в зависимости от комбинации скоростей дрейфа больших полуосей позволяет накладывать ограничения на динамические параметры астероидов в парах. Для пары (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16 условие сближения орбит в прошлом реализуется при $b = (da/dt)_{489464} - (da/dt)_{320025} \leq 0$ (а. е.)/(млн лет). Для пары (21436) Chaoyichi и (334916) 2003 YK39 это условие реализуется при $b = (da/dt)_{21436} - (da/dt)_{334916} \geq 1.4 \times 10^{-4}$ (а. е.)/(млн лет). Вблизи граничных значений b , соответствующих переходу от сближения к расхождению орбит в прошлом, возможны сценарии, показывающие большой возраст пары при малом количестве низкоскоростных сближений. Например, возможны такие сценарии для пары (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16, в которых количество низкоскоростных сближений составляет 10%. В этом случае при указании интервала оценок возраста пары следует приводить пороговое значение количества низкоскоростных сближений для учитываемых сценариев. В рассматриваемом случае пороговое значение равно 10%. При аппроксимации зависимости оценки возраста пары t_r от разности скоростей дрейфа b , для учета сценариев с большими оценками возраста вводится вторая экспонента (4), в отличие от случая, когда все сценарии показывают сближение орбит (3).

Для пары (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 оценки возраста пары t_r по данным о низкоскоростных сближениях при пороговом значении 10% в зависимости от рассматриваемого сценария лежат в пределах от 15.5 ± 1.0 до 58.6 ± 16.0 тыс. лет и не противоречат результатам работы (Žižka и др., 2016) – более 10 тыс. лет. Результаты исследования вероятностной эволюции позволили уточнить оценку (от 13.46 до 23.67 тыс. лет (Кузнецов и др., 2020а)), полученную на основе анализа динамической эволюции номинальных орбит.

Оценка возраста t_r при пороговом значении 33% для пары (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39 составила от 32.3 ± 0.1 до 102.6 ± 0.7 тыс. лет. Полученная оценка показывает существенно большую нижнюю границу возраста пары по сравнению с результатами работы (Pravec и др., 2019) – 10–140 тыс. лет при наиболее

вероятном значении 31 тыс. лет. Полученная оценка нижней границы возраста пары более чем на 1 тыс. лет превышает наиболее вероятное значение возраста из работы (Pravec и др., 2019), а наиболее вероятные значения оценок лежат в интервале от 51 до 69 тыс. лет (см. табл. 7). В работе (Кузнецов и др., 2020а) были получены оценки возраста этой пары на основе номинальных орбит с помощью двух программ: 30–120 тыс. лет при использовании Mercury (Chambers, 1999) и 29–68 тыс. лет по результатам моделирования в Orbit9. Результаты настоящей работы позволили уточнить эти оценки.

Сопоставление оценок возраста t_r , получаемых на основе анализа низкоскоростных сближений астероидов, и t_p , соответствующих моментам максимального сближения орбит, показывают, что эти оценки согласуются в пределах ошибок. Различие получаемых оценок связано с тем, что орбиты астероидов очень близки и низкоскоростные сближения могут происходить даже, если расстояние между орбитами не является минимальным. Отметим, что оценки возраста t_p имеют большие ошибки, чем t_r . При медленном изменении близких орбит для разных пар клонов моменты t_p достижения минимальных значений метрики Холшевникова ρ_2 будут различаться сильнее, чем распределение моментов t_r низкоскоростных сближений, которое определяется быстрым движением тел по орбитам. В связи с этим, в качестве основного метода оценки возраста молодых пар был выбран метод анализа низкоскоростных сближений. Метод поиска моментов сближений орбит использовался для контроля получаемых результатов и показал высокую надежность. Этот метод рекомендуется использовать при определении возраста пар в тех случаях, когда метод низкоскоростных сближений не применим.

Полученные результаты показывают, что представленный в данной работе метод оценки возраста молодых пар астероидов на основе анализа сценариев, соответствующих различным скоростям дрейфа больших полуосей орбит, обусловленного влиянием эффекта Ярковского, может быть успешно применен для решения данной задачи. Метод позволяет получать оценки возраста для каждого из сценариев, что дает возможность накладывать ограничения на скорости дрейфа большой полуоси, ведущие к сближениям астероидов и их орбит в прошлом. Метод позволяет аппроксимировать возраст системы t_r в зависимости от разности скоростей дрейфа больших полуосей астероидов b .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована вероятностная эволюция трех молодых пар астероидов: (87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49, (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16, (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39. Для каждой пары рассмотрены 25 сценариев, соответствующих различным значениям скорости дрейфа большой полуоси орбиты, обусловленного влиянием эффекта Ярковского. На основе этих результатов для каждого сценария получены оценки возраста пары с использованием двух методов: 1) анализа низкоскоростных сближений и 2) поиска моментов максимального сближения орбит на основе метрики Холшевникова ρ_2 . Оценки возраста пар, полученные разными методами, согласуются в пределах ошибок. Ошибки метода поиска моментов сближений орбит оказались больше, чем у метода поиска низкоскоростных сближений астероидов. В связи с этим метод поиска моментов сближений орбит использовался для контроля получаемых оценок возраста, в дальнейшем метод поиска сближений орбит рекомендовано использовать при определении возраста пар в тех случаях, когда метод низкоскоростных сближений не применим. В качестве основного метода оценки возраста молодых пар был выбран метод анализа низкоскоростных сближений. Получены следующие оценки возраста молодых пар астероидов: (87887) 2000 SS286 и (415992) 2002 AT49 – от 7.58 ± 0.04 до 8.80 ± 0.04 тыс. лет; (320025) 2007 DT76 и (489464) 2007 DP16 – от 15.5 ± 1.0 до 58.6 ± 16.0 тыс. лет; (21436) Chaoyichi и (334916) 2003 YK39 – от 32.3 ± 0.1 до 102.6 ± 0.7 тыс. лет. Для каждой из пар получены зависимости (3)–(5) возраста системы t_r от разности скоростей дрейфа больших полуосей астероидов b .

Представленный в данной работе метод оценки возраста молодых пар астероидов на основе анализа сценариев, соответствующих различным скоростям дрейфа больших полуосей орбит, обусловленного влиянием эффекта Ярковского, показал свою работоспособность. Метод позволяет получать оценки возраста для каждого из сценариев, что дает возможность накладывать ограничения на скорости дрейфа большой полуоси, ведущие к сближениям астероидов и их орбит в прошлом.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов Э.Д., Розаев А.Е., Плавалова Е., Сафронова В.С., Васильева М.А. Поиск молодых пар астероидов на близких орбитах // Астрон. вестн. 2020а. Т. 54. № 3. С. 260–277. (Kuznetsov E. D., Rosaev A. E., Plavalova E., Safronova V.S., Vasileva M.A. A search for young asteroid pairs with close orbits // Sol. Syst. Res. 2020a. V. 54. № 3. P. 236–252.)
2. Кузнецов Э.Д., Розаев А.Е., Плавалова Е., Сафронова В.С. Оценка возраста пары астероидов на близких орбитах (21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39 // Научн. Тр. ИНАСАН. 2020б. Т. 5. Вып. 2. С. 52–55.
3. Пригарин С.М. Численное моделирование многомерных гауссовских распределений // Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2018.
4. Холшевников К.В., Щепалова А.С. О расстояниях между орбитами планет и астероидов // Вестн. С.-Петербург. ун-та. Математика. Механика. Астрономия. 2018. Т. 5(63). Вып. 3. С. 509–523.
5. Bowell E., Hapke B., Domingue D., Lumme K., Peltoniemi J., Harris A.W. Application of photometric models to asteroids // Asteroids II. Proc. Conf., Tucson, AZ, Mar. 8–11, 1988 (A90-27001 10-91). Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 1989. P. 524–556.
6. Chambers J.E. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1999. V. 304. P. 793–799.
7. Jacobson S.A., Scheeres D.J. Dynamics of rotationally fissioned asteroids: source of observed small asteroid systems // Icarus. 2011. V. 214. P. 161–178.
8. Kholshevnikov K.V., Kokhirova G.I., Babadzhanov P.B., Khamroev U.H. Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2016. V. 462. P. 2275–2283.
9. Kholshevnikov K.V., Shchepalova A.S., Jazmati M.S. On a quotient space of Keplerian orbits // Vestn. St. Petersburg Univ.: Mathematics. 2020. V. 53. № 1. P. 108–114.
10. Mainzer A.K., Bauer J.M., Cutri R.M., Grav T., Kramer E.A., Masiero J.R., Nugent C.R., Sonnett S.M., Stevenson R.A., Wright E.L. NEOWISE Diameters and Albedos V1.0. EAR-A-COMPIL-5-NEOWISEDIAM-V1.0. NASA Planetary Data System, 2016.
11. Orbfit Consortium. OrbFit: Software to Determine Orbits of Asteroids. Astrophysics Source Code Library. 2011. arXiv:1106.015.
12. Pravec P., Vokrouhlický D., Polishook D., Scheeres D.J., Harris A.W., Galád A., Vaduvescu O., Pozo F., Barr A., Longa P., and 16 co-authors. Formation of asteroid pairs by rotational fission // Nature. 2010. V. 466. P. 1085–1088.
13. Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D., Scheeres D.J., Kušnírák P., Horňoch K., Galád A., Vraštil J., Pray D.P., Krugly Yu.N., and 19 co-authors. Asteroid clusters similar to asteroid pairs // Icarus. 2018. V. 304. P. 110–126.
14. Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D., Scheirich P., Ďurech J., Scheeres D.J., Kušnírák P., Horňoch K., Galád A., Pray D.P., and 40 co-authors. Asteroid pairs: a complex picture // Icarus. 2019. V. 333. P. 429–463.
15. Vokrouhlický D., Nesvorný D. Pairs of asteroids probably of a common origin // Astron. J. 2008. V. 136. P. 280–290.
16. Vokrouhlický D., Pravec P., Ďurech J., Bolin B., Jedicke R., Kušnírák P., Galád A., Horňoch K., Kryszczynska A., Colas F., Moskovitz N., Thirouin A., Nesvorný D. The young Datura asteroid family: Spins, shapes and population estimate // Astron. and Astrophys. 2017. V. 598. id. A91 (19 p.)
17. Warner B.D., Harris A.W., Pravec P. The asteroid lightcurve database // Icarus. 2009. V. 202. P. 134–146.
18. Žížka J., Galád A., Vokrouhlický D., Pravec P., Kušnírák P., Horňoch K. Asteroids 87887 – 415992: the youngest known asteroid pair? // Astron. and Astrophys. 2016. V. 595. id. A20.

УДК 521.35; 519.245

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛИНИЙ ВАРИАЦИИ И МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО РАЗБРОСА ТРАЕКТОРИЙ ПРИ СИЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ЗАДАЧЕ УЛУЧШЕНИЯ ОРБИТЫ

© 2025 г. А. П. Батурин*

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики

Томского государственного университета, Томск, Россия

**e-mail: apbaturin@mail.tsu.ru*

Поступила в редакцию 25.03.2024 г.

После доработки 03.05.2024 г.

Принята к публикации 14.08.2024 г.

Разработан метод определения линий вариации (LOV) в начальной доверительной области при сильной нелинейности в задаче улучшения орбиты, основанный на поиске максимума модуля вектора нормали к уровенным поверхностям целевой функции метода наименьших квадратов. Метод апробирован для трех астероидов с использованием их наблюдений на короткой дуге орбиты, а именно, определены точки двух линий вариации, соответствующих направлениям наибольшей деформации начальной доверительной области. Выполнена аппроксимация линий вариации с помощью полиномов 3-й степени. С использованием полученных аппроксимаций введены новые переменные, в которых начальная доверительная область является практически эллипсоидальной, т.е. нелинейность практически отсутствует. Моделирование начального вероятностного разброса траекторий выполняется в пространстве новых переменных. Полученный разброс может быть далее использован при выявлении столкновительных орбит и оценивании вероятности столкновения астероидов с Землей.

Ключевые слова: улучшение орбиты, нелинейность, LOV, начальный разброс траекторий

DOI: 10.31857/S0320930X24060111, **EDN:** NGYRSB

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа продолжает исследования, опубликованные в работе автора (2023), и рассматривает вопросы определения линий вариации (LOV) и построения начального разброса траекторий при сильной нелинейности в задаче улучшения орбиты. Этим вопросам посвящено множество работ, среди которых можно упомянуть (Milani, 1999; Del Vigna, 2020).

Линиями вариации (LOV) принято называть направления наибольшей вытянутости начальной доверительной области. При отсутствии нелинейности в задаче улучшения орбиты эта область имеет эллипсоидальную форму, поэтому линии вариации совпадают с осями доверительного эллипсоида. В случаях же сильной нелинейности,

обычно имеющих место при короткой дуге наблюдаемости и малом числе наблюдений астероида, линии вариации представляют собой некоторые кривые, несимметричные относительно начала координат, если за него принять центр доверительной области. Иными словами, область имеет некоторую изогнутую несимметричную форму, причем, как это будет показано далее, такому исказению обычно подвержены только два направления, вдоль которых область имеет наибольшую вытянутость. Остальные четыре направления, как правило, остаются прямолинейными и совпадают с осями доверительного эллипсоида.

Под “нелинейностью” в работе понимается нелинейный характер изменения целевой функции метода наименьших квадратов в небольшой окрестности ее минимума, т.е. в начальной

доверительной области. Если характер изменения функции близок к линейному, то начальная область имеет практически эллипсоидальную форму (это так называемый “доверительный эллипсоид”). Чем больше отклонение целевой функции от линейной, тем сильнее форма начальной области отличается от эллипсоидальной. При сильной нелинейности деформации области таковы, что ее уже нельзя аппроксимировать с помощью доверительного эллипсоида, т.е. описывать ковариационной матрицей ошибок вектора начальных параметров. Условно можно считать, что сильная нелинейность соответствует описываемому ниже коэффициенту нелинейности, большему чем 0.1.

Рассматриваемый метод определения точек линий вариации основан на том факте, что длина вектора нормали к некоторой поверхности находится в прямой зависимости от кривизны этой поверхности: чем больше кривизна, тем длиннее вектор нормали, и наоборот. Поэтому в точках наибольшей вытянутости доверительной области вектор нормали имеет наибольшую величину. Опишем рассматриваемый метод.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧЕК ЛИНИЙ ВАРИАЦИИ

Пусть $S(\mathbf{q}) = \frac{1}{2n-6} \sum_{i=1}^n (\Delta\alpha_i^2 \cos^2 \delta_i^{(o)} + \Delta\delta_i^2)$ – минимизируемая функция в задаче улучшения орбиты. Здесь $\Delta\alpha_i = \alpha_i(\mathbf{q}) - \alpha_i^{(o)}$, $\Delta\delta_i = \delta_i(\mathbf{q}) - \delta_i^{(o)}$ – разности вычисленных и измеренных значений прямого восхождения и склонения соответственно; $\mathbf{q} = (x_0, y_0, z_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0)^T = (q_1, \dots, q_6)^T$ – вектор определяемых начальных параметров движения; n – число наблюдений.

Определение точек какой-либо линии вариации выполняется с помощью решения следующей задачи поиска условного экстремума:

$$\Phi(\mathbf{q}) = N^2 + \lambda(S(\mathbf{q}) - K) \rightarrow \max, \quad (1)$$

где $N^2 = (\partial S / \partial q_1)^2 + \dots + (\partial S / \partial q_6)^2$ – квадрат модуля вектора нормали, λ – множитель Лагранжа.

Условием максимума (1) является равенство нулю производных по определяемым параметрам и λ :

$$F_j = \frac{\partial \Phi}{\partial q_j} = \frac{\partial N^2}{\partial q_j} + \lambda \frac{\partial S}{\partial q_j} = 0 \quad (j = 1, \dots, 6), \quad (2)$$

$$F_7 = \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = S(\mathbf{q}) - K = 0.$$

Система (2) решается итерационным методом дифференциальных поправок.

В качестве константы K , определяющей конкретную уровенную поверхность, можно использовать значение $S(\mathbf{q})$, вычисляемое на конце самой короткой полуоси доверительного эллипсоида с заданным коэффициентом увеличения k , поскольку это значение практически одинаково (Батурина, 2023) и для поверхности доверительного эллипсоида, и для уровенной поверхности функции $S(\mathbf{q})$.

В работах автора (2022; 2023) было показано, что среднеквадратическая ошибка σ представления наблюдений, вычисляемая на конце наименьшей полуоси доверительного эллипсоида, зависит от коэффициента увеличения k размеров эллипсоида квадратичным образом, однако эта зависимость является не вполне точной, так как среднеквадратическая ошибка представляет собой квадратный корень из функции $S(\mathbf{q})$, для которой эта зависимость является абсолютно точной: $S(\mathbf{q}) = S(\hat{\mathbf{q}}) + k^2 \times (1/2) \Delta\mathbf{q} S''(\mathbf{q}) \Delta\mathbf{q}^T = \sigma_0^2 + bk^2$, где $b = (1/2) \Delta\mathbf{q} S''(\mathbf{q}) \Delta\mathbf{q}^T$; $\Delta\mathbf{q} = \mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}}$; $\hat{\mathbf{q}}$ – МНК-оценка вектора \mathbf{q} ; $\sigma_0^2 = S(\hat{\mathbf{q}})$; k – коэффициент увеличения доверительного эллипсоида. То есть в эллипсоидальной доверительной области (при отсутствии нелинейности) зависимость квадрата среднеквадратической ошибки от коэффициента увеличения эллипсоида имеет вид

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + bk^2. \quad (3)$$

Таким образом, применяя формулу (3) вдоль полуоси доверительного эллипсоида, для которой нелинейность отсутствует (как правило, это наименьшая полуось или близкая к ней), можно получить значения константы $K = \sigma^2 = \sigma_0^2 + bk^2$ в (1), соответствующие заданному уровню доверительной вероятности, поскольку эта вероятность однозначно определяется коэффициентом k . Ее зависимость от коэффициента k для пространства произвольной размерности выведена, например, в работе (Сюсина и др., 2012), а подробный алгоритм ее вычисления приведен в работе автора (2020). В этих работах, в частности, показано, что в шестимерном пространстве доверительной вероятности 0.997 (определяющей “правило трех сигм” для одномерного случая) соответствует коэффициент увеличения $k \approx 4.5$.

В качестве “рабочих” объектов были выбраны три астероида из числа наблюдаемых на Терскольской обсерватории, у которых начальная группа наблюдений охватывает короткую дугу

орбиты, и далее для них использовалась только эта группа наблюдений. Для астероида 2017 ST14 было использовано шесть наблюдений на дуге в 5 сут.; для 2018 BP – шесть наблюдений на дуге в 7 сут.; для 2020 QK6 – 33 наблюдения на дуге в 3 сут.

Для этих объектов было выполнено улучшение орбиты с последующим представлением наблюдений на концах 12 полуосей доверительного эллипсоида (с коэффициентом увеличения 4.5). В табл. 1 приведены полученные среднеквадратические ошибки σ и коэффициент нелинейности χ , вычисляемый как $0.5(\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) / (\sigma_{\min} - \sigma_0)$ (Чернизов и др., 2014), где σ_{\max} и σ_{\min} – соответственно максимальная и минимальная среднеквадратическая ошибка представления наблюдений на концах 12 полуосей доверительного эллипсоида.

В табл. 1 строки, соответствующие каждой оси эллипсоида, объединены в пары, в которых нечетный и четный номера показывают противоположные направления оси. Как видно

Таблица 1. Представление наблюдений на концах полуосей доверительного эллипсоида и коэффициент нелинейности для выбранных астероидов

Номер полуоси	2017 ST14	2018 BP	2020 QK6
1	0.59356535"	0.5806771"	0.5613201"
2	0.56079548"	0.4252692"	0.5519560"
3	0.09910672"	0.2260372"	0.4285175"
4	0.09922879"	0.2279466"	0.4285236"
5	0.09518648"	0.2001075"	0.4285182"
6	0.09518648"	0.2001078"	0.4285181"
7	0.09518645"	0.2001078"	0.4285169"
8	0.09518645"	0.2001079"	0.4285169"
9	0.09518630"	0.2001078"	0.4285185"
10	0.09518630"	0.2001078"	0.4285185"
11	0.09518662"	0.2001078"	0.4285166"
12	0.09518662"	0.2001078"	0.4285166"
коэффициент нелинейности, χ	6.71	2.44	2.07

из табл. 1, представление наблюдений на концах последних четырех осей эллипсоида, т.е. на концах полуосей №№ 5,...,12, практически одинаково, что говорит об отсутствии нелинейности вдоль этих осей. Нелинейность проявляется главным образом вдоль первой оси эллипсоида и, в меньшей степени, вдоль второй. Поэтому достаточно определить всего две линии вариации (будем их называть LOV1 и LOV2), так как остальные четыре практически совпадают с соответствующими четырьмя осями доверительного эллипсоида.

Для определения линий вариации в качестве начального приближения при решении системы (2) сначала берется точка 1-й (для LOV1) или 2-й (для LOV2) полуоси доверительного эллипсоида с коэффициентом $k = 0.1$. Полученное решение системы (2) используется далее как начальное приближение при определении следующей точки линии вариации, соответствующей коэффициенту $k = 0.2$, и т.д. В качестве константы K в (1), задающей уровенную поверхность, используется квадрат среднеквадратической ошибки, вычисленной на конце наименьшей оси эллипсоида с этим же коэффициентом k . Таким образом, процесс повторяется с шагом 0.1 до значения $k = 6$. Далее аналогичный процесс выполняется и для противоположного направления оси эллипсоида, причем коэффициент k для этого направления условно полагается отрицательным.

Результаты определения LOV1 и LOV2 приведены на рис. 1–6 в координатах ξ_1, \dots, ξ_6 , которые направлены по осям доверительного эллипсоида, а их начало совпадает с его центром. Преобразование координат между новой и исходной системой q_1, \dots, q_6 выполняется по формуле

$$\mathbf{s} = \mathbf{U}(\mathbf{q} - \dot{\mathbf{q}}),$$

где $\mathbf{s} = (\xi_1, \dots, \xi_6)^T$; $\mathbf{q} = (q_1, \dots, q_6)^T$; \mathbf{U} – матрица поворота, столбцами которой являются единичные собственные векторы ковариационной матрицы вектора МНК-оценки $\dot{\mathbf{q}}$.

Черным цветом изображены вычисленные точки линий вариации, красным – их аппроксимация с помощью полиномов 3-й степени вида $a_1k + a_2k^2 + a_3k^3$ – без свободного члена, поскольку линии вариации всегда проходят через начало координат. Максимальный коэффициент детерминации (R^2) для всех аппроксимаций на графиках составляет 0.99999924, т.е. полиномы 3-й степени аппроксимируют линии вариации практически точно.

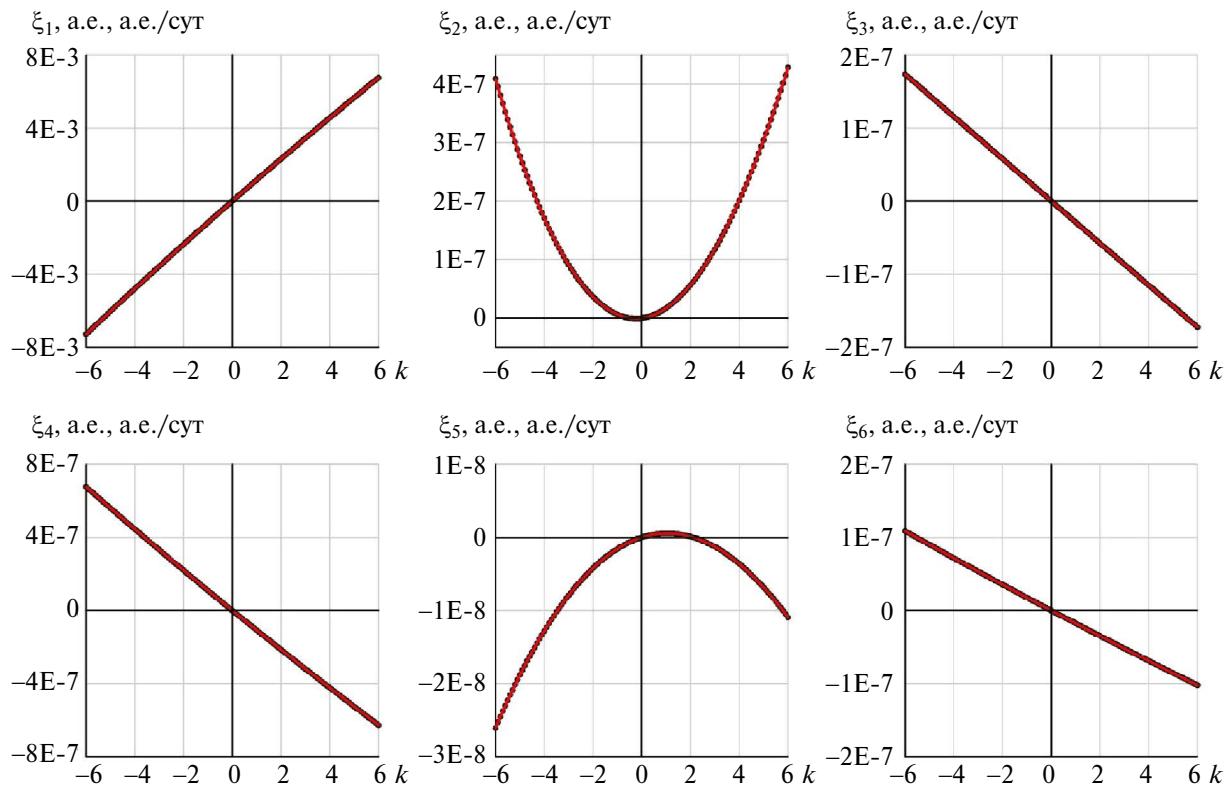


Рис. 1. Результаты определения LOV1 для объекта 2017 ST14.

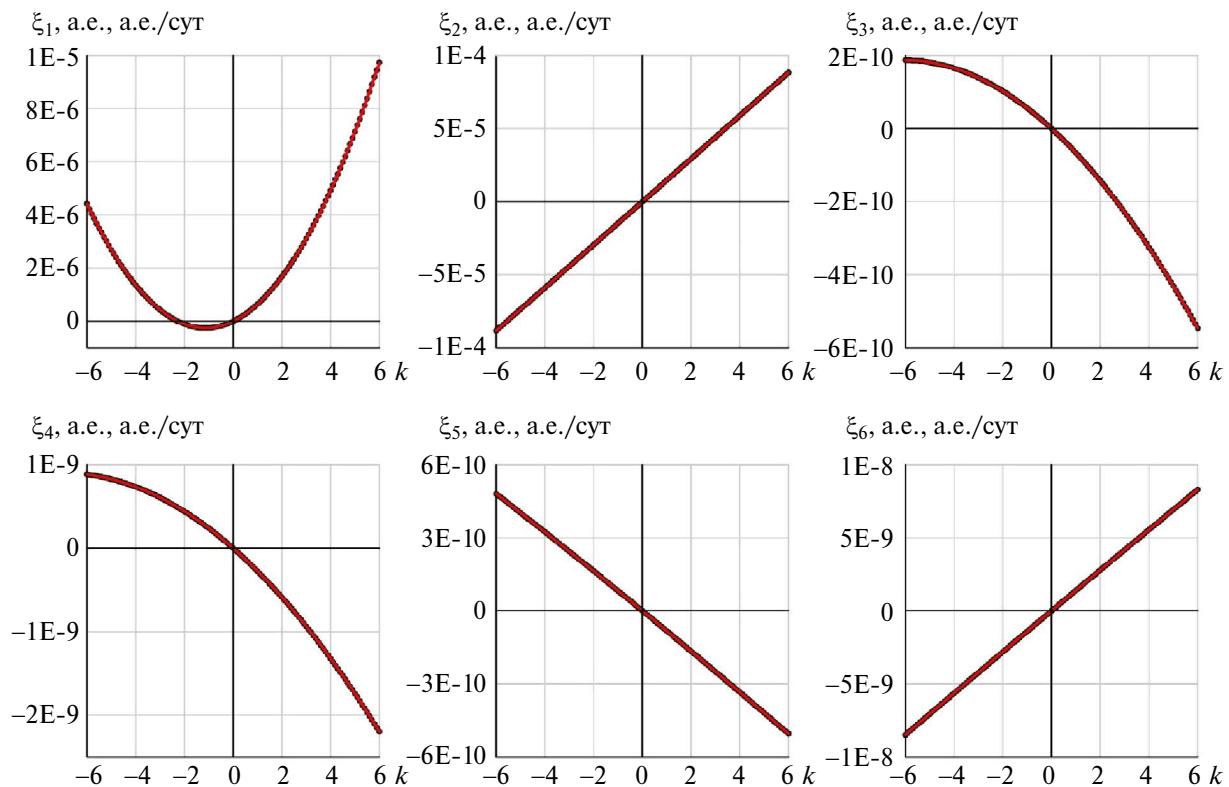


Рис. 2. Результаты определения LOV2 для объекта 2017 ST14.

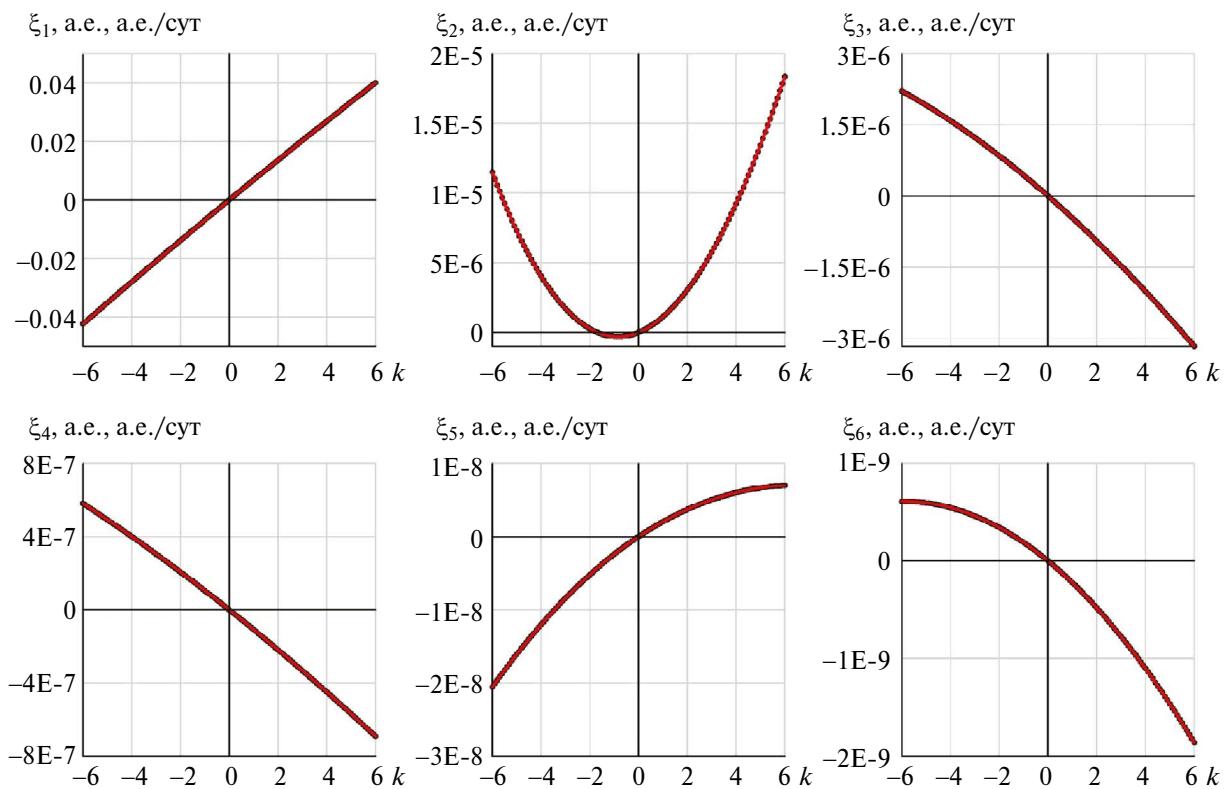


Рис. 3. Результаты определения LOV1 для объекта 2018 BP.

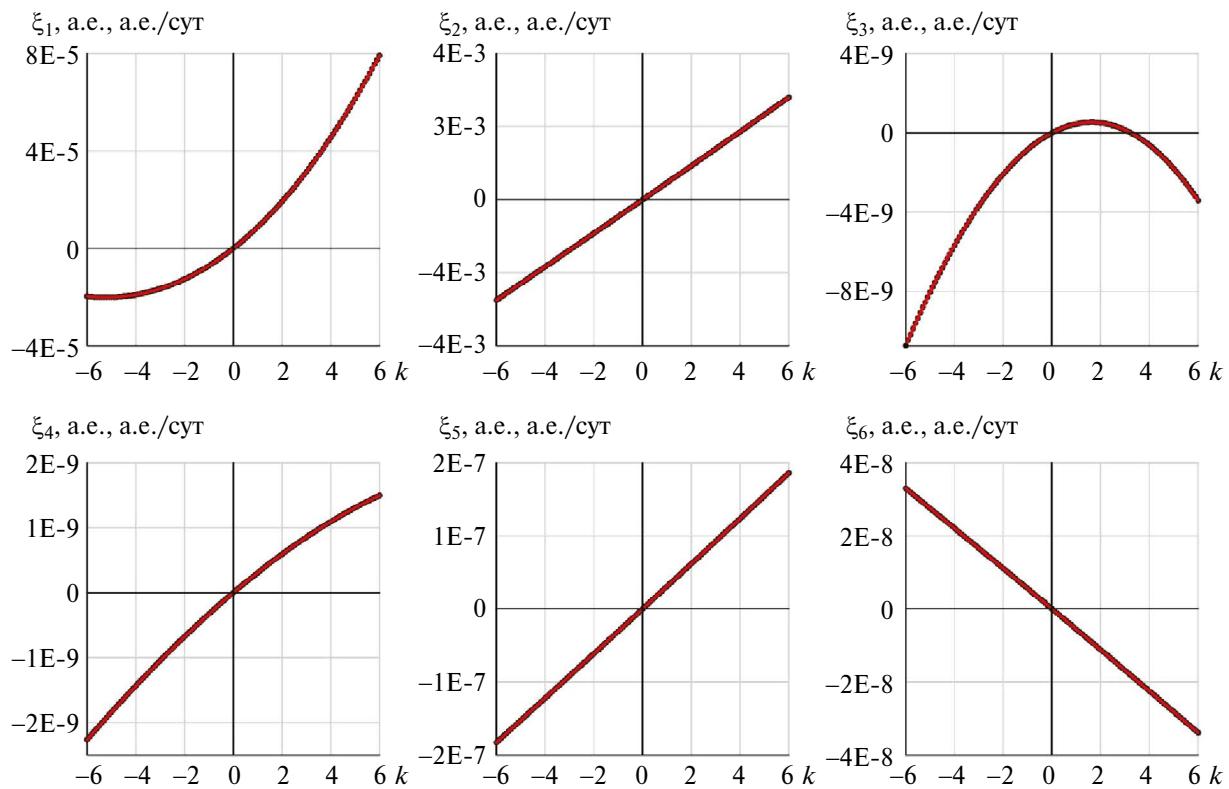


Рис. 4. Результаты определения LOV2 для объекта 2018 BP.

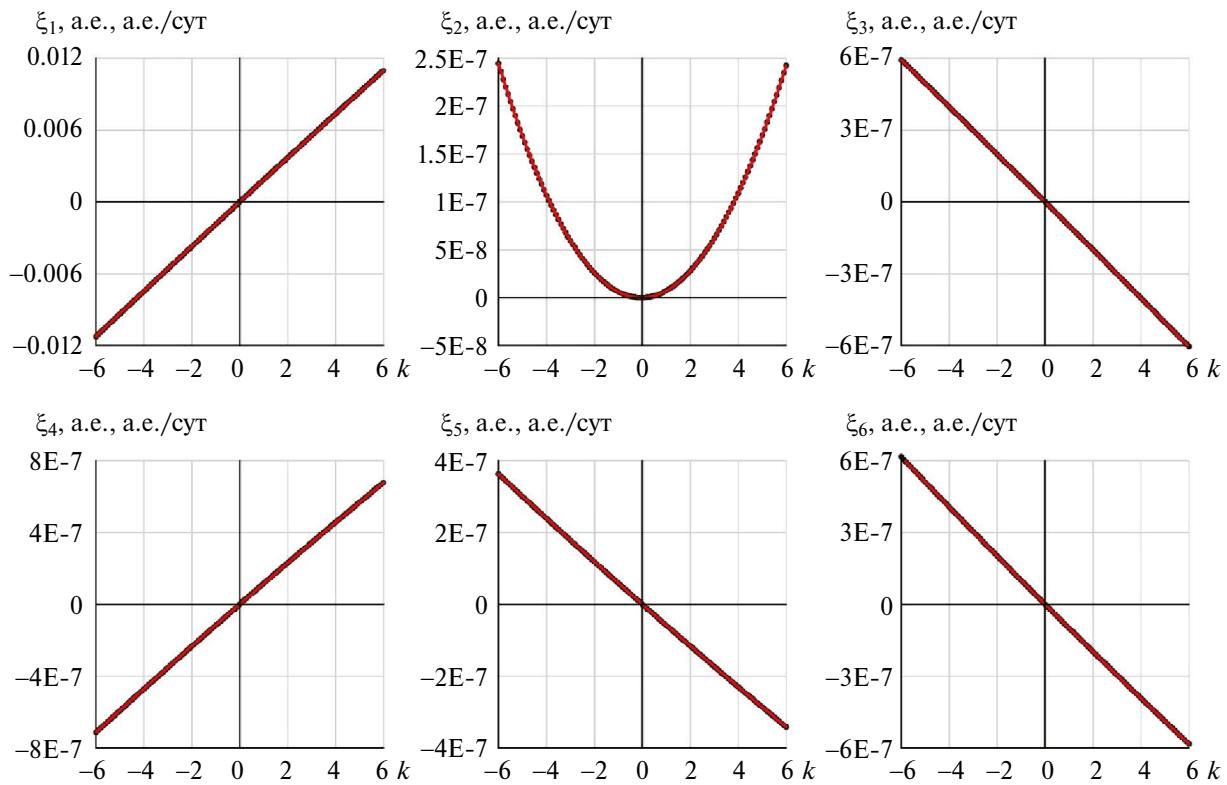


Рис. 5. Результаты определения LOV1 для объекта 2020 QK6.

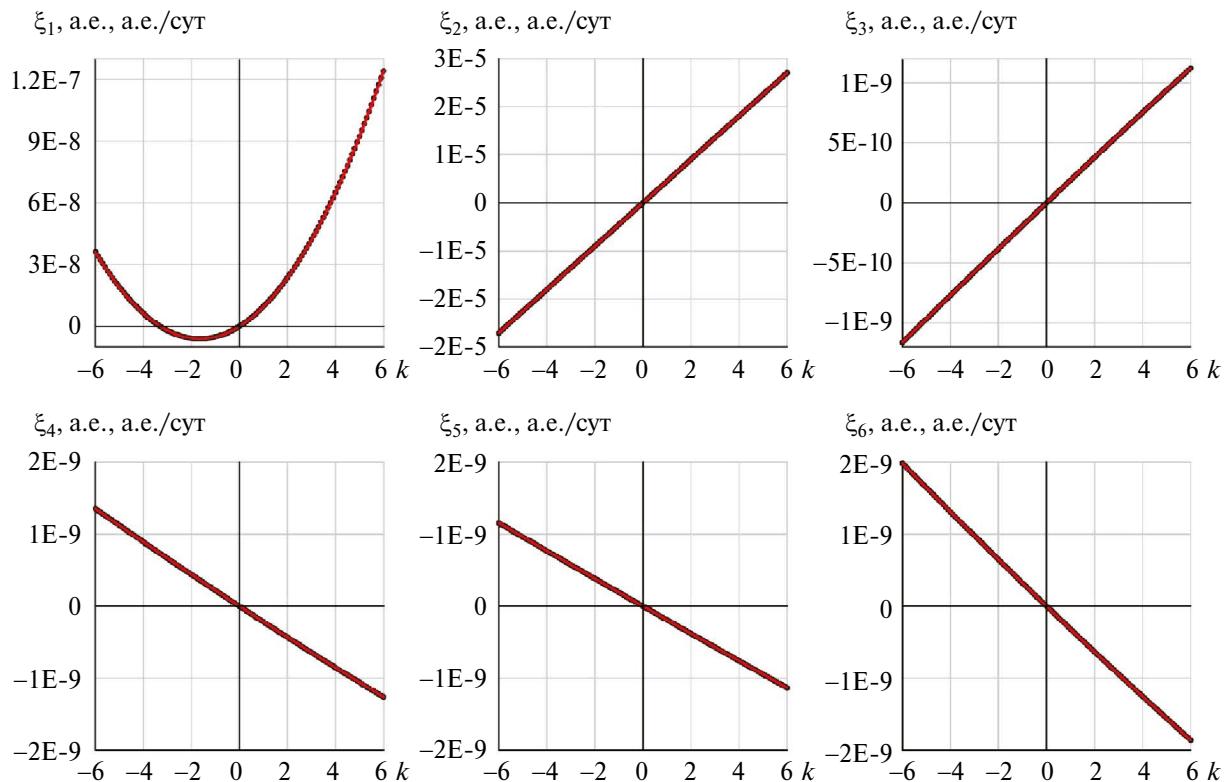


Рис. 6. Результаты определения LOV2 для объекта 2020 QK6.

Внутри доверительного эллипсоида плотность доверительной вероятности выражается формулой

$$f_{\text{lin}}(\mathbf{q}) = \frac{1}{l_1 \dots l_6 \sqrt{(2\pi)^6}} \exp\left(-\frac{k^2}{2}\right), \quad (4)$$

где $k^2 = (\xi_1 / l_1)^2 + \dots + (\xi_6 / l_6)^2$ – квадрат коэффициента увеличения эллипсоида; l_1, \dots, l_6 – полуоси эллипсоида.

Как уже упоминалось, практическое совпадение уровенной и эллипсоидальной поверхности на концах наименьшей оси эллипсоида позволяет использовать значения функции $\sigma(\mathbf{q})$ в этих точках как значения, определяющие уровенную поверхность, соответствующую эллипсоидальной поверхности с заданной доверительной вероятностью. Выразив k^2 из аппроксимирующей формулы (3), примененной вдоль наименьшей полуоси, получим $k^2 = (\sigma^2(\mathbf{q}) - \sigma_0^2) / b$. Подставив это выражение в (4), будем иметь:

$$f_{\text{non}}(\mathbf{q}) = \frac{1}{l_1 \dots l_6 \sqrt{(2\pi)^6}} \exp\left(-\frac{\sigma^2(\mathbf{q}) - \sigma_0^2}{2b}\right). \quad (5)$$

Иными словами, плотность доверительной вероятности в нелинейном случае может вычисляться по такой же формуле, что и в линейном, только показатель экспоненты зависит от представления наблюдений $\sigma(\mathbf{q})$ в рассматриваемой точке.

Формула (5) является более точной по сравнению с формулой (1) из работы автора (2023), поскольку формула (3) дает более точную аппроксимацию среднеквадратической ошибки вдоль наименьшей оси эллипсоида, чем формула $\sigma = \sigma_0 + bk^2$, приведенная в упомянутой работе, хотя она также может быть использована (с большей остаточной погрешностью).

В полученных точках линий вариации плотность вероятности, вычисленная по формуле (5), должна совпадать с плотностью, вычисленной по формуле (4). На рис. 7 приведены модули относительных разностей $|\Delta f|/f$ этих вероятностей: черный цвет соответствует точкам LOV1, красный – точкам LOV2.

Как видно из рис. 7, относительное различие плотности вероятности не превышает 10^{-7} для 2017 ST14, 10^{-9} для 2018 BP и 10^{-4} для 2020 QK6, т.е. точность рассматриваемого способа (1) определения линий вариации является удовлетворительной.

ПОСТРОЕНИЕ НАЧАЛЬНОГО РАЗБРОСА ТРАЕКТОРИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛИНИЙ ВАРИАЦИИ LOV1 И LOV2

С помощью полученных линий вариации могут быть введены новые переменные, в которых начальная доверительная область является практически эллипсоидальной, т.е. нелинейность практически отсутствует. Затем в этих переменных можно построить начальный разброс траекторий по известному алгоритму (Полляк, 1971), позволяющему заполнить эллипсоидальную область точками в соответствии с законом многомерного нормального распределения, задаваемого ковариационной матрицей. Новые переменные (обозначим их k_1, \dots, k_6) связаны с координатами ξ_1, \dots, ξ_6 формулами

$$\begin{aligned} \xi_1 &= g_1(k_1) + h_1(k_2), \\ \xi_2 &= g_2(k_1) + h_2(k_2), \\ \xi_3 &= g_3(k_1) + h_3(k_2) + k_3 l_3, \\ \xi_4 &= g_4(k_1) + h_4(k_2) + k_4 l_4, \\ \xi_5 &= g_5(k_1) + h_5(k_2) + k_5 l_5, \\ \xi_6 &= g_6(k_1) + h_6(k_2) + k_6 l_6, \end{aligned} \quad (6)$$

где $g_i(k)$ и $h_i(k)$ – аппроксимирующие полиномы для LOV1 и LOV2, соответственно, графики которых изображены красным цветом на рис. 1–6.

В формулах (6) переменные k_1, \dots, k_6 представляют собой как бы “коэффициенты увеличения” доверительной области вдоль новых осей, первые две из которых являются криволинейными (LOV1 и LOV2). Доверительная область в этих переменных фактически представляет собой шестимерный шар, а описывающая ее ковариационная матрица является единичной. Результаты представления наблюдений на концах “полуосей” этого шара, т.е. на концах радиусов, расположенных вдоль осей координат (с коэффициентом увеличения 4.5), приведены в табл. 2.

Сравнивая табл. 2 и табл. 1, можно видеть, что в новых переменных представление наблюдений по всем осям становится практически одинаковым и, соответственно, коэффициент нелинейности χ становится практически равным нулю.

Начальный разброс траекторий формируется в переменных k_1, \dots, k_6 путем заполнения единичного шестимерного шара точками согласно закону нормального распределения, задаваемому единичной ковариационной матрицей, по алгоритму, приведенному в (Полляк, 1971). В настоящей работе для каждого объекта моделировалось

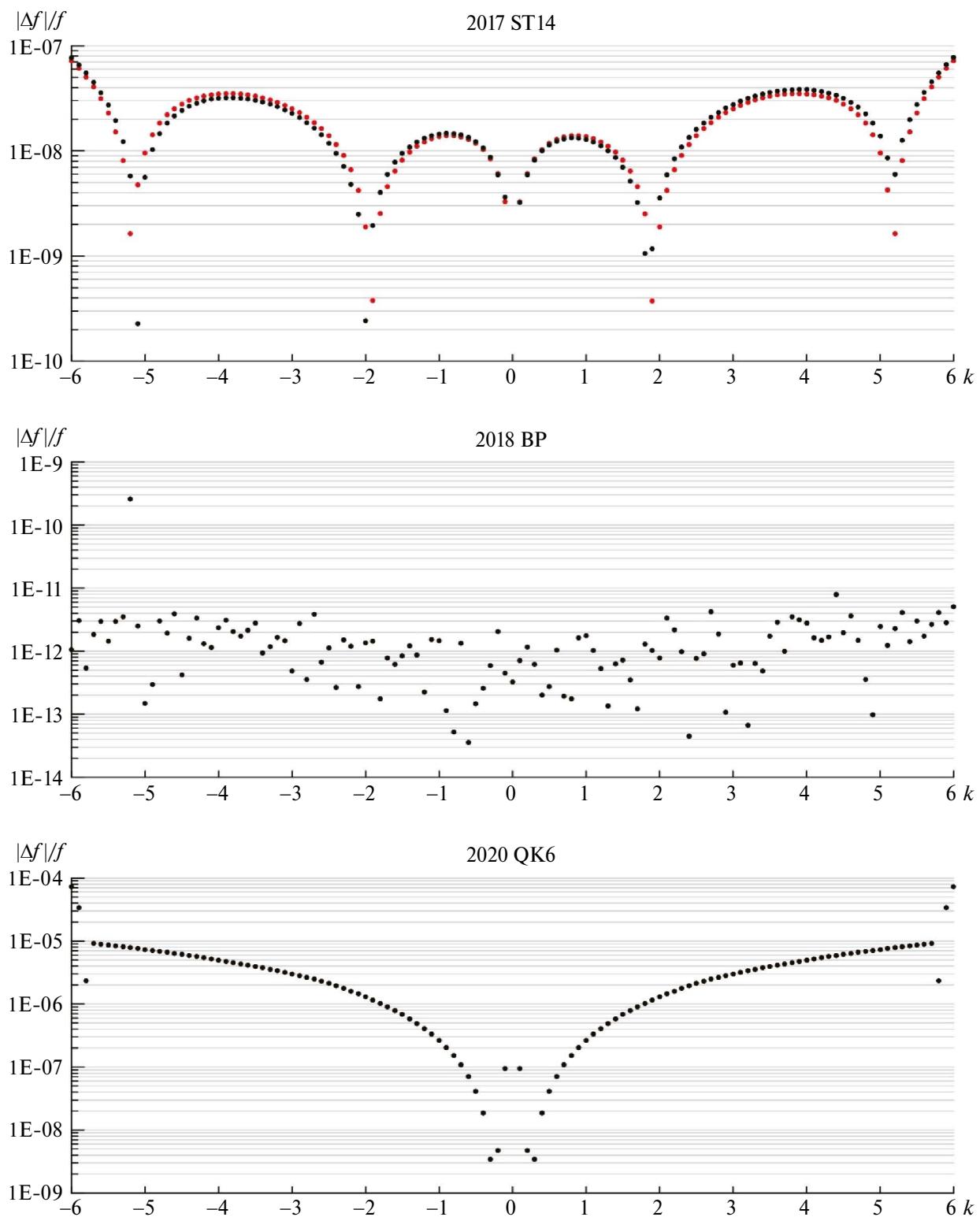


Рис. 7. Относительное различие доверительных вероятностей, вычисленных по формуле (4) и (5) для полученных точек LOV1 и LOV2.

10000 точек. Затем полученные координаты точек пересчитываются по формулам (6) в ξ_1, \dots, ξ_6 и далее в исходную прямоугольную систему координат q_1, \dots, q_6 . Затем для каждой точки вычислялись плотности вероятности по формулам (4) и (5) и их относительная разность $\Delta f / f_{\max}$, где $f_{\max} = 1 / (l_1 \dots l_6 \sqrt{(2\pi)^6})$ – плотность доверительной вероятности в центре области.

Результаты приведены на рис. 8. По горизонтальной оси отложен коэффициент k , вычисляемый как $k^2 = k_1^2 + \dots + k_6^2$. Этот коэффициент был использован при вычислении плотности вероятности в линейном случае по формуле (4). Как видно из рис. 8, наибольшее различие (в долях величины f_{\max}) плотности вероятности по модулю составляет около 0.004 для объекта 2017 ST14, 0.006 для 2018 BP и 0.002 для 2020 QK6. Средние значения различия плотности вероятности для всех 10000 точек составляют -6×10^{-6} для 2017 ST14, -9×10^{-6} для 2018 BP и 7×10^{-6} для 2020 QK6, т.е. менее чем 10^{-5} , а значит,

Таблица 2. Представление наблюдений на концах радиусов шестимерного шара, расположенных вдоль осей координат k_1, \dots, k_6 , и коэффициент нелинейности

Номер полуоси	2017 ST14	2018 BP	2020 QK6
1	0.09518668"	0.2001069"	0.4285161"
2	0.09518598"	0.2001087"	0.4285171"
3	0.09518626"	0.2001077"	0.4285166"
4	0.09518633"	0.2001079"	0.4285166"
5	0.09518648"	0.2001075"	0.4285182"
6	0.09518648"	0.2001078"	0.4285181"
7	0.09518645"	0.2001078"	0.4285169"
8	0.09518645"	0.2001079"	0.4285169"
9	0.09518630"	0.2001078"	0.4285185"
10	0.09518630"	0.2001078"	0.4285185"
11	0.09518662"	0.2001078"	0.4285166"
12	0.09518662"	0.2001078"	0.4285166"
коэффициент нелинейности, χ	9.4×10^{-6}	1.2×10^{-5}	3.7×10^{-5}

практически являются нулевыми. При оценивании вероятности столкновения отклонение в несколько тысячных от максимальной плотности не является особо значимым, поскольку может иметь место как в одну, так и в другую сторону от реальной плотности и потому в большой мере должно компенсироваться.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен способ определения линий вариации начальной доверительной области, основанный на поиске условного максимума квадрата модуля вектора нормали к уровням поверхностям целевой функции метода наименьших квадратов. Было показано, что способ позволяет довольно точно определять точки этих линий, поскольку плотность доверительной вероятности оказалась практически равной плотности в соответствующих точках осей доверительного эллипсоида. Кроме того, было показано, что при сильной нелинейности деформация начальной доверительной области происходит главным образом вдоль двух наибольших осей доверительного эллипсоида, а вдоль остальных осей практически отсутствует. Это позволяет ввести новые переменные, в которых первые две представляют собой как бы “коэффициенты увеличения” доверительной области вдоль двух криволинейных осей, задаваемых линиями вариации, а остальные четыре являются коэффициентами увеличения вдоль оставшихся более коротких практически прямолинейных осей эллипсоида.

В новых переменных начальная доверительная область является эллипсоидальной, что позволяет использовать их при построении начального разброса траекторий по хорошо известному алгоритму (Полляк, 1971). Следовательно, можно заключить, что рассмотренный способ моделирования начального разброса траекторий, основанный на использовании линий вариации LOV1 и LOV2, может в дальнейшем применяться при оценивании вероятности столкновения астероидов с планетами. Преимуществом такого способа является “неприкосновенность” наблюдений объекта, поскольку в других способах, как, например, в способе возмущенных наблюдений (Сюсина и др., 2012), сами наблюдения варьируются, что, вообще говоря, не совсем корректно, так как любые наблюдения по своей природе являются константами. В дальнейшем планируется усовершенствовать способ построения начального разброса таким образом, чтобы

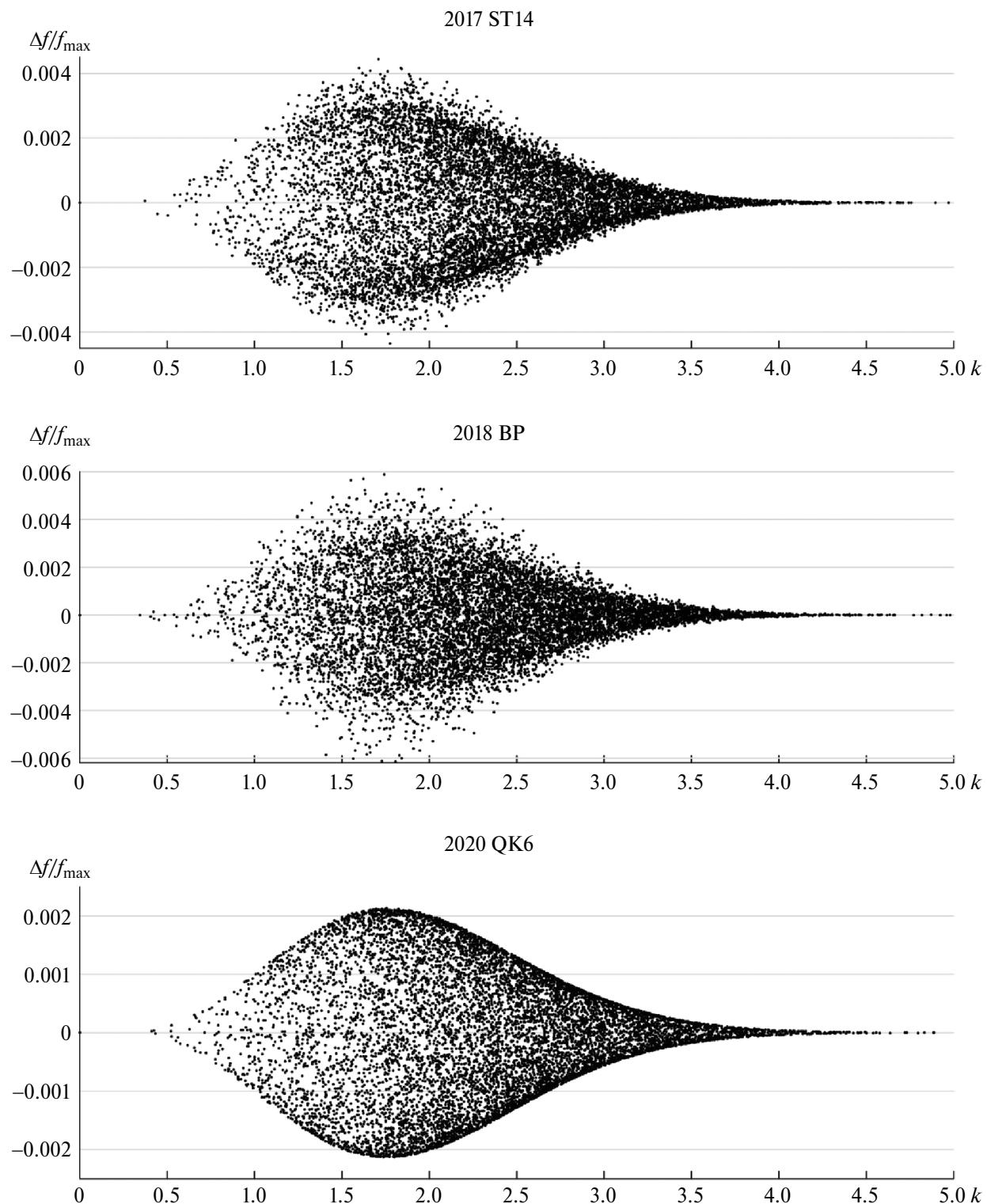


Рис. 8. Отклонения плотности доверительной вероятности от плотности нормального распределения в точках моделируемого начального разброса.

плотность вероятности в начальной доверительной области была ближе к плотности в эллипсоидальной области.

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Терскольская обсерватория”. Исследование выполнено с использованием суперкомпьютера “СКИФ Cyberia” Томского государственного университета.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSWM-2024-0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батурина А.П. Выявление столкновительных орбит астероидов с помощью условной минимизации расстояния до Земли // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 6. С. 560–566. (Baturin A.P. Detection of asteroid impact orbits using conditional minimization of the distance to the Earth // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 6. P. 550–556.)
2. Батурина А.П. Выявление столкновительных орбит астероидов при заметной нелинейности в задаче улучшения орбиты // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 5. С. 335–343. (Baturin A.P. Detection of collisional asteroid orbits under observable nonlinearity in the problem of orbit improvement // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 5. P. 318–326.)
3. Батурина А.П. Оценивание вероятности столкновения астероидов с Землей при заметной нелинейности в задаче улучшения орбиты // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 4. С. 373–384. (Baturin A.P. Estimating the asteroid's impact risk under significant nonlinearity in the orbit determination problem // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 4. P. 388–398.)
4. Полляк Ю.Г. Вероятностное моделирование на электронно-вычислительных машинах. М.: Советское радио, 1971. 400 с.
5. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. Построение доверительных областей в задаче вероятностного исследования движения малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 3. С. 209–222. (Syusina O.M., Chernitsov A.M., Tamarov V.A. Construction of confidence regions in problem on probabilistic study into motion of minor bodies of the Solar system // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 3. P. 195–207.)
6. Черницов А.М., Сюсина О.М., Тамаров В.А. Оценивание нелинейности в задаче построения доверительных областей движения потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одной оппозиции // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 12. С. 139–145.
7. Del Vigna A. The manifold of variations: hazard assessment of short-term impactors // Celest. Mech. 2020. V. 132. Id. 49.
8. Milani A. The asteroid identification problem. I: Recovery of lost asteroids // Icarus. 1999. V. 137. P. 269–292.

УДК 521.31; 629.78

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ЭЙЛЕРА–ЛАМБЕРТА НА ОСНОВЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА ОХОЦИМСКОГО–ЕГОРОВА

© 2024 г. А. В. Иванюхин^{a,b,*}, В. В. Ивашкин^{c,a}

^aНаучно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики
Московского авиационного института, Москва, Россия

^bРоссийский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы, Москва, Россия

^cИнститут прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*e-mail: ivanyukhin.a@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024 г.

После доработки 05.04.2024 г.

Принята к публикации 10.06.2024 г.

В работе рассматривается метод решения задачи Эйлера–Ламберта, предложенный В.А. Егоровым и основанный на работах Д.Е. Охочимского, посвященных анализу множества траекторий перелета между двумя заданными точками в центральном ньютоновском поле. Рассматривая задачу Эйлера–Ламберта как обратную задачи баллистики (динамики) удалось построить новый эффективный метод определения орбиты, соответствующей заданному времени перелета. Такой подход логично называть методом Охочимского–Егорова. В рассмотренном подходе параметром множества перелетов является траекторный угол в начальной точке. К преимуществам предлагаемого метода относятся ограниченность и понятная структура области определения решений, простота и наглядность алгоритма, явная зависимость получаемого решения от направления скорости в начальной точке. Это позволяет проводить качественный анализ траекторий перелета и конструировать эффективные численные методы. В данной работе для решения задачи Эйлера–Ламберта использовался численный метод Галлея, был проведен анализ вычислительной сложности алгоритма, показавший высокую эффективность его использования.

Ключевые слова: определение орбит, задача Эйлера–Ламберта, обратная задача баллистики

DOI: 10.31857/S0320930X24060124, EDN: NGXWFZ

ВВЕДЕНИЕ

Задача Эйлера–Ламберта является классической проблемой небесной механики, служащей для определения орбит небесных тел (Субботин, 1968; Эскобал, 1970). Традиционно эта задача формулируется как двухточечная краевая задача в рамках модели двух тел, в которой известны векторы положения в два разных момента времени.

В практической космонавтике эта задача приобрела новое значение и часто является основой для проектирования перелетов космических аппаратов. В частности, задача Эйлера–Ламберта

активно используется для проектирования перелетов с большой и малой тягой (Белецкий, Егоров, 1964; Ивашкин, Аньци, 2020; Ottesen, Russell, 2021), организации тура с многочисленными гравитационными маневрами (Овчинников и др., 2018; Эйсмонт и др., 2013; Голубев и др., 2020) и облета группы целей (Григорьев, Заплетин, 2013). В этом случае предполагается, что орбита, соединяющая два заданных положения, является траекторией перелета, затраты на который определяются суммой двух импульсов скорости. Часто для проведения проекционно-баллистического анализа при оптимизации импульсных перелетов требует решения

большого числа подобных задач. В связи с этим получение эффективного алгоритма решения с явным определением скорости на перелетной орбите является актуальной задачей.

Разработано много методов ее решения, сравнительный анализ некоторых из них приведен в работах (Субботин, 1968; Эскобал, 1970; Arora, Russell, 2013; Torre, Fantino, 2015; Суханов, 2010). Большинство методов основано на том, что траектории между двумя точками пространства образуют однопараметрическое семейство орбит, соответствующих перелету между заданными точками за некоторое время.

Настоящая статья является продолжением работ Ивашкина (2023; 2024).

УРАВНЕНИЕ КЛЕРО ДЛЯ ЗАДАЧИ КЕПЛЕРА

В частности, однопараметрическое семейство траекторий перелета между двумя заданными положениями описывается уравнением орбиты в обратных радиусах, определяющем изменение радиуса от угловой дальности перелета при известных начальных радиусе, скорости и траекторном угле (наклон скорости к трансверсали) (Clairaut, 1765; Охочимский, 1968; Охочимский, Сихарулидзе, 1990; Wheelon, 1959; Godal, 1961), соответствующие переменные приведены на рис. 1.

Рассмотрим обратную задачу баллистики, следя подходу Охочимского к решению уравнения Клеро (Clairaut, 1765; Охочимский, 1968). Переидем к переменной, обратной радиусу

$$u = \frac{1}{r}, \quad (1)$$

где $r = |\mathbf{r}|$ – модуль радиус-вектора.

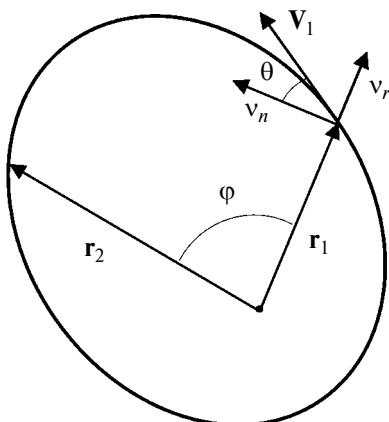


Рис. 1. Орбита движения небесного тела.

Радиальная v_r и нормальная v_n компоненты скорости могут быть представлены следующим образом:

$$v_r = \frac{dr}{d\psi} \frac{d\psi}{dt} = -c \frac{du}{d\psi}, \quad v_n = r \frac{d\psi}{dt} = cu, \quad (2)$$

где ψ – истинная аномалия, $c = |\mathbf{r} \times \mathbf{v}|$ – константа площадей, $v = |\mathbf{v}|$ – скорость.

Подставляя эти компоненты скорости в интеграл энергии получим

$$h = v^2 - \frac{2\mu}{r} = c^2 \left(\left(\frac{du}{d\psi} \right)^2 + u^2 \right) - 2\mu u, \quad (3)$$

где μ – гравитационный параметр.

Дифференцируя это выражение по истинной аномалии и предполагая, что

$$\frac{du}{d\psi} \neq 0,$$

получаем уравнение Клеро для задачи Кеплера (Clairaut, 1765), описывающее движение по орбите как линейный осциллятор. Учитывая, что производные u по истинной аномалии ψ и угловой дальности перелета ϕ равны, перейдем к уравнению относительно последней

$$\frac{d^2u}{d\phi^2} + u = \frac{\mu}{c^2}, \quad (4)$$

решение которого может быть записано в виде

$$u(\phi) = \frac{\mu}{c^2} + c_1 \cos(\phi) + c_2 \sin(\phi), \quad (5)$$

или эквивалентной форме:

$$u(\phi) = \frac{\mu}{c^2} + c_0 \cos(\phi + v_1), \quad (6)$$

где константы интегрирования c_1 , c_2 и c_0 , v_1 определяются по начальным условиям

$$c_1 = c_0 \cos(v_1) = \frac{1}{r_1} - \frac{\mu}{c^2},$$

$$c_2 = -c_0 \sin(v_1) = \frac{\operatorname{tg}(\theta)}{r_1}. \quad (7)$$

На основе полученного решения может быть получена связь между начальным траекторным углом и скоростью (Охочимский, 1968; Охочимский, Сихарулидзе, 1990):

$$v_1(\theta) = \sqrt{\frac{\mu r_2 (1 - \cos(\phi))}{r_1 (r_1 \cos^2(\theta) - r_2 \cos(\phi + \theta) \cos(\theta))}}, \quad (8)$$

где r_1 , r_2 – радиусы начального и конечного положения, ϕ – угол между \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , v_1 – величина

начальной скорости, θ – начальный траекторийный угол (наклон скорости к трансверсали).

Тогда радиальная и трансверсальная компоненты скорости в начальный точке могут быть получены как

$$v_{1r} = v_1 \sin(\theta), \quad v_{1n} = v_1 \cos(\theta), \quad (9)$$

На основе равенств, и могут быть получены общие выражения для определения компонент скорости в любой точке траектории

$$\begin{aligned} v_r(\phi) &= \left(\frac{c}{r_1} - \frac{\mu}{c} \right) \sin(\phi) + \frac{c}{r_1} \operatorname{tg}(\theta) \cos(\phi), \\ v_n(\phi) &= \frac{\mu}{c} + \left(\frac{c}{r_1} - \frac{\mu}{c} \right) \cos(\phi) - \frac{c}{r_1} \operatorname{tg}(\theta) \sin(\phi). \end{aligned} \quad (10)$$

где константа площадей может быть определена как $c = r_1 v_1 \cos(\theta)$.

ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПЕРЕЛЕТА

При заданном угле θ по уравнению Охочимского определяется величина начальной скорости v_1 и может быть определен весь начальный вектор состояния \mathbf{r}_1 , \mathbf{v}_1 . Это, на основе уравнений Кеплера, позволяет определить расчетное время перелета между начальным \mathbf{r}_1 и конечным \mathbf{r}_2 положением по найденной траектории. Подбирая угол θ_1 так, чтобы это расчетное время равнялось заданному (Ивашкин, 2023; 2024), получим решение с заданным временем перелета. Эта схема Егорова поиска решения на основе уравнения Охочимского определяет общую идею метода Охочимского–Егорова решения задачи Эйлера–Ламберта (Ивашкин, 2024).

Недостатком выражения для решения задачи Эйлера–Ламберта является отсутствие явной простой связи со временем перелета. В работе (Wheelon, 1959) получено соотношение, связывающее угол θ , начальную скорость и время перелета, в (Nelson, Zarchan, 1992; Arlulkar, Naik, 2011; Zhang, 2020), оно используется для решения задачи Эйлера–Ламберта для эллиптических орбит. Однако это соотношение довольно сложно и мало подходит для построения эффективного алгоритма.

Зная большую полуось орбиты перелета, время перелета можно вычислить с помощью уравнения в форме Лагранжа (Lagrange, 1778; Prussing, Conway, 1993; Эльяшберг, 1965; Zhang и др., 2010), используя компоненты начального вектора скорости как дополнительную информацию.

Так, время перелета для эллиптического движения можно определить следующим образом

$$\Delta t_{\text{ell}} = \sqrt{\frac{a^3}{\mu}} (2\pi N + (\alpha - \sin(\alpha)) - (\beta - \sin(\beta))), \quad (11)$$

где N – число целых витков, параметры Лагранжа α и β имеют область определения $\alpha \in [0; 2\pi]$, $\beta \in [-\pi; \pi]$ и связаны с большой полуосью следующим образом:

$$\begin{aligned} \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) &= \sqrt{\frac{s}{2a}}, \quad \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) = \sqrt{\frac{s-d}{2a}}, \\ s &= \frac{r_1 + r_2 + d}{2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $d = |\mathbf{d}|$ – длина хорды $\mathbf{d} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$, соединяющей начальную и конечную точки.

Компоненты скорости вдоль вектора, соединяющего начальную и конечную точку, а также вдоль радиуса могут быть найдены следующим образом (Battin, 1999):

$$v_d = \frac{d \sqrt{\mu p}}{r_1 r_2 \sin(\phi)}, \quad v_r = \sqrt{\frac{\mu}{p}} \frac{1 - \cos(\phi)}{\sin(\phi)}, \quad (13)$$

где фокальный параметр равен

$$p = \frac{c^2}{\mu}, \quad (14)$$

или через параметры A и B (Prussing, Conway, 1993):

$$v_d = B + A, \quad v_r = B - A, \quad (15)$$

где константы A и B определяются как

$$A = \sqrt{\frac{\mu}{4a}} \operatorname{ctg}\left(\frac{\alpha}{2}\right), \quad B = \sqrt{\frac{\mu}{4a}} \operatorname{ctg}\left(\frac{\beta}{2}\right). \quad (16)$$

Из равенства можно получить A и B :

$$A = \frac{v_d - v_r}{2}, \quad B = \frac{v_d + v_r}{2}, \quad (17)$$

учитывая соотношение можно дополнить и однозначно определить параметры α и β

$$\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) = A \sqrt{\frac{2s}{\mu}}, \quad \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) = B \sqrt{\frac{2(s-d)}{\mu}}. \quad (18)$$

Для гиперболического движения выражения (12), (13), (17) и (18), остаются справедливы, а длительность перелета определяется как

$$\Delta t_{\text{hyp}} = \sqrt{\frac{|a|^3}{\mu}} \left((\text{sh}(\alpha) - \alpha) - (\text{sh}(\beta) - \beta) \right), \quad (19)$$

раскладывая выражение в ряд Тейлора и устремля $a \rightarrow \infty$ (Эльясберг, 1965) получаем время для перелета по параболической траектории

$$\Delta t_{\text{par}} = \frac{1}{6\sqrt{\mu}} \left((r_1 + r_2 + d)^{\frac{3}{2}} \mp (r_1 + r_2 - d)^{\frac{3}{2}} \right), \quad (20)$$

где “–” соответствует случаю $\phi < \pi$, а “+” – $\phi > \pi$.

Такой подход обладает значительно меньшей трудоемкостью, чем использование уравнения Кеплера в классических переменных.

АНАЛИЗ МНОЖЕСТВА ВОЗМОЖНЫХ РЕШЕНИЙ

Одним из важных преимуществ рассматриваемого решения является возможность проведения на его основе качественного анализа всех возможных траекторий перелета между двумя заданными точками.

Так, среди всех возможных ориентаций вектора начальной скорости наибольший интерес вызывают решения, соответствующие следующим случаям:

- перелет по прямой (предельной гиперболе) и перелет через бесконечность, ограничивающие всю область возможных значений,
- параболическая траектория, разделяющая гиперболические и эллиптические траектории,
- эллиптическая траектория с минимальной величиной большой полуоси.

Проанализируем подробнее эти варианты.

Предельным случаем движения по гиперболе является ориентация вектора скорости в направлении конечной точки, если угловая дальность не превосходит π , и ориентация на притягивающий центр, если угловая дальность больше π . То есть минимальный начальный траекторный угол равен:

$$\theta_{\text{lim}} = \begin{cases} \text{sign}(\mathbf{r}_1^T \mathbf{d}) \arccos \left(\sqrt{\frac{d^2 r_1^2 - (\mathbf{r}_1^T \mathbf{d})^2}{d^2}} \right), & \phi < \pi \\ -\frac{\pi}{2}, & \phi \geq \pi. \end{cases} \quad (21)$$

Начальный траекторный угол для параболического случая определяется из равенства

подстановкой величины скорости, соответствующей нулевому значению константы энергии, которое после преобразования приводит к двум решениям

$$\theta_{\text{par} \mp} = \arctg \left(\frac{\sin(\phi) \mp \sqrt{2 \frac{r_1}{r_2} (1 - \cos(\phi))}}{1 - \cos(\phi)} \right), \quad (22)$$

где для решений с угловой дальностью меньше одного витка “–” соответствует решению, разделяющему гиперболические и эллиптические семейства, а “+” – решение с перелетом через бесконечность (за бесконечное время). Для угловой дальности перелета больше витка гиперболических решений не существует, и оба случая соответствуют двум разным вариантам перелета через бесконечность. В любом случае эти параболы ограничивают область возможных эллиптических решений.

Решение с минимальным значением большой полуоси можно получить на основе обратной задачи – максимизации угловой дальности перелета при фиксированной величине начальной скорости (Охочимский, Сихарулидзе, 1990), подставив туда минимальное значение начальной скорости

$$\theta_{\min a} = \arctg \left(\frac{r_1 v_{\min}^2 \sin(\phi)}{2\mu (1 - \cos(\phi))} \right), \quad (23)$$

где минимальная начальная скорость может быть определена с помощью минимального значения большой полуоси (Эльясберг, 1965; Battin, 1999)

$$v_{\min}^2 = \frac{2\mu}{r_1} - \frac{\mu}{a_{\min}}, \quad a_{\min} = \frac{s}{2}. \quad (24)$$

Хотя траектории с минимальной энергией имеют самостоятельный интерес (Leeghim, Jagooh, 2010), основной результат приведенного анализа заключается в точной локализации области решений и возможности ее качественного исследования (Ивашкин, 2023).

Анализ зависимости скорости от траекторного угла в начальной точке показывает, что график возможной скорости представляет собой ветвь гиперболы с асимптотами, направленными вдоль хорды, соединяющей начальное и конечное положение, и начального радиус-вектора (Охочимский, 1968; Godal, 1961). Разные ветви гиперболы соответствуют разной угловой дальности перелета $\phi < \pi$ и $\phi > \pi$, как это показано

на рис. 2. Можно получить уравнение этой гиперболы в аналитическом виде, наиболее удобная форма записи использует в качестве параметров характеристики решения с минимальной энергией перелета (Охочимский, 1968):

$$v_1(\Delta\theta) = \frac{v_{\min} \cos(\theta_{\min a})}{\sqrt{\cos^2(\theta_{\min a}) - \sin^2(\Delta\theta)}}, \quad (25)$$

где $\Delta\theta = \theta - \theta_{\min a}$.

Кроме того, ветвь гиперболы, соответствующая множеству возможных решений, ограничена с одной из сторон асимптотическим решением — перелетом через бесконечность за бесконечное время по параболе, так как последующие варианты решения лишены физического смысла.

Очевидно, что выражение (25) проще и предпочтительнее для определения скорости при различных траекторных углах, чем (8).

График зависимости начальной скорости от траекторного угла с отметкой характерных точек и асимптот гиперболы для случаев $\phi < \pi$ и $\phi > \pi$ приведен на рис. 2. На рис. 3 приведены зависимости начальной скорости и большой полуоси от траекторного угла, на которых также отмечены характерные точки, разделяющие типы возможных решений. Эти зависимости имеют аналогичный вид для всех вариантов исходных данных и отличаются только длиной отрезков локализации решений, определяемых соотношениями (21)–(23). Множество эллиптических решений симметрично относительно точки минимальной энергии перелета.

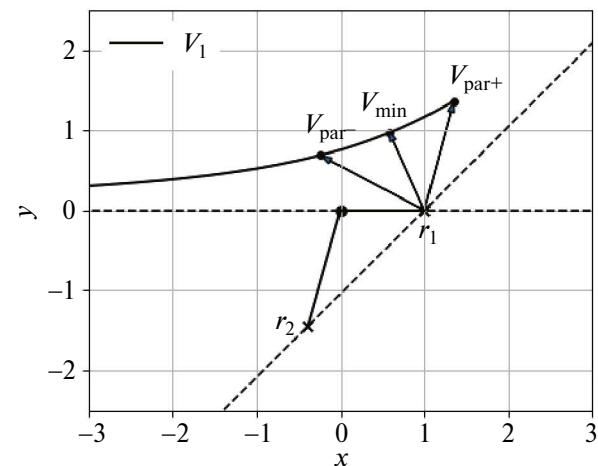
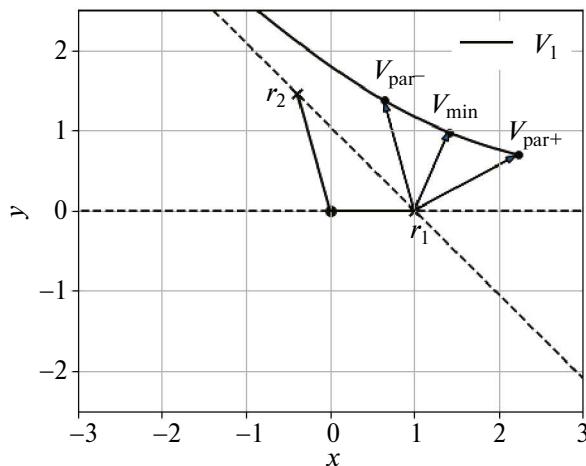


Рис. 2. Множество возможных направлений вектора начальной скорости для $r_1 = 1$ и $r_2 = 1.5$, $\phi = 105^\circ$ (слева) и $\phi = 255^\circ$ (справа).

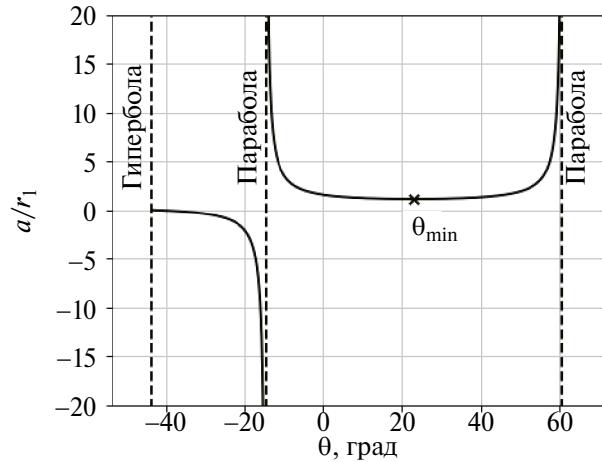
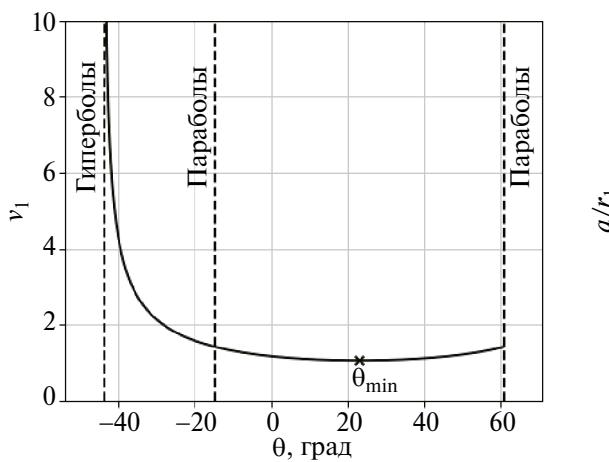


Рис. 3. Зависимость начальной скорости (слева) и большой полуоси (справа) от начального наклона скорости.

Всем приведенным решениям соответствуют характерные времена перелета:

- минимальному гиперболическому перелету с θ_{\lim} соответствует мгновенный перелет по прямой,
- время перелета по параболе, разделяющей эллиптическое и гиперболические решения и соответствующей значению угла $\theta_{\text{par-}}$,
- перелет по параболе, определенной углом $\theta_{\text{par+}}$, происходит через бесконечность за бесконечное время,
- время перелета по орбите с минимальной энергией, соответствующее $\theta_{\min a}$, может быть определено для любого числа витков из общей формулы, однако минимум энергии и минимум времени перелета, очевидно, не совпадают, хотя и находятся достаточно близко друг к другу (т.е. время перелета по орбите с минимальной энергией может служить хорошим начальным приближением для поиска минимального времени перелета для многооборотного решения).

Для определения времени перелета по траектории с минимальной энергией выражение допускает упрощение (Эльяшберг, 1965; Battin, 1999; Thompson, Rostowske, 2020). Подстановка выражения для большой полуоси в показывает, что параметр α всегда равен π , и выражение принимает вид

$$\Delta t_{\min a} = \sqrt{\frac{s^3}{8\mu}} (\pi - \beta + \sin(\beta)) + 2\pi N \sqrt{\frac{s^3}{8\mu}}. \quad (26)$$

К сожалению, не удалось получить аналитическую формулу, определяющую

минимальное время перелета для многооборотного решения. Однако определить это решение часто бывает полезно, так как оно разделяет семейство левых и правых решений (коротких и длинных).

Графики зависимости длительности перелета от большой полуоси и от начальной скорости приведены на рис. 4, маркерами отмечены точки, соответствующие минимальной энергии орбиты перелета и минимуму времени.

Легко видеть, что поиск решения задачи Эйлера–Ламберта на основе уравнений и с большой полуосью в качестве независимой переменной затруднен несколькими особенностями, проиллюстрированными на приведенном графике:

- область определения бесконечна и совпадает практически со всей числовой осью, запрещенным является только небольшой отрезок в окрестности нуля;
- эллиптические и гиперболические типы решений смыкаются через бесконечность, что затрудняет гладкий переход между ними в процессе итерационного поиска решения;
- на кривых, соответствующих многооборотным решениям, производная в большинстве случаев имеет одинаковый знак на левом и правом решениях (коротком и длинном), что требует для их разделения достаточно точных начальных приближений и затрудняет контроль полученного типа решения.

При переходе от большой полуоси к начальной скорости в качестве независимой переменной область определения становится более

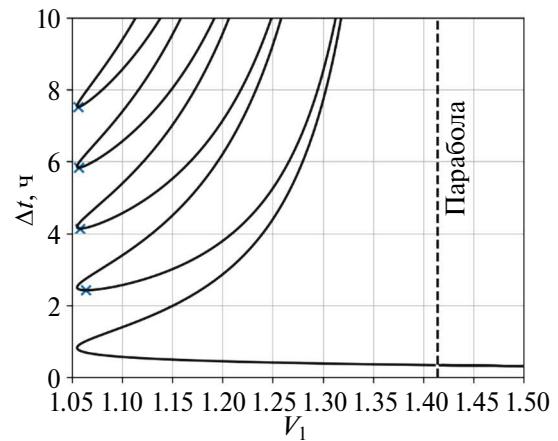
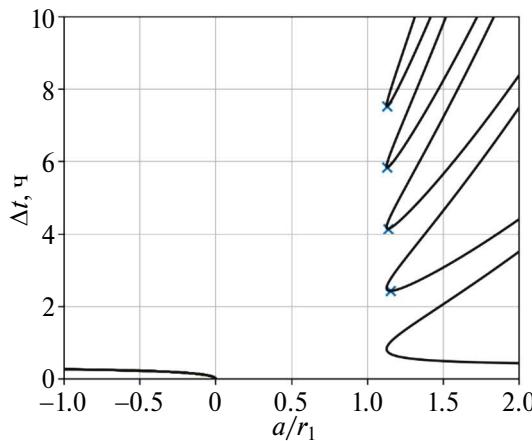


Рис. 4. Длительность перелета от большой полуоси (слева) и величины начальной скорости (справа).

связанной, в частности происходит гладкий переход от эллиптических решений к параболическим.

На рис. 5 приведена зависимость длительности перелета от начального траекторного угла, маркерами отмечены точки, соответствующие минимальной энергии орбиты перелета и минимуму времени перелета. Переход к этой независимой переменной хотя и несколько усложняет вычисление длительности перелета, однако при этом заметно улучшается и структурируется область определения решений. В частности, отсутствуют все перечисленные выше недостатки: область решения компактна, происходит гладкий переход между разными типами решения, левые и правые решения разделены точкой минимума по времени перелета и имеют производную разного знака.

Проведенный качественный анализ позволяет получить достаточно эффективный метод решения задачи Эйлера–Ламберта, используя в его основе физически значимые параметры перелета.

АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ

Рассмотрим подробнее алгоритмы решения двух задач: поиска минимума времени перелета для многооборотного решения и определения решения с заданным временем перелета (задача Эйлера–Ламберта).

Следует отметить несколько особенностей исследуемой задачи, проиллюстрированных на рис. 5:

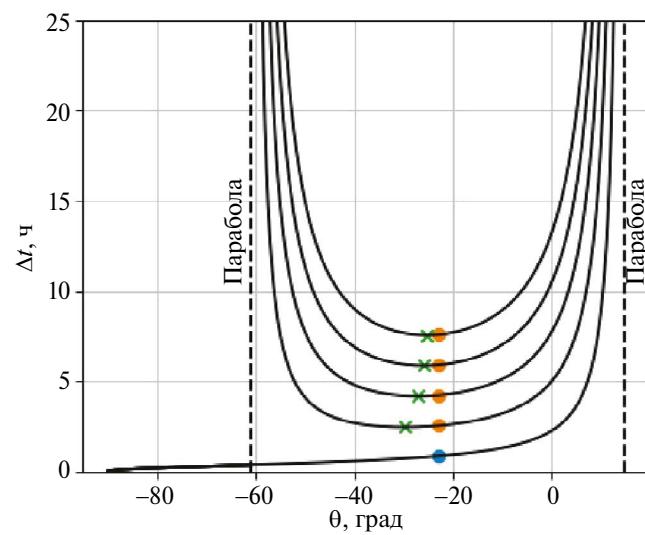


Рис. 5. Длительность перелета как функция начального траекторного угла.

1. область определения решений по начальному траекторному углу представляет собой отрезок с известными границами;
2. знак производной функции разделяет две ветви решений в многооборотном случае;
3. функция оказывается пологой на большей части практически значимых случаев.

Первые два свойства позволяют строить алгоритмы решения на основе двухточечных методов поиска корня и минимума функции, а также использовать метод доверительных областей. Последнее свойство указывает на необходимость использования на каждом шаге итерации нелинейной аппроксимации рассматриваемой функции для получения быстросходящегося метода. В частности, к потенциально подходящим относятся методы, основанные на параболической интерполяции исследуемой функции и методы, использующие вторую производную исследуемой функции. Последние обладают наибольшей скоростью сходимости, поэтому далее будут рассмотрены они.

В частности, для поиска минимума времени перелета для многооборотного решения

$$\Delta t_{\text{ell}}(\theta, N) \rightarrow \min, \quad (27)$$

рассмотрим применение квазиньютоновского метода, основанного на следующих рассуждениях. Необходимым условием минимума является

$$\Delta t'_{\text{ell}}(\theta_{\min N}) = 0, \quad (28)$$

это нелинейное уравнение можно решить методом Ньютона, тогда итерационный процесс будет выглядеть следующим образом

$$\theta_{\min N}^{i+1} = \theta_{\min N}^i - \frac{\Delta t'_{\text{ell}}(\theta_{\min N}^i)}{\Delta t''_{\text{ell}}(\theta_{\min N}^i)}, \quad (29)$$

при этом для вычисления второй производной применим конечно-разностную аппроксимацию, используя значения первой производной на двух последовательных итерациях. Тогда окончательно имеем:

$$\theta_{\min N}^{i+1} = \theta_{\min N}^i - \frac{\Delta t'_{\text{ell}}(\theta_{\min N}^i)(\theta_{\min N}^i - \theta_{\min N}^{i-1})}{\Delta t'_{\text{ell}}(\theta_{\min N}^i) - \Delta t'_{\text{ell}}(\theta_{\min N}^{i-1})}, \quad (30)$$

полученный метод эквивалентен решению уравнения методом секущих.

В качестве начального приближения для поиска минимума времени перелета используется

решение с минимальной энергией, (соответствующие точки отмечены маркером на рис. 5)

$$\theta_{\min N}^0 = \theta_{\min a}. \quad (31)$$

Для поиска решения с заданным временем перелета (задачи Эйлера–Ламберта)

$$\Delta t(\theta, N) = \Delta t^*, \quad (32)$$

используем метод Галлея (Traub, 1964; Alefeld, 1981), итерации которого имеют следующий вид

$$\theta^{i+1} = \theta^i - \frac{2\Delta t(\theta^i)\Delta t'(\theta^i)}{2\Delta t'^2(\theta^i) - \Delta t(\theta^i)\Delta t''(\theta^i)}, \quad (33)$$

вычисление второй производной будем делать аналогично.

Для применения описанных формул необходима производная длительности перелета по траекторному углу, в случае эллиптической траектории она может быть представлена как

$$\Delta t'_{\text{ell}}(\theta) = \frac{d\Delta t_{\text{ell}}}{da} \frac{da}{dv_1} \frac{dv_1}{d\theta}, \quad (34)$$

где производные могут быть получены из и :

$$\frac{d\Delta t_{\text{ell}}}{da} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{a}{\mu}} \left[2\pi N + (\alpha - \sin(\alpha)) - (\beta - \sin(\beta)) - \frac{4\sin^3(\alpha/2)}{3\cos(\alpha/2)} + \frac{4\sin^3(\beta/2)}{3\cos(\beta/2)} \right], \quad (35)$$

$$\frac{da}{dv_1} = \frac{2\mu v_1}{(-2\mu/r_1 + v_1^2)^2}, \quad (36)$$

$$\frac{dv_1}{d\theta} = \frac{v_1 \sin(\Delta\theta) \cos(\Delta\theta)}{\cos^2(\theta_{\min}) - \sin^2(\Delta\theta)}. \quad (37)$$

В случае гиперболы производная длительности перелета по траекторному углу записывается аналогично

$$\Delta t'_{\text{hyp}}(\theta) = \frac{d\Delta t_{\text{hyp}}}{da} \frac{da}{dv_1} \frac{dv_1}{d\theta}, \quad (38)$$

и отличается только одной составляющей

$$\frac{d\Delta t_{\text{hyp}}}{da} = -\frac{3}{2} \sqrt{\frac{a}{\mu}} \left[(\text{sh}(\alpha) - \alpha) - (\text{sh}(\beta) - \beta) - \frac{4\text{sh}^3(\alpha/2)}{3\text{ch}(\alpha/2)} + \frac{4\text{sh}^3(\beta/2)}{3\text{ch}(\beta/2)} \right]. \quad (39)$$

В качестве начальных приближений для решения задачи Эйлера–Ламберта достаточно

использовать характерные точки, разделяющие множество возможных решений, полученные ранее. Например, следующим образом:

- для гиперболических решений $\Delta t < \Delta t_{\text{par}}$

$$\theta_{\text{hyp}}^0 = \theta_{\text{par}} - \varepsilon, \quad (40)$$

- для эллиптических решений $\Delta t > \Delta t_{\text{par}}$ с угловой дальностью меньше витка, $N < 1$

$$\theta_{\text{ell}}^0 = \theta_{\min a}, \quad (41)$$

- для многооборотных эллиптических решений $\Delta t > \Delta t_{\text{par}}$, $N > 0$, левого и правого соответственно

$$\theta_{\text{ell}N-}^0 = \theta_{\text{par}-} + \varepsilon, \quad \theta_{\text{ell}N+}^0 = \theta_{\text{par}+} - \varepsilon, \quad (42)$$

где ε – точность вычислений.

Однако такое правило определения начального приближения не использует значение длительности перелета искомого решения, т.е. близость начального приближения к решению не гарантирована, а сходимость обусловлена только свойствами области определения и свойствами функции (как видно на рис. 5). Это приводит к излишнему количеству итераций в процессе решения.

Можно построить более эффективное правило получения начальных приближений, основанное на аппроксимации зависимости времени перелета по характерным точкам множества решений. Для получения начальных приближений для решения задачи с временем перелета Δt будем пользоваться следующими предположениями:

- для гиперболических решений зависимость $\Delta t_{\text{hyp}}(\theta)$ – прямая, проходящая через точки $(\theta_{\text{lim}}, 0)$ и $(\theta_{\text{par}-}, \Delta t_{\text{par}})$,
- для эллиптических решений (меньше одного витка) $\Delta t_{\text{ell}}(\theta)$ – гипербола, проходящая через точки $(\theta_{\text{par}-}, \Delta t_{\text{par}})$ и $(\theta_{\min a}, \Delta t_{\min a})$ с асимптотой $(\theta_{\text{par}+}, \infty)$.
- для многооборотных эллиптических решений $\Delta t_{\text{ell}}(\theta, N)$ – парабола, проходящая через точки $(\theta_{\text{par}-}, 10\Delta t/\Delta t_{\min N})$, $(\theta_{\text{par}+}, 10\Delta t/\Delta t_{\min N})$ и $(\theta_{\min N}, \Delta t_{\min N})$.

Тогда начальные приближения для решения задачи с временем перелета Δt в соответствующих случаях определяются так:

- для гиперболических решений

$$\theta_{\text{hyp}}^0 = \theta_{\text{lim}} + \frac{(\theta_{\text{par}-} - \theta_{\text{hyp}})}{\Delta t_{\text{par}}} \Delta t, \quad (43)$$

- для эллиптических решений (при полете на дуге менее одного витка, $N = 0$)

$$\theta_{\text{ell}}^0 = \theta_{\text{par+}} - \frac{k}{\Delta t - b},$$

$$k = \frac{\Delta t_{\min a} - \Delta t_{\text{par}}}{1/(\theta_{\text{par-}} - \theta_{\text{par+}}) - 1/(\theta_{\min a} - \theta_{\text{par+}})},$$

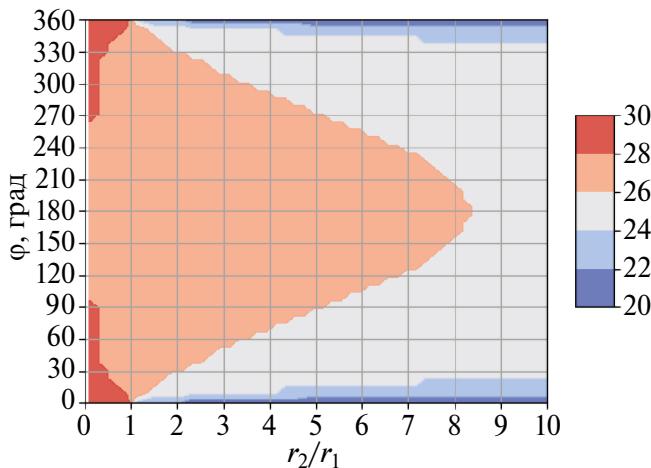
$$b = \Delta t_{\text{par}} + \frac{k}{\theta_{\text{par-}} - \theta_{\text{par+}}} \quad (44)$$

- для многооборотных эллиптических решений ($N > 0$)

$$\theta_{\text{ell}N-}^0 = -\sqrt{\frac{\Delta t}{10\Delta t_{\min N}}} - 0.1(\theta_{\min} - \theta_{\text{par-}}),$$

$$\theta_{\text{ell}N+}^0 = \sqrt{\frac{\Delta t}{10\Delta t_{\min N}}} - 0.1(\theta_{\text{par+}} - \theta_{\min}). \quad (45)$$

Как видно, наиболее трудоемким является получение начального приближения для многооборотных решений, так как оно связано с определением точки $(\theta_{\min N}, \Delta t_{\min N})$, что требует решения вспомогательной задачи, рассмотренной ранее. Однако следует отметить, что эта проблема связана с особенностью множества многооборотных решений и появляется во многих других методах решения задачи Эйлера–Ламберта. В данном случае вычисление точки минимума дает дополнительную информацию о множестве решений и позволяет эффективно получать начальные приближения.



ОЦЕНКА СКОРОСТИ СХОДИМОСТИ

Проведенный качественный анализ множества возможных решений позволяет получить область определения решений задачи Эйлера–Ламберта для гиперболических и эллиптических решений.

Если использовать для решения метод бисекции, то количество итераций, необходимых для достижения заданной точности ε , определяется выражением

$$n = \log(\Delta\theta_0/\varepsilon)/\log(2), \quad (46)$$

где $\Delta\theta_0$ – длина отрезка локализации корня гиперболических $\Delta\theta_0 = |\theta_{\text{par-}} - \theta_{\text{lim}}|$ и эллиптических $\Delta\theta_0 = |\theta_{\text{par+}} - \theta_{\text{par-}}|$ решений.

Поскольку длина отрезка начальной локализации корня зависит только от отношения r_2/r_1 и угла φ , можно определить максимальное количество итераций при решении задачи с заданной длительностью перелета методом бисекции. Такая оценка приведена на рис. 6 для случая эллиптических и гиперболических решений при заданной точности решения $\varepsilon = 10^{-8}$. При этом отношение радиусов r_2/r_1 варьировалось от 0.1 до 10, а угловая дальность перелета от 1° до 359° , что в значительной степени покрывает область практически значимых задач, возникающих при проектировании перелетов в околоземном пространстве или для анализа гелиоцентрических участков межпланетных перелетов.

Проведен анализ вычислительных затрат при использовании метода Галлея с начальными приближениями – внутри каждой области определения

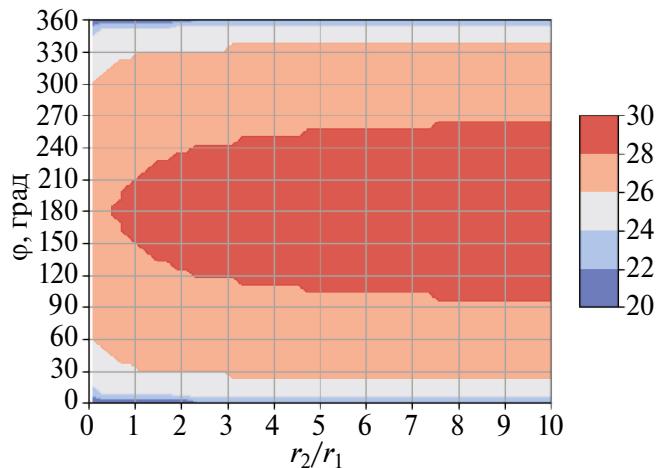


Рис. 6. Оценка максимального количества итераций метода бисекции для эллиптического (слева) и гиперболического (справа) случаев.

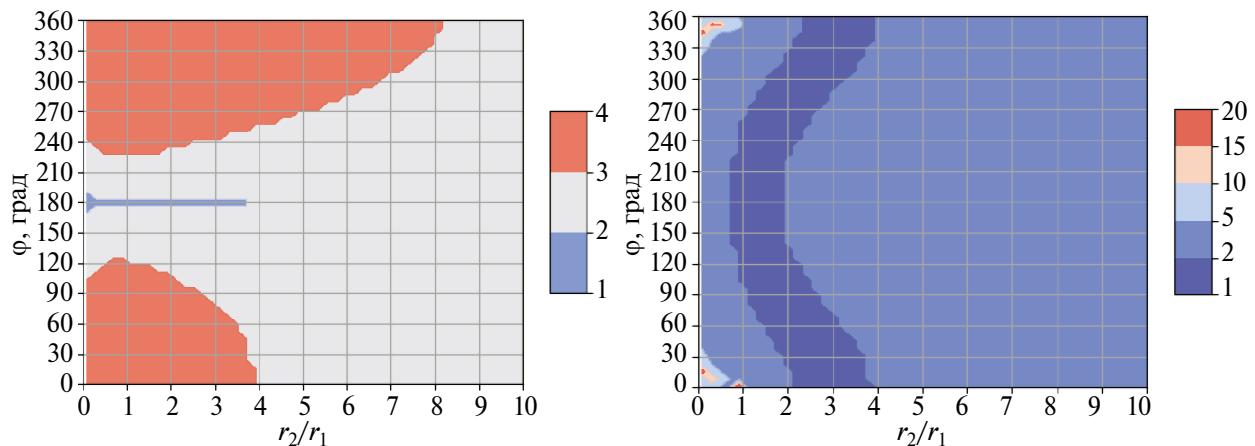


Рис. 7. Оценка максимального количества итераций метода Галлея для гиперболического (слева) и эллиптического $N = 0$ (справа) случаев.

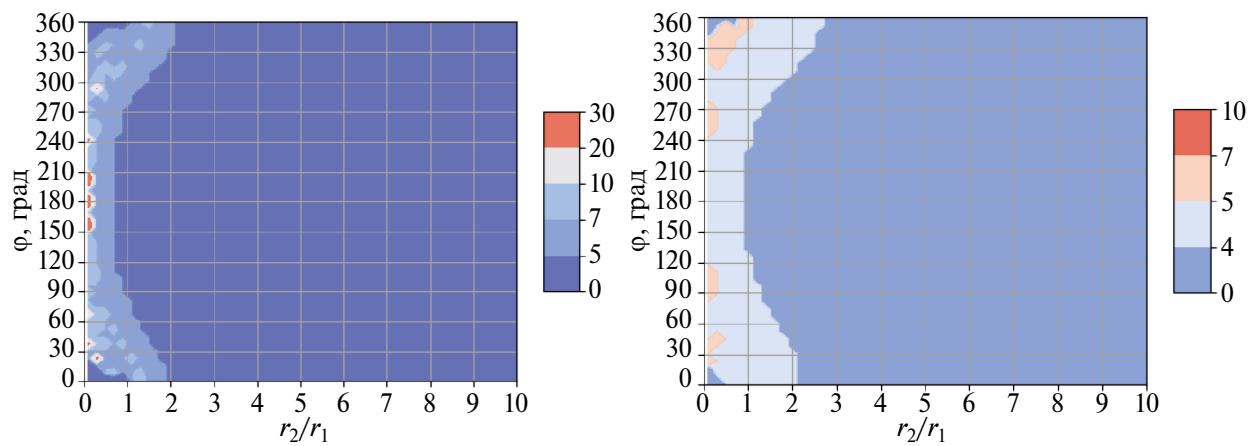


Рис. 8. Оценка максимального количества итераций метода Галлея для многооборотных решений ($N = 1$): левого (слева) и правого (справа) семейств.

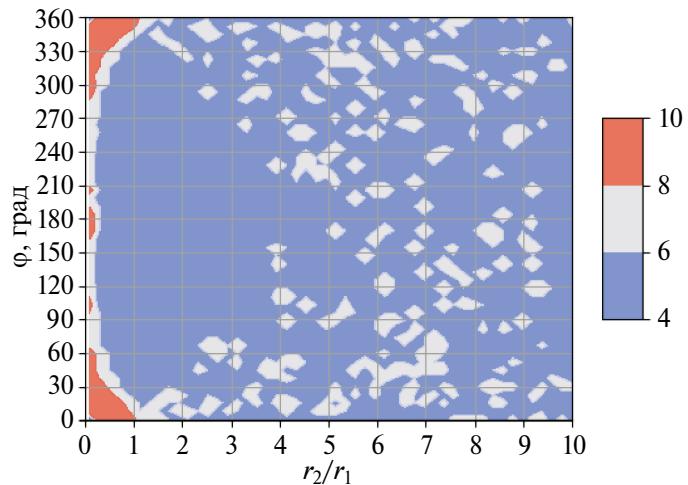


Рис. 9. Оценка максимального количества итераций квазиньютоновского метода для нахождения минимума времени перелета многооборотного решения ($N = 1$).

заданного типа решения. При этом равномерно распределялись точки по траекторному углу для получения времени перелета в тестовых задачах, и среди них определялось максимальное значение итераций. Точность полученных решений при этом была не хуже 10^{-12} . Результаты приведены на рис. 7 для гиперболического и эллиптического ($N = 0$) случая, и на рис. 8 для левого и правого семейств многооборотного эллиптического решения ($N = 1$). Как видно, для перелетов с угловой дальностью меньше витка типичное количество итераций не превосходит 5, а для многооборотного случая 5–7. Что соответствует лучшим результатам аналогичных методов, приведенных, например, в (Agora, Russell, 2013; Torre, Fantino, 2015).

Количество итераций, необходимое для поиска минимума длительности перелета с помощью квазиньютоновского метода с начальным приближением для самого трудоемкого случая $N = 1$ приведено на рис. 9. Типичное количество итераций для поиска минимума равно 6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено решение задачи Эйлера–Ламберта на основе баллистического подхода Охочимского–Егорова как обратной задачи динамики. Проведен качественный анализ решений. Разработан оригинальный метод определения длительности перелета.

Предложен эффективный алгоритм решения задачи Эйлера–Ламберта. Оценка скорости сходимости показывает, что при использовании метода Галлея с оценкой второй производной с помощью конечно-разностной аппроксимации на двух последовательных приближениях типичное количество итераций составляет около 5–7 для всех типов решений, что является очень хорошим результатом для алгоритмов решения задачи Эйлера–Ламберта.

К достоинствам самого подхода относится ограниченность и понятная структура области определения решений. Общая наглядность метода, обусловленная использованием физически понятных параметров траектории, и явная зависимость решения от вектора начальной скорости позволяют эффективно включать эту схему решения в процесс оптимизации импульсных траекторий и проектирования межпланетных миссий.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10206, <https://rscf.ru/project/22-79-10206/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белецкий В.В., Егоров В.А. Межпланетные полеты с двигателями постоянной мощности // Космич. исслед. 1964. Т. 2. № 3. С. 360–391.
2. Голубев Ю.Ф., Грушевский А.В., Корянов В.В., Лавренов С.М., Тучин А.Г., Тучин Д.А. Адаптивные методы построения перелетов в системе Юпитера с выходом на орбиту спутника галилеевой Луны // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 4. С. 349–359. (Golubev Y.F., Grushevskii A.V., Koryanov V.V., Lavrenov S.M., Tuchin A.G., Tuchin D.A. Adaptive methods of the flybys constructing in the Jovian system with the orbiter insertion around the Galilean Moon // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 4. P. 318–328.)
3. Григорьев И.С., Заплетин М.П. Выбор перспективных последовательностей астероидов // Автоматика и телемеханика. 2013. № 8. С. 65–79.
4. Ивашик В.В., Аньцы Л. Построение оптимальных траекторий для экспедиции Земля–Астероид–Земля при полете с большой тягой // Космич. исслед. 2020. Т. 58. № 2. С. 138–148.
5. Ивашик В.В. Задача Эйлера–Ламберта и ее решение с помощью метода Охочимского–Егорова // XIII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: СПб, 21–25 августа 2023 г. Сб. тезисов докладов в 4 томах. Т. 1. Общая и прикладная механика. Спб: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2023. 668 с.
6. Ивашик В.В. О применении метода Охочимского–Егорова для решения задачи Эйлера–Ламберта // Докл. РАН. Физика. Технические науки. 2024. Т. 514. С. 58–62.
7. Овчинников М.Ю., Трофимов С.П., Широбоков М.Г. Проектирование межпланетных траекторий с пассивными гравитационными маневрами и импульсами в глубоком космосе // Космич. исслед. 2018. Т. 56. № 4. С. 337–350.
8. Охочимский Д.Е. Динамика космических полетов. Конспект лекций. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1968. 158 с.
9. Охочимский Д.Е., Сухарулидзе Ю.Г. Основы механики космического полета. М.: Наука, 1990. 445 с.
10. Субботин М.Ф. Введение в теоретическую астрономию. М.: Наука, 1968. 800 с.
11. Суханов А.А. Астродинамика. М.: Институт космических исследований РАН, 2010. 202 с.
12. Эйсмонт Н.А., Боярский М.Н., Ледков А.А., Назиров Р.Р., Данхэм Д., Шустов Б.М. О возможности наведения малых астероидов на опасные небесные объекты с использованием гравитационного маневра // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 4.

- C. 352–360. (*Eismont N.A., Boyarskii M.N., Ledkov A.A., Nazirov R.R., Dunham D.W., Shustov B.M.* On the possibility of the guidance of small asteroids to dangerous celestial bodies using the gravity-assist maneuver // *Sol. Syst. Res.* 2013. V. 47. № 4 . P. 325–333.)
13. Эльяшберг П.Е. Введение в теорию полета искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1965. 540 с.
14. Эскобал П. Методы определения орбит. М.: Мир, 1970. 471 с.
15. Alefeld G. On the convergence of Halley's Method // *Am. Mathemat. Mon.* 1981. V. 88. № 7. P. 530–536.
16. Arulkumar P.V., Naik S.D. Solution based on dynamical approach for multiple-revolution Lambert problem // *J. Guidance, Control, and Dynamics.* 2011. V. 34. № 3. P. 920–923.
17. Arora N., Russell R.P. A fast and robust multiple revolution Lambert algorithm using a cosine transformation // *Paper AAS.* 2013. V. 13. № 728. P. 162.
18. Battin R.H. An introduction to the mathematics and methods of astrodynamics. AIAA Education Ser. New York: AIAA, 1999. 826 с.
19. Clairaut A.C. Théorie de la lune, déduite du seul principe de l'attraction réciproquement proportionnelle aux quarrés des distances. Paris: Chez Dessaint & Saillant, 1765. 176 с.
20. Godal T. Conditions of compatibility of terminal positions and velocities // 11th Int. Astronaut. Congress. Proc. V. 1. 1961. P. 40–44.
21. Lagrange J.-L. Sur le Problème de la détermination des orbites des comètes d'après trois observations. Nouveaux Mémoires de l'Académie de Berlin. 1778. Auteur du texte. Oeuvres de Lagrange. T. 4. Paris: Gauthier-Villars, 1869. pp. 439–451.
22. Leeghim H., Jaroux B.A. Energy-optimal solution to the Lambert problem // *J. Guidance, Control, and Dynamics.* 2010. V. 33. № 3. P. 1008–1010.
23. Nelson S.L., Zarchan P. Alternative approach to the solution of Lambert's problem // *J. Guidance, Control, and Dynamics.* 1992. V. 15. № 4. P. 1003–1009.
24. Ottesen D., Russell R.P. Unconstrained direct optimization of spacecraft trajectories using many embedded Lambert problems // *J. Optimization Theory and Appl.* 2021. V. 191. P. 634–674.
25. Prussing J.E., Conway B.A. Orbital mechanics. USA: Oxford Univ. Press, 1993. 207 p.
26. Thompson B.F., Rostowfske L.J. Practical constraints for the applied Lambert problem // *J. Guidance, Control, and Dynamics.* 2020. V. 43. № 5. P. 967–974.
27. Torre S.D., Fantino E. Review of Lambert's problem // *ISSFD 2015: 25th Int. Symp. Space Flight Dyn.* 2015. P. 1–15.
28. Traub J.F. Iterative methods for the solution of equations. N.J.: Prentice-Hall, 1964. 310 p.
29. Wheelon A.D. Free flight of a ballistic missile // *ARS J.* 1959. V. 29. № 12. P. 915–926.
30. Zhang G., Mortari D., Zhou D. Constrained multiple-revolution Lambert's problem // *J. Guidance, Control, and Dynamics.* 2010. V. 33. № 6. P. 1779–1786.
31. Zhang G. Terminal-velocity-based Lambert algorithm // *J. Guidance, Control, and Dynamics.* 2020. V. 43. № 8. P. 1529–1539.

УДК 521.1, 521.182

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЛУНЫ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ИССЛЕДОВАНИИ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИНАМИКИ ОКОЛОЛУННЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2024 г. Н. А. Попандопуло^{а,*}, А. Г. Александрова^а, Н. А. Кучерявченко^а,
Т. В. Бордовицына^{а,**}, Д. С. Красавин^а

^аТомский государственный университет, Томск, Россия
e-mail: *nikas.popandopoulos@gmail.com; **bordovitsyna@mail.ru

Поступила в редакцию 14.04.2024 г.

После исправления 27.04.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

В работе описаны усовершенствования, внесенные авторами, в опубликованную ранее Численную модель движения искусственных спутников Луны (ИСЛ). Представлены результаты исследования особенностей динамики окололунных объектов, полученные путем численного моделирования. Показано, что выявленная рядом авторов короткая продолжительность жизни низколетящих объектов на орbitах объясняется исключительно влиянием сложного гравитационного поля Луны, прежде всего радиальной составляющей силы, действующей на спутники. Рассмотрены особенности влияния светового давления (СД) на окололунные объекты. Показано, что СД расширяет область действия апсидально-нодальных резонансов, возникающих в движении окололунных объектов.

Ключевые слова: динамика окололунных объектов, численное моделирование движения, продолжительность жизни объектов, влияние светового давления

DOI: 10.31857/S0320930X24060139, EDN: NGVXCS

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее исследование является продолжением наших работ (Попандопуло и др., 2022а; 2022б), в которых представлены описание Численной модели движения искусственных спутников Луны (ИСЛ), разработанной авторами, и результаты исследования ряда особенностей динамики объектов в окололунном пространстве. Было проведено численное моделирование движения 5180 объектов, равномерно распределенных в окололунном пространстве. Показано, что в ряде областей окололунного пространства время жизни ИСЛ на орбитах весьма мало в зависимости от выбора начального значения большой полуоси и наклонения.

Следует сказать, что в области исследования динамики окололунных объектов сделано уже достаточно много. Построены модели гравитационного поля Луны (Konopliv и др., 2001; Goossens и др., 2020), разработаны численные модели движения искусственных спутников Луны (ИСЛ) (Song и др., 2010; Condoleo, 2017), рассмотрены основные особенности движения ИСЛ (Wang, Liu, 2005; Gonçalves и др., 2015; Gordienko и др., 2017). Тем не менее вопросы, требующие тщательного рассмотрения, еще остаются. Среди них проблема необычного поведения низколетящих окололунных объектов. Проведенное в нашей работе (Попандопуло и др., 2022а) исследование продолжительности жизни объекта на орбите и роста

эксцентричеситета в зависимости от начального положения спутника показало, что при учете полного гравитационного поля Луны у низко-летящих объектов при определенных значениях наклонения наблюдается короткая продолжительность жизни. На существование этой зависимости указывают многие авторы (Wang, Liu, 2005; Ramanan, Adimurthy, 2005; Gupta, Sharma, 2011). В настоящей работе мы представляем результаты детального исследования проблемы и пытаемся выяснить причины этого явления.

В работе (Попандопуло и др., 2022б) представлены результаты выявления вековых и полувековых резонансов, действующих на искусственные спутники Луны. Даны карты распределения выявленных вековых резонансов по большой полуоси и наклонению. При этом учитывались только гравитационные взаимодействия, т.е. влияние гравитационного поля Луны и притяжения Земли и Солнца, рассматриваемых как материальные точки. Влияние светового давления (СД) в этой работе не учитывалось. В данной статье мы расширяем область исследования путем введения в рассмотрение особенностей воздействия СД на динамику окололунных объектов. При анализе результатов численного моделирования для классификации устойчивых и неустойчивых резонансов различных типов использовалась обученная искусственная нейронная сеть (ИНС) (Красавин и др., 2021).

В работах (Valk и др., 2009; Belkin, Kuznetsov, 2021; Блинкова, Бордовицьна, 2022) показано, что СД может очень значительно влиять на структуру резонансов конкретного объекта, а соответственно, и на его долговременную орбитальную эволюцию. Здесь мы представляем оценки этого влияния на окололунные объекты.

Кроме того, в данной работе описан ряд модификаций Численной модели движения ИСЛ, расширяющих ее возможности.

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЛУНЫ

Описание математического аппарата, лежащего в основе Численной модели движения ИСЛ, дано в нашей работе (Попандопуло и др., 2022а). С момента создания данной модель претерпела две значительные модификации.

1. Новая версия Численной модели движения ИСЛ теперь реализована не только на обычных пользовательских компьютерах, но и на суперкомпьютере СКИФ Cyberia Томского государственного университета. Использование суперкомпьютера позволяет применять распределенные вычисления, что, в свою очередь, значительно сокращает время расчетов и дает возможность обрабатывать большее число данных.

2. Новая версия имеет пользовательский интерфейс, что значительно упрощает ее применение внешними пользователями.

Распараллеливание

В последней версии программного комплекса реализован вариант распараллеливания расчетов таким образом, чтобы на каждом ядре выполнялось прогнозирование движения только одного объекта. После считывания начальных данных спутников ядро с нулевым номером назначает остальным ядрам задачу прогнозирования движения объекта. Каждое ядро осуществляет интегрирование уравнений движения только для одного объекта, при этом на данном этапе часть спутников остается незадействованной, если общее число объектов превышает количество выделенных на суперкомпьютере ядер. Далее освободившееся от расчетов ядро проверяет наличие незанятых объектов, и получает сведения о следующем незадействованном объекте, если таковой имеется, и работает с ним. Данный процесс вычисления эфемерид и распределения ядер по спутникам продолжается, пока не закончатся номера объектов для расчетов. Данный способ вычислений освобождает пользователя от ряда недостатков совместного интегрирования на одном ядре уравнений движения для нескольких спутников: длительного простояния незанятых ядер и некорректного выбора шага интегрирования для группы объектов со своими особенностями динамики. Описанный способ распараллеливания выбран, поскольку он показал свою эффективность за счет более рационального использования ядер кластера при реализации Численной модели движения искусственных спутников Земли (ИСЗ) в среде параллельных вычислений. Схема данного способа распределенных вычислений, а также оценки эффективности по сравнению с методом расчета объектов пучками приведены в нашей работе (Александрова и др., 2021).

Интерфейс

В первых версиях Численной модели движения ИСЛ взаимодействие с пользователем осуществлялось с помощью входного файла (рис. 1), что не редко служило причиной ошибок, из-за некорректно заполненных входных данных, а также являлось неудобным инструментом для взаимодействия с программой. В связи с этим программный комплекс был дополнен пользовательским интерфейсом.

Основной интерфейс представлен на рис. 2а. Как видно из рис. 2а, модель позволяет учитывать следующие факторы, оказывающие влияние на движение ИСЛ: гармоники сelenопотенциала до 1199 порядка и степени; гравитационные влияния Земли и Солнца, рассматриваемых как материальные точки; приливы, а также СД. Стоит отметить, что возможен выбор модели сelenопотенциала (рис. 2б): LP100J, LP150Q, LP165P, GRAIL1199 (Konopliv и др., 2021; Spherical Harmonic ASCII Model, 2021a; 2021b).

Пользователь самостоятельно определяет, какие возмущения необходимо учитывать при

решении поставленной задачи, в зависимости от целей моделирования и необходимой точности прогноза, поставив галочку напротив выбранных им возмущающих факторов, как это показано на рис. 2а.

Пользователь должен задать начальный и конечный моменты прогноза движения ИСЛ, при этом выдача полученных данных в файл возможна с любого момента внутри выбранного временного интервала. По умолчанию начальные моменты выдачи и прогноза совпадают. Шаг выдачи рассчитываемых данных можно задать двумя способами, либо в секундах, либо в числе оборотов (период вычисляется для каждого окололунного спутника программой).

Начальные параметры ИСЛ, такие как масса, площадь миделева сечения, стартовые координаты и скорости или стартовые орбитальные элементы, задаются в соответствующем окне (рис. 2 и рис. 3).

Пользователь может заполнить поле с начальными параметрами двумя способами: вставить параметры объектов непосредственно в это окно, либо нажать кнопку Заполнить из файла и указать путь до нужного файла с таким же форматом данных. При нажатии на знак вопроса поверх

```

IN.DAT – Блокнот
Файл Правка Формат Вид Справка
----- ВХОДНОЙ ФАЙЛ ЧМ ИСЛ, НАСТРОЙКИ ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ОРБИТЫ -----
2000 1 1 12 0 0.000 Начальная эпоха
НАЧАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СПУТНИКОВ (в файле *.in по строкам: номер, т (кг), А (м^2), X (км), V (км/с))
1 Тип начальных параметров (0 - координаты в лунной СК, 1 - элементы (a,e,i,OMG,omg,M))
input.in Файл с начальными параметрами

ИНТЕРВАЛ ПРОГНОЗА
2000 1 1 12 0 0.000 Начальный момент выдачи прогноза
2010 1 1 12 0 0.000 Конечный момент выдачи прогноза
21600.0 Шаг выдачи (сек; пользовательский)
0.0 Шаг выдачи (периоды обращения; если 0., то выбирается шаг в сек. выше)

ВЕКОВЫЕ ЧАСТОТЫ (ДЛЯ ВЕКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ)
1 Точная методика (вкл/выкл)
1 Аналитическая методика (вкл/выкл)

ИНТЕГРИРОВАНИЕ
1000. Постоянный шаг интегрирования (сек; для отриц. параметра)
16 Порядок интегратора
5 Параметр интегратора

ГРАВИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ (LP100J, LP150Q, LP165P, GRAIL1199)
GRAIL1199

ВОЗМУЩЕНИЯ
50 50 Гармоники сelenопотенциала
1 Земля
1 Солнце
1 Световое давление
1 Приливы
1. Коэф-т отражения

```

Рис. 1. Входной файл первой версии Численной модели движения ИСЛ.

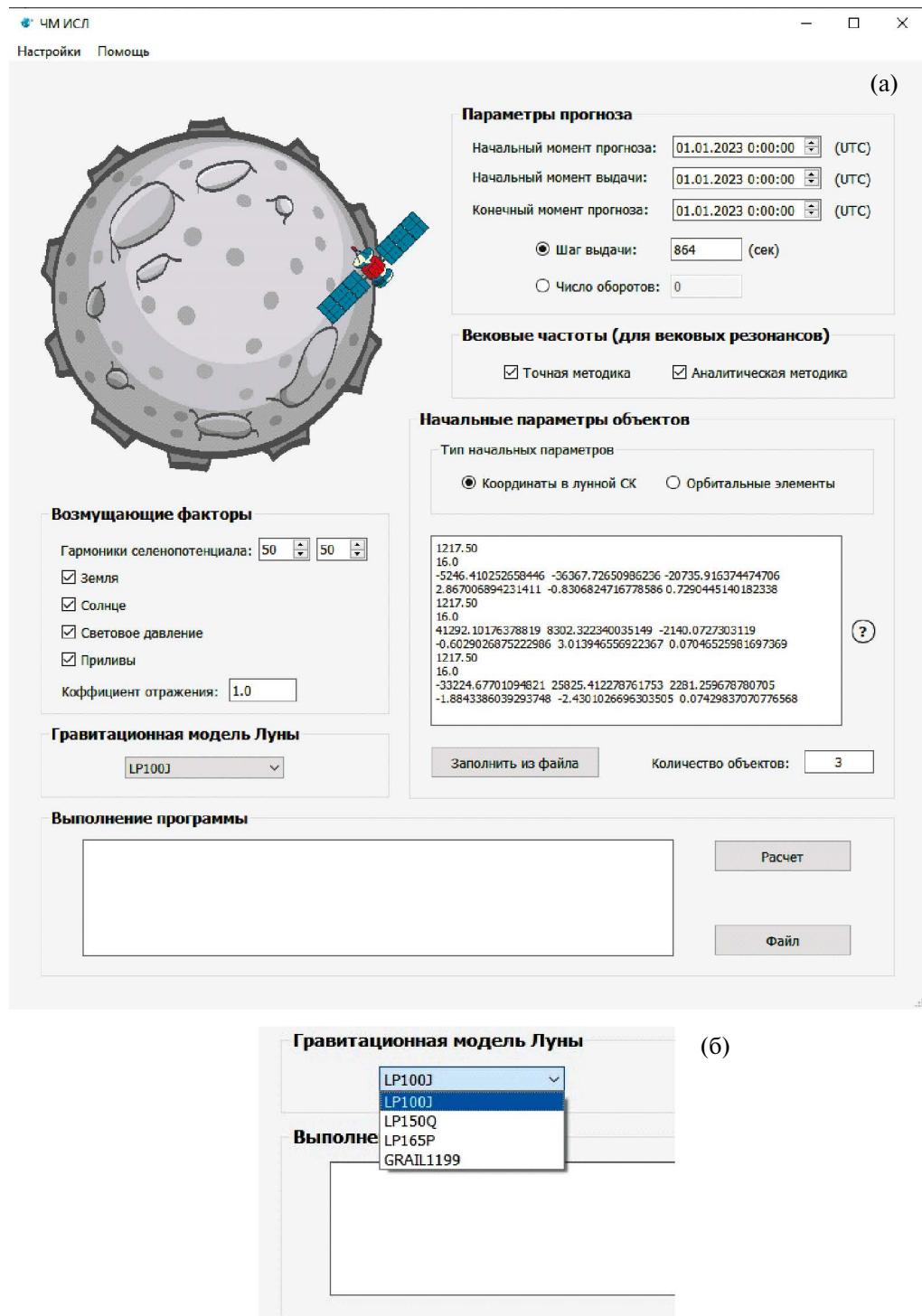


Рис. 2. Интерфейс Численной модели движения ИСЛ: (а) – основной интерфейс; (б) – выбор модели сelenопотенциала.

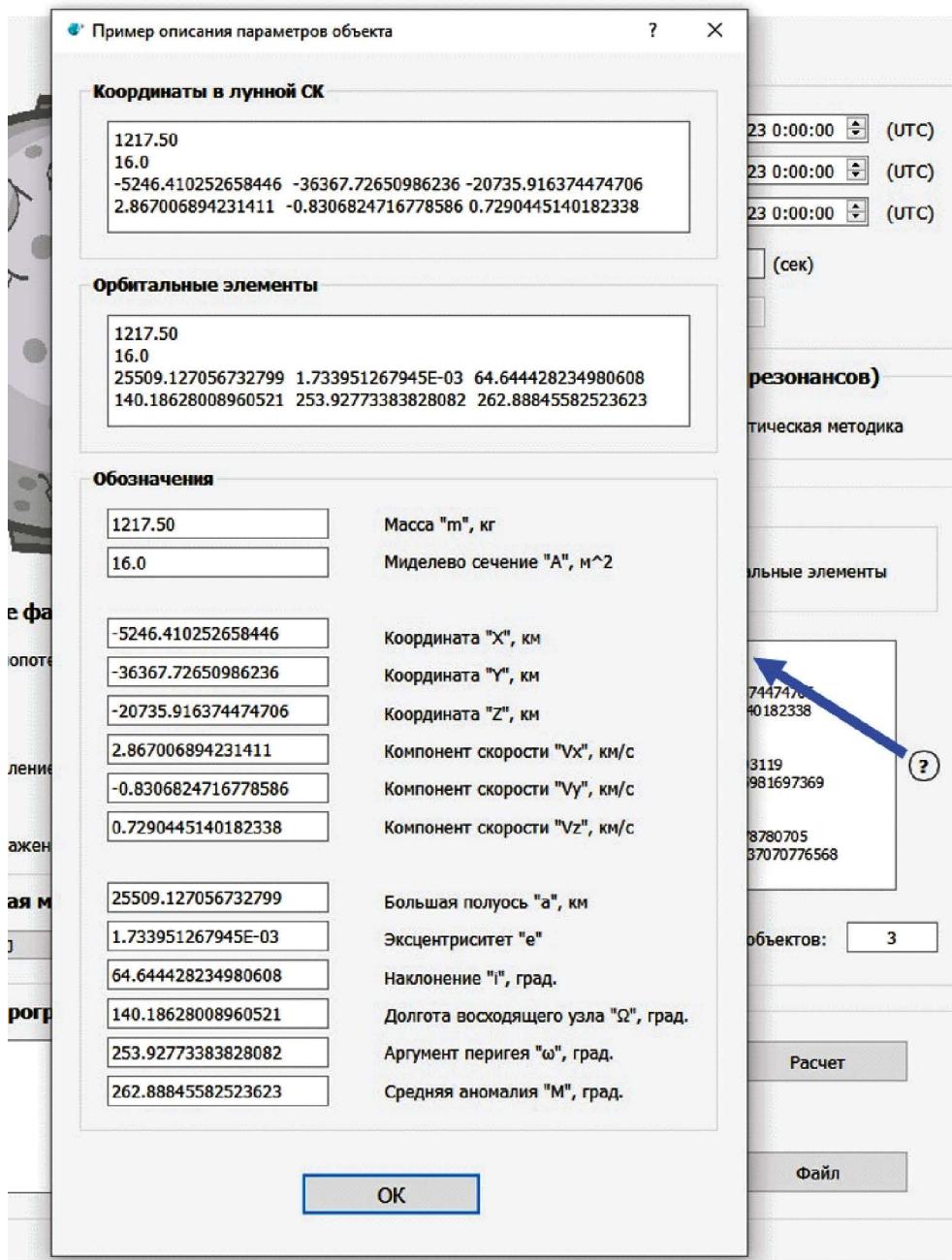


Рис. 3. Пояснение к заполнению поля Начальные параметры объектов.

стартового окна выдается окно с пояснениями и примером заполнения стартового поля (рис. 3). После введения начальных параметров, если все задано верно, под окном ввода появится число, отражающее количество объектов.

После задания всех необходимых для корректной работы программы данных возможно либо запустить расчеты, нажав кнопку Расчет, либо, если необходимо спрогнозировать

динамическую эволюцию большого числа объектов и целесообразно использование параллельных вычислений, сгенерировать файл для запуска модели на кластере Скиф Cyberia, нажав соответственно на кнопку Файл.

В последнюю версию Численной модели движения ИСЛ была добавлена возможность в процессе численного интегрирования вычислять вековые частоты объекта, необходимые

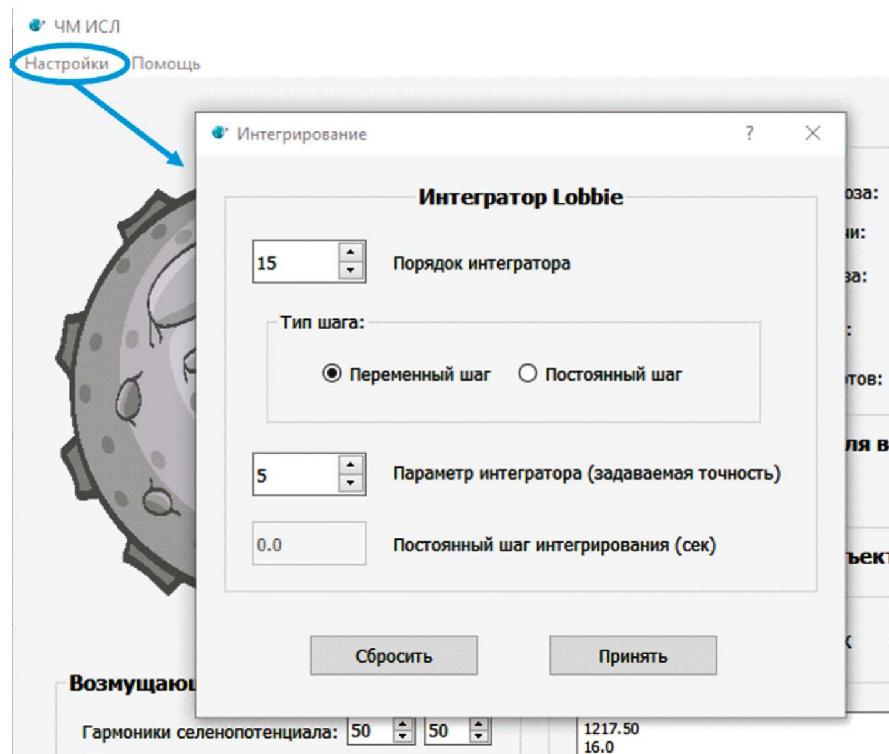


Рис. 4. Настройка интегратора численной модели.

при исследованиях влияния вековых резонансов на спутниковую динамику. Для этого в стартовом окне интерфейса (рис. 2) до запуска программы необходимо выбрать соответствующие опции расчета: точная (численная) методика или аналитическая, либо обе в зависимости от задач, их подробное описание, включая используемый математический аппарат, изложены в наших работах (Попандопуло и др., 2022б; 2022в). Как показали наши последние исследования (Попандопуло и др., 2022в), наиболее оптимальным для анализа резонансной динамики является рассмотрение сразу численной и аналитической методик, поскольку каждая из них имеет недостатки, которые устраняются при совместном использовании.

Интегратор

Совместно с уравнениями движения в Численной модели движения ИСЛ интегрируются уравнения для вычисления осредненного параметра MEGNO, который позволяет судить о хаотичности движения космических объектов (Александрова и др., 2017; Valk и др., 2009). В связи с необходимостью интегрирования решать смешанные системы дифференциальных

уравнений первого и второго порядков, которые необходимы для определения MEGNO, в программном комплексе используется новый эффективный коллокационный интегратор Lobbie (Авдюшев, 2020; 2022; Александрова и др., 2021). Помимо возможности интегрирования смешанные системы дифференциальных уравнений, новый интегратор имеет более высокую эффективность для работы с сильно вытянутыми эллиптическими орбитами.

Численная модель движения ИСЛ позволяет задать следующие параметры интегрирования: порядок и параметр интегратора, а также шаг интегрирования. Для этого необходимо нажать на стартовом окне кнопку Настройки (рис. 4). (На рис. 4 показан фрагмент стартового окна с указанной кнопкой и окно настройки интегратора, вызываемое ее нажатием.) При этом если выбран переменный шаг интегрирования, программа предложит задать параметр интегратора, отвечающий за допустимую точность, а в случае постоянного шага необходимо задать размер шага интегрирования в секундах.

При проведении исследований, описанных в последующих разделах, использовались следующие настройки интегратора: порядок, равный 16, а допустимая точность – 10^{-6} км.

АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИНАМИКИ НИЗКОЛЕТЯЩИХ ИСЛ

Исследования особенностей динамики объектов на низких окололунных орбитах проводились путем численного моделирования. В расчетах была использована усовершенствованная Численная модель движения ИСЛ (ЧМД ИСЛ), описанная выше.

В качестве полного гравитационного поля Луны в работе используется гравитационная модель GRAIL1199 с учетом гармоник до 50 порядка и степени. Данный выбор обусловлен результатами, представленными на рис. 5. Был выбран модельный объект с высотой полета 100 км над поверхностью Луны и почти круговой полярной орбитой. Эксперимент проведен путем варьирования порядка и степени сelenопотенциала и фиксирования момента столкновения с поверхностью Луны (время жизни объекта). На рисунке показано, что влияние гармоник гравитационного поля на время жизни низколетящего окололунного объекта, начиная с 47 порядка и степени, незначительно.

В целом наиболее существенное влияние на динамику низколетящих объектов оказывает гравитационное поле Луны. Как показали наши

оценки (Попандопуло и др., 2022а), влияние Земли и Солнца на продолжительность жизни объекта мало. Поэтому в расчетах движения низколетящих объектов будем ограничиваться только учетом влияния гравитационного поля Луны.

Известно (Song и др., 2010; Gupta, Sharma, 2011; Ramanan, Adimurthy, 2005; Попандопуло и др., 2022а), что на низких высотах большинство окололунных объектов имеют малую продолжительность существования на орбите. При этом время жизни спутника на низкой орбите зависит от конкретного значения наклонения орбиты. Приведем оценки продолжительности жизни на орбите для объектов на высоте 100 км над поверхностью, с почти круговой орбитой и наклонениями на интервале от 0° до 180° с шагом 0.2° (рис. 6). Данные оценки были получены в одной из наших прошлых работ (Попандопуло и др., 2022а, рис. 6б), но для удобства дальнейшего анализа мы продублировали их в данной работе.

Оценки, приведенные на рис. 6, показывают, что разница в продолжительности жизни на низких орбитах с соседними значениями наклонений может быть значительной. Например, объект с наклонением орбиты, равным 4.0° ,



Рис. 5. Оценки времени существования на круговой полярной орбите с высотой 100 км над поверхностью в зависимости от порядка и степени сelenопотенциала.

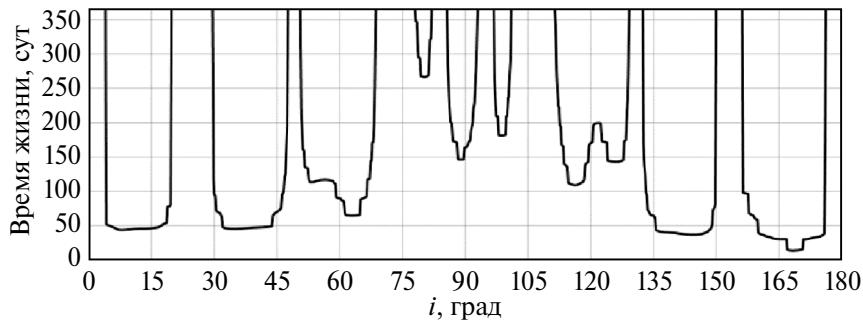


Рис. 6. Зависимость жизни низколетящего спутника на орбите от наклонения.

совершает полет более 1 года, а при наклонении, равном 4.2° , — 52.2 сут.

В работе (Попандопуло и др., 2022а) показано, что причиной резкого изменения времени жизни на орбите при изменении ее наклонения является изменение максимального значения эксцентриситета, достигаемого за время жизни на орбите. Причем на данной высоте для столкновения объекта с поверхностью Луны достаточно эксцентриситета, примерно равного 0.055.

Для выяснения источника силы, приводящей к таким изменениям, рассмотрим изменение силы гравитационного поля Луны, действующей на объекты на низких высотах в орбитальной системе координат. На рис. 7а представлены оценки изменения силы воздействия гравитационного поля Луны: сверху-вниз по радиальной (S), трансверсальной (T) и бинормальной (W) составляющим орбитальной системы координат,

в зависимости от наклонения орбиты. Здесь же для сравнения приведен график зависимости роста эксцентриситета от наклонения (рис. 7б) (был получен в нашей работе (Попандопуло и др., 2022а)).

Сравнивая графики на рис. 7, можно заметить, что сила, действующая вдоль радиальной составляющей, визуально повторяет график роста эксцентриситета. При этом воздействие по радиальной составляющей превосходит на два порядка проекции силы по трансверсальной и бинормальной составляющим.

Изменения большой полуоси в зависимости от наклонения орбиты в течение полета околосолнечных низколетящих объектов показаны на рис. 8. Здесь красным цветом показаны минимальные значения большой полуоси, достигаемые в течение продолжительности жизни объекта, а синей линией — максимальное значение.

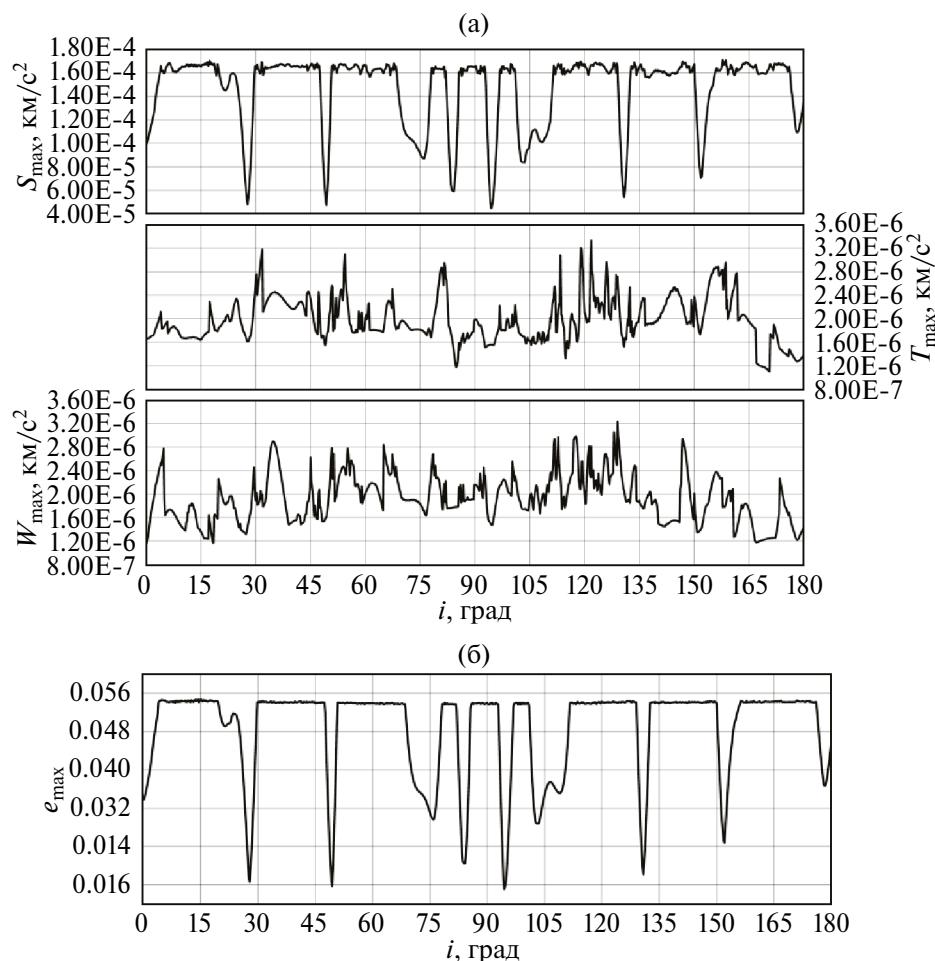


Рис. 7. Зависимости от наклонения: (а) — изменения силы, действующей на высоте 100 км над поверхностью, в орбитальной системе координат; (б) — роста эксцентриситета.

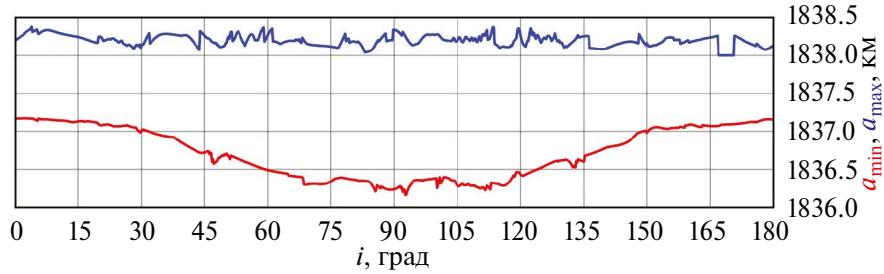


Рис. 8. Зависимость интервала изменения большой полуоси в течение времени жизни на низкой орбите от наклона.

Полученные оценки (рис. 8) показывают, что большая полуось орбиты в зависимости от наклона меняется на 1–2 км. Это позволяет сделать вывод, что действие силы вдоль радиальной составляющей приводит к повышению эллиптичности орбиты, но величина большой полуоси меняется незначительно.

Данные, приведенные на рис. 6 и рис. 7, позволяют сделать вывод, что малое время жизни на низких орбитах, вызванное столкновением с поверхностью Луны, происходит вследствие роста эксцентриситета. Причем эксцентриситет орбиты растет под влиянием гравитационного поля Луны, прежде всего радиальной составляющей поля. Эти оценки получены для окололунных объектов с высотой полета, равной 100 км, диапазон изменения больших полуосей показан на рис. 8.

Рассмотрим особенности движения под действием гравитационного поля Луны объектов в окололунном пространстве на интервале больших полуосей от 1800 км до 2500 км с шагом 20 км. Оценки на рис. 9а показывают, что с повышением высоты продолжительность жизни для конкретных интервалов наклонений значительно повышается. Короткое время жизни вызвано ростом эксцентриситета орбиты, показанным на рис. 9б. Особенность это заметно в интервалах критических наклонений с повышением высоты. Рост эксцентриситета, в свою очередь, наглядно можно объяснить влиянием гравитационного поля Луны вдоль направления орты S в орбитальной системе координат. Наблюдается четкая корреляция между рис. 9б и рис. 9в. Любопытно отметить, что на графиках отклонений по трансверсальной и бинормальной составляющим действия силы (рис. 9г и рис. 9д) также наблюдается взаимосвязь с рис. 9а и рис. 9б, но, поскольку величина действия силы по радиальной составляющей преобладает,

можно сделать вывод, что она является главной причиной роста эксцентриситета на низких высотах окололунного пространства и, как следствие, короткой продолжительности жизни низколетящих объектов на орбите.

ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ОКОЛОЛУННЫХ ОБЪЕКТОВ

Как известно, сила СД способна кардинально менять орбитальную эволюцию объектов с большой парусностью (отношением площади миделева сечения к массе) (Кузнецов, 2011; Кузнецов и др., 2014), а тот факт, что СД влияет на резонансную структуру объекта, был впервые показан теоретически и доказан путем численного моделирования в работе (Valk и др., 2009) на примере появления вторичного тессерального резонанса в движении геостационарного спутника. В работах (Belkin, Kuznetsov, 2021; Блинкова, Бордовицьна, 2022) было показано, что структура вековых резонансных возмущений околоземных объектов также меняется под действием СД.

Орбитальных резонансов в окололунном пространстве нет, поэтому будем рассматривать изменение структуры вековых резонансов окололунных объектов под действием СД.

Будем полагать, что на спутник оказывают влияние следующие факторы: сжатие Луны, описываемое второй зональной гармоникой селенопотенциала, притяжение от Земли и Солнца, рассматриваемых как материальные точки, движущиеся по эллипсам с вращающимися линиями апсид и узлов, и СД.

В работах (Valk и др., 2009; Belkin, Kuznetsov, 2022) показано, что введение в возмущающую функцию силы СД дает помимо основного тригонометрического члена с аргументом

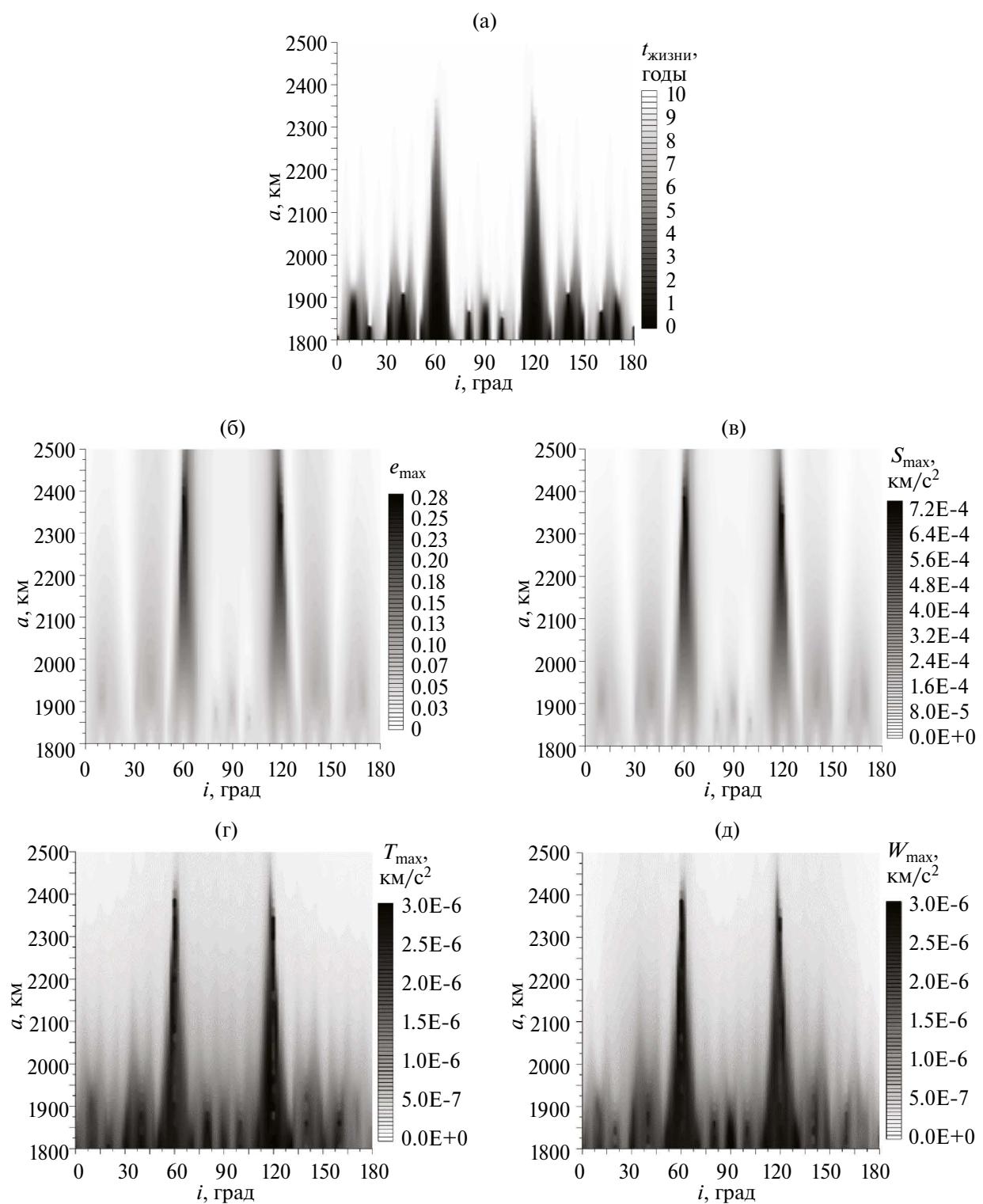


Рис. 9. Зависимости от наклонения на низких высотах величин: (а) – время жизни на орбите; (б) – максимальное значение эксцентриситета; (в) – отклонения радиальной составляющей силы; (г) – отклонения трансверсальной составляющей силы; (д) – отклонения бинормальной составляющей силы.

$$\begin{aligned} \psi = & (l - 2p' + q')\lambda' - (l - 2p + q)\lambda - q'\varpi' + \\ & + q\varpi + (\bar{m} - l + 2p')\Omega' - (\bar{m} - l + 2p)\Omega. \end{aligned} \quad (1)$$

еще два тригонометрических члена с аргументами $\psi \pm \lambda'_s$, где λ'_s – средняя долгота Солнца, определяемая формулой

$$\lambda'_s = M'_s + \Omega_s + \omega_s. \quad (2)$$

В формуле (1) l, p, p', \bar{m}, q' – целочисленные индексы; $\lambda = \varpi + M$, $\lambda' = \varpi' + M'$ – средние долготы спутника и третьего тела, соответственно, $\varpi = \Omega + \omega$, $\varpi' = \Omega' + \omega'$ – долготы перицентра спутника и возмущающего тела. Элементы i, Ω, i', Ω' отнесены к экватору Луны (здесь и далее обозначения элементов орбит общепринятые).

При сделанных предположениях будем иметь аргументы разложения возмущающей функции в однократно осредненной задаче в виде:

$$\begin{aligned} \underline{\psi} = & (l - 2p' + q')M' - (l - 2p)\omega + \\ & + (l - 2p')\omega' - \bar{m}(\Omega - \Omega'), \\ \underline{\psi} \pm \underline{\lambda}_s = & (l - 2p' + q')M' - (l - 2p)\omega + \\ & + (l - 2p')\omega' - \bar{m}(\Omega - \Omega') \pm (M' + \Omega' + \omega'), \end{aligned} \quad (3)$$

а в двукратно осредненной задаче они записутся как

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\psi}} = & (l - 2p')\omega' - (l - 2p)\omega - \bar{m}(\Omega - \Omega'), \\ \underline{\underline{\psi}} \pm \underline{\underline{\lambda}} = & (l - 2p')\omega' - (l - 2p)\omega - \\ & - \bar{m}(\Omega - \Omega') \pm (\Omega' + \omega'), \end{aligned} \quad (4)$$

причем

$$\begin{aligned} M' = & M'_0 + \bar{n}'(t - t_0), \quad \omega' = \omega'_0 + \dot{\omega}'(t - t_0), \\ \Omega' = & \Omega'_0 + \dot{\Omega}'(t - t_0), \\ \omega = & \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0), \quad \Omega = \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0). \end{aligned} \quad (5)$$

Условие возникновения резонанса может быть представлено следующими выражениями:

$$\underline{\psi} \approx 0, \quad \underline{\underline{\psi}} \approx 0, \quad 2\underline{\psi} \pm \lambda_s \approx 0, \quad 2\underline{\underline{\psi}} \pm \lambda_s \approx 0. \quad (6)$$

Будем называть выражения (6) резонансными соотношениями, а соотношения (3) и (4) резонансными аргументами или критическими углами. Вековые частоты в движении спутника

$$\dot{\Omega} = \dot{\Omega}_{J_2} + \dot{\Omega}_E + \dot{\Omega}_S, \quad \dot{\omega} = \dot{\omega}_{J_2} + \dot{\omega}_E + \dot{\omega}_S \quad (7)$$

определяются влиянием второй зональной гармоники J_2 и притяжением внешних тел Земли (E) и Солнца (S). Подробное описание формул для вычисления величин, входящих в формулы (7), дано в нашей работе (Попандопуло и др., 2022б).

Добавление средней долготы Солнца к критическому аргументу возмущающей функции приводит к появлению совокупности дополнительных вековых резонансов. В упомянутой в предыдущем абзаце работе показано, что полувековые резонансы со средним движением третьего тела в окололунном пространстве отсутствуют, поэтому мы их здесь рассматривать не будем.

Первое слагаемое в (4) дает следующие апсидально-нодальные вековые резонансы первого–четвертого порядков (табл. 1).

Таблица 1. Типы апсидально-нодальных резонансов первого–четвертого порядков

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$\dot{\omega}$	6	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_E) - \dot{\omega}'_E$
2	$\dot{\omega} + \dot{\omega}'_E$	7	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,E}) + \dot{\omega}$
3	$\dot{\omega} - \dot{\omega}'_E$	8	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,E}) - \dot{\omega}$
4	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,E})$	9	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,E}) + 2\dot{\omega}$
5	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_E) + \dot{\omega}'_E$	10	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,E}) - 2\dot{\omega}$

Следует отметить, что табл. 1 содержит две совокупности резонансных соотношений. Одна из них связана с прецессией орбиты Земли, которая в случае окололунных объектов является отражением прецессии орбиты Луны. Вторая связана с прецессией орбиты Солнца, которая является отражением прецессии орбиты Земли.

Объекты, подверженные действию резонансов, связанных с прецессией орбиты Земли, будут испытывать только прямое воздействие СД, которое не будет менять структуру их резонансных возмущений.

Влияние СД даст еще две совокупности апсидально-нодальных резонансных соотношений, связанных с прецессией орбиты Солнца, типы которых для низких порядков приведены в табл. 2 и 3.

Таблица 2. Вековые апсидально-нодальные резонансы $\dot{\psi} + \dot{\lambda}$ низких порядков, связанные с прецессией орбиты Солнца, возникающие под действием СД

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$\dot{\Omega}$	4	$\dot{\Omega} + \dot{\omega}'_s$	7	$\dot{\Omega} + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_s$
2	$\dot{\Omega} + \dot{\omega}$	5	$\dot{\Omega} - \dot{\omega}'_s$	8	$\dot{\Omega} - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_s$
3	$\dot{\Omega} - \dot{\omega}$	6	$\dot{\omega} + \dot{\Omega}'_s$	9	$\dot{\Omega} + 2\dot{\omega}'_s$

Таблица 3. Вековые апсидально-нодальные резонансы $\dot{\psi} - \dot{\lambda}$ низких порядков, связанные с прецессией орбиты Солнца, возникающие под действием СД

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$\dot{\omega} - \dot{\Omega}'_s$	3	$(\dot{\Omega} - 2\dot{\Omega}'_s)$	5	$(\dot{\Omega} - 2\dot{\Omega}'_s) + \dot{\omega}'_s$
2	$\dot{\omega} - \dot{\Omega}'_s - \dot{\omega}'_s$	4	$\dot{\omega} - \dot{\Omega}'_s - 2\dot{\omega}'_s$	6	$(\dot{\Omega} - 2\dot{\Omega}'_s) - \dot{\omega}'_s$

Для выявления особенностей влияния СД на окололунные объекты был проведен ниже описанный численный эксперимент.

С помощью ПМО Численная модель движения ИСЛ было проведено моделирование движения 5180 объектов на 10-летнем интервале времени. Начальное положение каждого спутника характеризовалось круговой орбитой и собственными значениями большой полуоси и наклонения. Элементы a и i варьировались в диапазонах $a \in [1, 1R_L, 15R_L]$ с шагом $0,1R_L$ и $i \in [0, 180^\circ]$ с шагом 5° (R_L – экваториальный радиус Луны). Учитывались возмущения от гравитационного поля Луны (разложение до 50 порядка и степени), гравитационного притяжения Земли и Солнца, рассматриваемых как материальные точки, и СД.

Основной целью данного численного эксперимента является анализ влияния СД на резонансную структуру окололунных объектов. Для этого была рассмотрена орбитальная динамика ИСЛ со следующими вариациями учета СД в моделировании: отсутствие влияния и с отдельным подключением двух величин парусности A/m , равных 0.1 и $1 \text{ m}^2/\text{kg}$. Результаты без учета влияния СД уже были получены нами в работе (Попандопуло и др., 2022б), но для удобства сравнения данные оценки продублированы ниже.

Для начала покажем оценки роста эксцентрикситета (рис. 10а) и продолжительности жизни (рис. 10б) ИСЛ и их изменение при учете

влияния СД. На левой панели результаты получены без учета СД, на центральной и правой – с учетом СД, но с разными величинами парусности (0.1 и $1 \text{ m}^2/\text{kg}$ соответственно).

Данные на рис. 10 показывают, что влияние СД приводит к росту эксцентрикситета орбит на отдельных участках окололунного пространства и соответственно сокращению продолжительности жизни ИСЛ. Как следствие, мы наблюдаем расширение зон с малым временем жизни по мере увеличения парусности, особенно в области низких орбит (рис. 10). Для удобства на рис. 11 показаны графики отличия между результатами роста эксцентрикситета и временем жизни, полученными с учетом и без учета СД. Видно, что влияние СД приводит к дополнительному росту эксцентрикситета в интервале больших полуосей примерно от 12.5 тыс. км и выше, а также для наклонений, равных интервалу от 0° до 50° и около наклонения, равного 140° . Кроме того, можно отметить сокращение времени жизни ИСЛ для орбит с наклонениями в окрестности 120° , а также на низких высотах.

Для объяснения причины дополнительного роста эксцентрикситета вследствие учета влияния СД обратимся к подходу, примененному в предыдущем разделе по исследованию динамики низколетящих ИСЛ. Оценки влияния возмущения от СД были получены следующим образом. Была рассчитана динамика вышеописанных 5180 окололунных объектов с основным

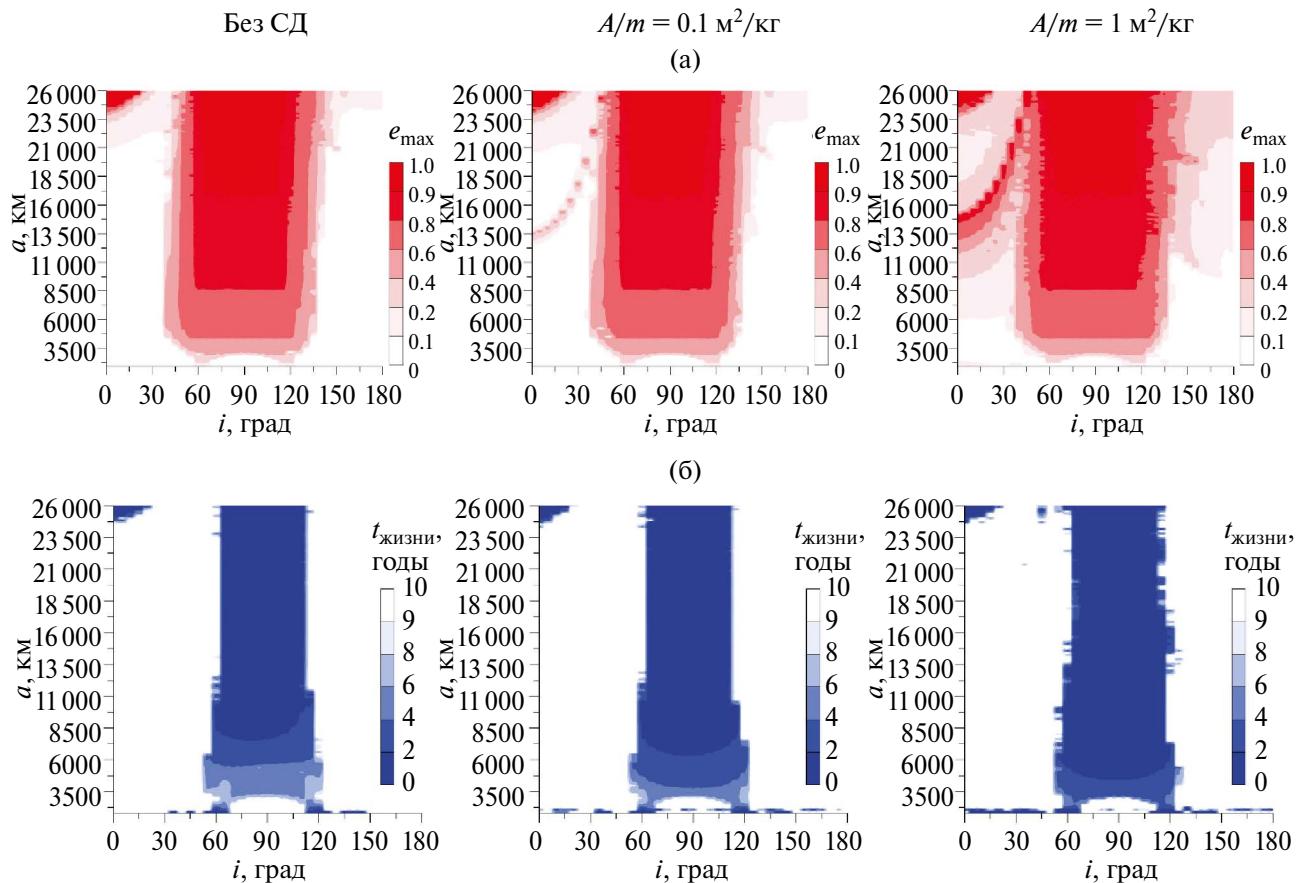


Рис. 10. Влияние СД и селенопотенциала на рост эксцентрикситета и продолжительность жизни объектов в околосолнечном пространстве: (а) – оценки роста эксцентрикситетов; (б) – время жизни на орбите.

набором возмущений (влияние гравитационного поля Луны, притяжение от Земли и Солнца) и отдельно прогнозировалось движение ИСЛ с тем же набором возмущений, но с добавлением влияния СД для двух вариантов парусности. Далее было проведено сравнение этих движений относительно данных, полученных без СД, и тем самым оценивался вклад СД в движение околосолнечных объектов. Оценки показаны на рис. 12. Как и ранее результаты были получены в орбитальной системе координат и представлены отдельно для каждой составляющей.

Сравнение рис. 10 и рис. 12 позволяет увидеть корреляцию между ними. Появление дополнительных областей в околосолнечном пространстве, в которых обнаружились рост эксцентрикситета и короткая продолжительность жизни, объясняются влиянием СД преимущественно вдоль радиального направления.

В нашей предыдущей работе (Попандопуло и др., 2022б), было выявлено, что причиной роста

эксцентрикситета и вследствие этого сокращение времени жизни ИСЛ на средних и высоких орбитах является влияние вековых резонансов на орбитальную динамику околосолнечных объектов. Для оценки влияния СД на резонансную структуру ИСЛ продолжим рассмотрение карт распределения вековых апсидально-нодальных резонансов, являющихся следствием соизмеримости параметров прецессии орбиты спутника, возникающей под действием возмущений, и параметров прецессии возмущающих тел: Солнца и Земли.

Как и ранее, будем руководствоваться следующими правилами выбора типа резонансных характеристик. Отбор осуществляется с помощью рассмотрения поведения критического аргумента: либрация – устойчивый резонанс, либрация/циркуляция – неустойчивый резонанс и циркуляция – отсутствие резонанса. Введенные типы и их цветовые обозначения на резонансных картах показаны на рис. 13.

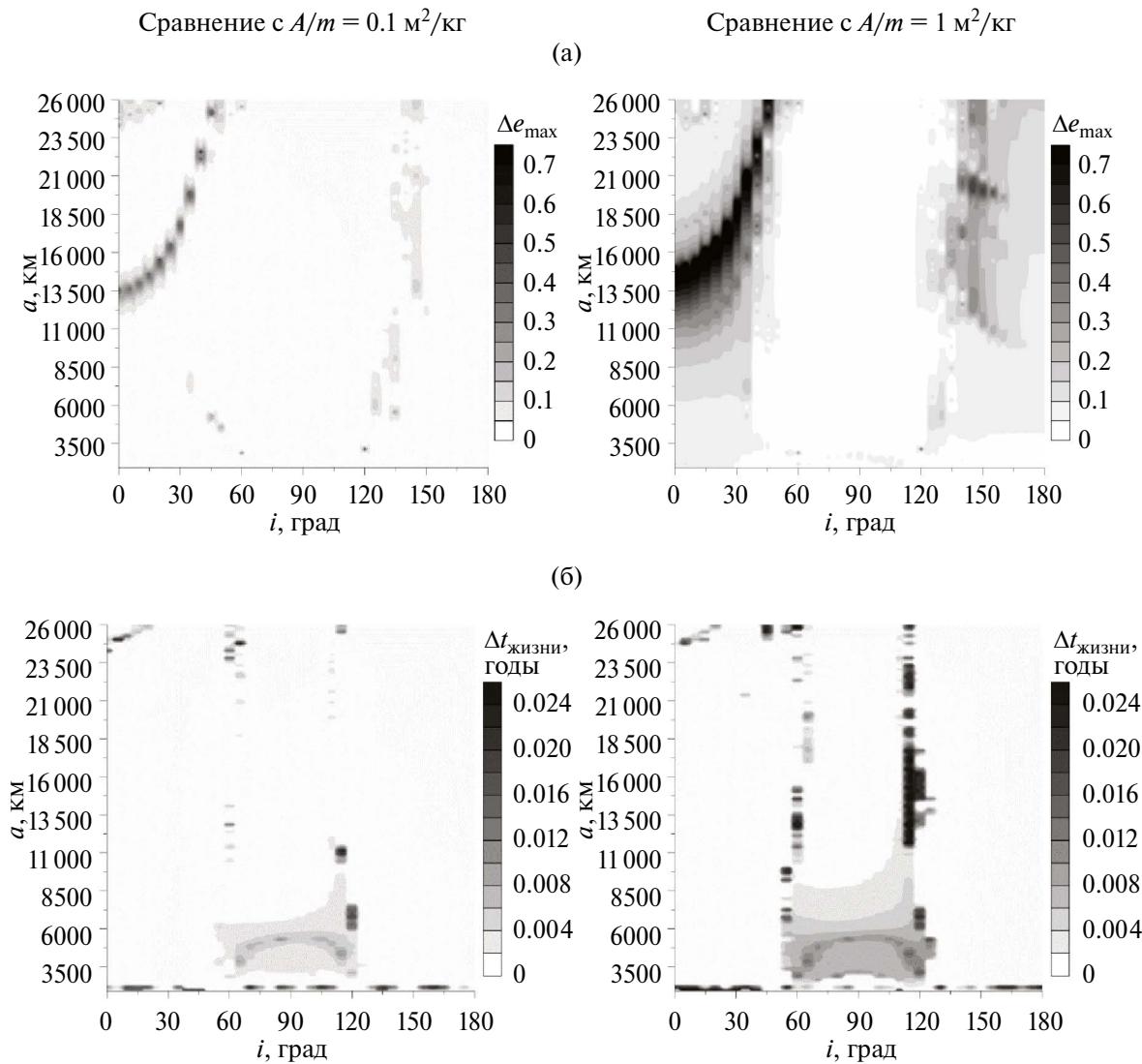


Рис. 11. Зависимость роста эксцентрикитета и продолжительности жизни объектов от влияния СД в окололунном пространстве: (а) – оценки роста эксцентрикитетов; (б) – времена жизни на орбите.

Отметим, прежде всего, что новых вековых резонансов тех типов, которые указаны в табл. 2 и 3, выявлено не было. Ниже, на рис. 14–23, приведены карты распределения вековых апсидально-нодальных резонансов 1–4 порядков. Оценки областей влияния вековых резонансов, как и на рис. 10, получены для разных вариантов учета СД. Как было показано в предыдущей работе (Попандопуло и др., 2022б), полувековые резонансы со средними движениями возмущающих тел не влияют на орбитальную эволюцию окололунных объектов, поэтому в данной работе они не рассматриваются.

Как уже было отмечено ранее, при анализе результатов численного моделирования для

классификации устойчивых и неустойчивых резонансов использовалась обученная искусственная нейронная сеть (ИНС). Она применялась для обработки временных рядов, связанных с эволюцией резонансных характеристик, определяющих динамическую структуру области окололунного пространства. Используемая нами сеть реализована с помощью библиотеки torch (ссылка на сайт с библиотекой и ее описанием дана в Списке литературы) и изначально написана авторами статьи для классификации резонансов в околоземном пространстве (Красавин и др., 2021). Модель была “переучена” для распознавания резонансов в окололунном пространстве. Подробное описание реализованной ИНС и результаты ее

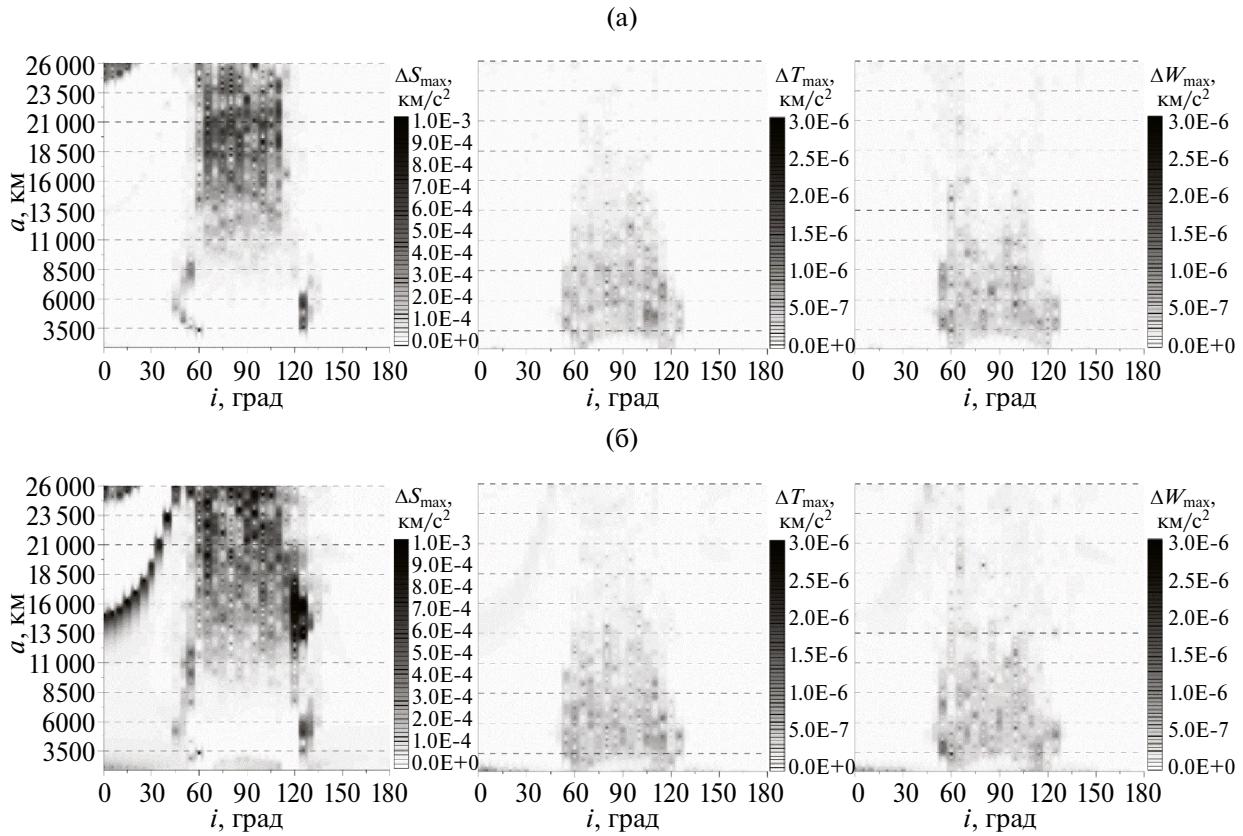


Рис. 12. Оценки вклада СД в движение ИСЛ при разных значениях парусности: (а) – вклад СД в движение при $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (б) – вклад СД в движение при $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

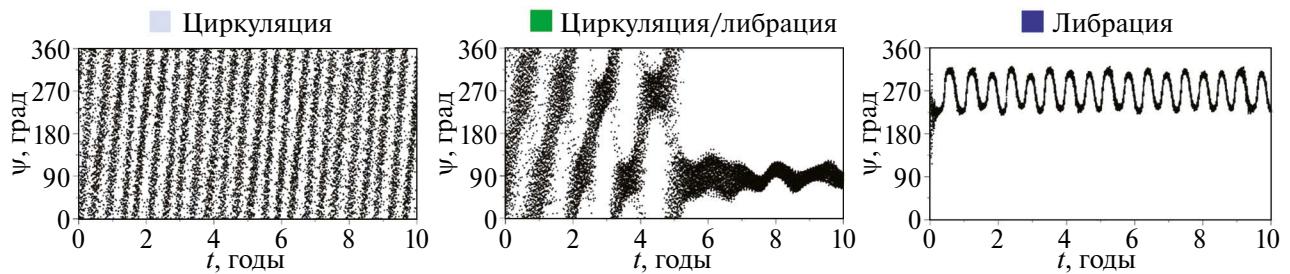


Рис. 13. Правила выбора типа резонансных характеристик и цветовое обозначение их на резонансных картах.

применения для выявления резонансов в околосолнечном пространстве можно найти в нашей работе (Красавин и др., 2021), поэтому в данной работе мы ее приводить не будем. Потребность в применении ИНС, обученной классифицировать резонансы, возникла в связи с необходимостью обработки большого числа временных рядов, связанных с эволюцией резонансных характеристик. Количество обрабатываемых рядов составило порядка 250 тыс., и их обработка вручном режиме потребовала бы больших временных

затрат. Аналитические методы классификации не обладают достаточной точностью, чтобы автоматизировать этот процесс. В связи с чем и использовались методы машинного обучения, а именно классификатор на основе ИНС.

Графики на рис. 14–23 позволяют сделать вывод, что воздействие СД изменяет область влияния вековых резонансов в околосолнечном пространстве. На рис. 24 в качестве примера приведены разности областей действия нескольких резонансов разных порядков.

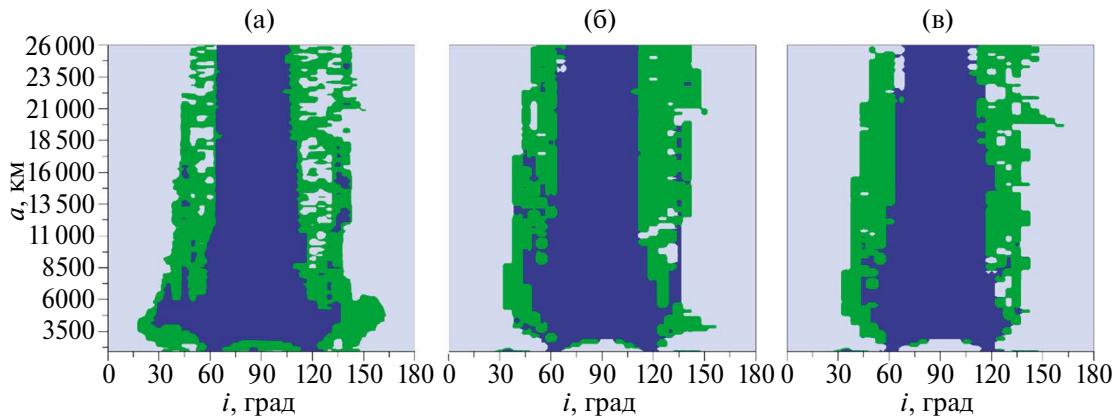


Рис. 14. Области влияния апсидального резонанса первого порядка $\dot{\omega}$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

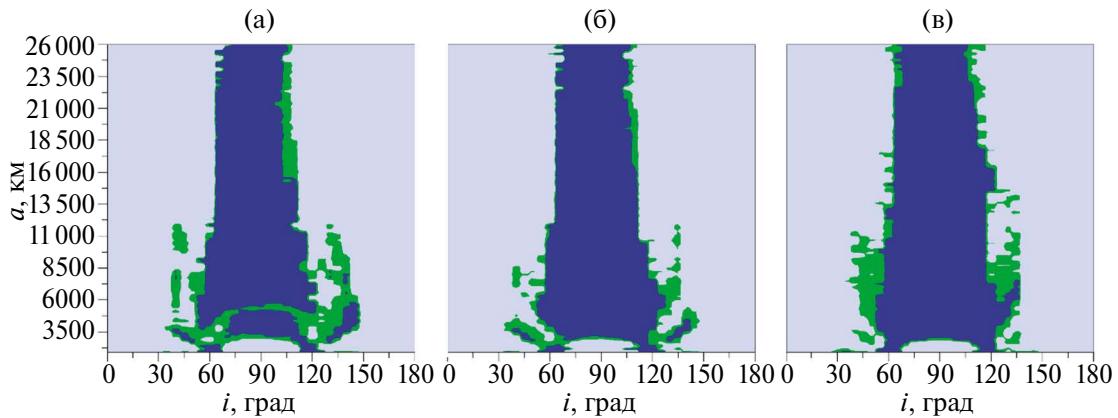


Рис. 15. Области влияния апсидального резонанса второго порядка $\dot{\omega} - \dot{\omega}_s'$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

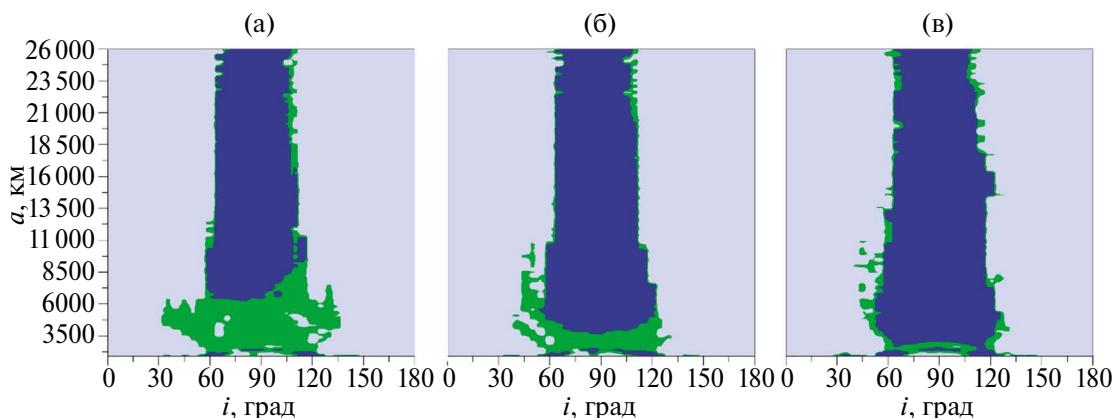


Рис. 16. Области влияния апсидального резонанса второго порядка $\dot{\omega} + \dot{\omega}_s'$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

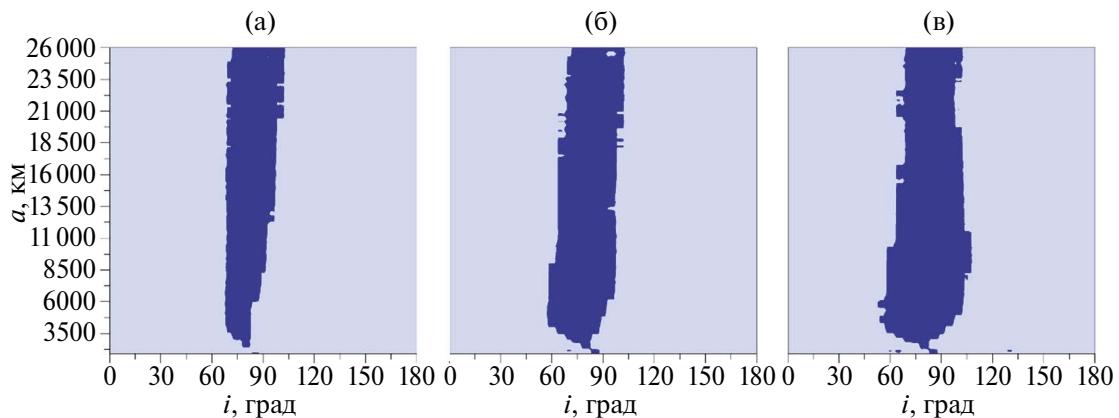


Рис. 17. Области влияния нодальных резонансов второго порядка $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

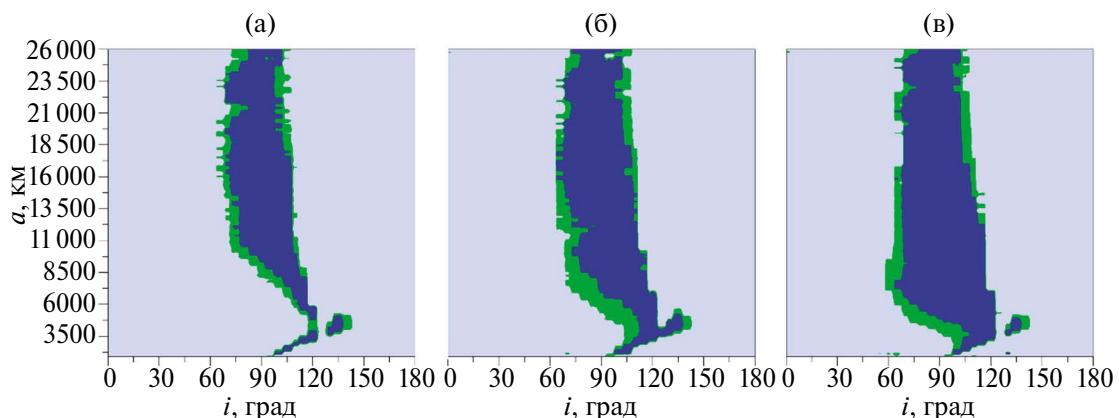


Рис. 18. Области влияния апсидально-нодального резонанса третьего порядка $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - \dot{\omega}'_S$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

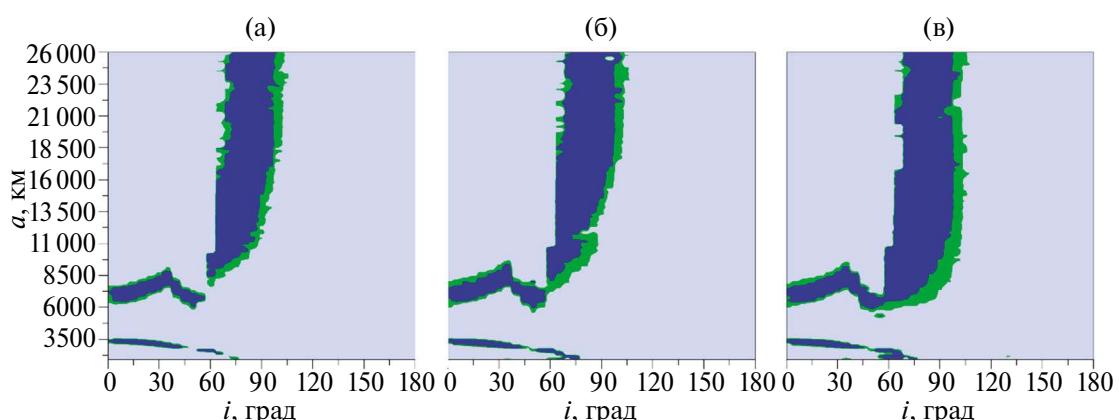


Рис. 19. Области влияния апсидально-нодального резонанса третьего порядка $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_E) + \dot{\omega}'_E$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

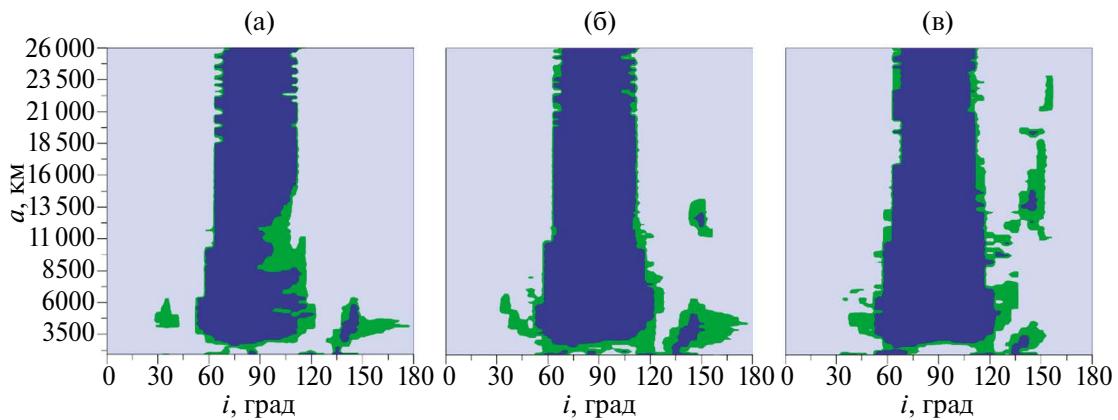


Рис. 20. Области влияния апсидального резонанса первого порядка $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S}) - \dot{\omega}$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

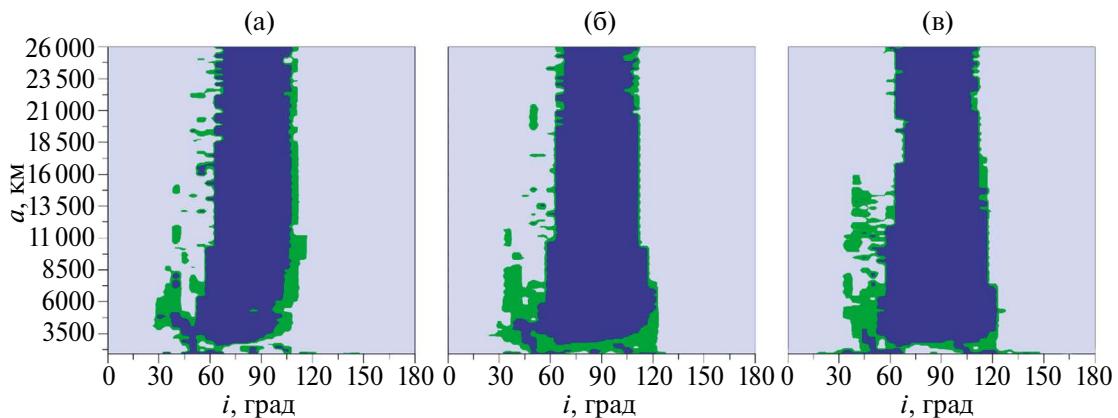


Рис. 21. Области влияния апсидального резонанса второго порядка $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S}) + \dot{\omega}$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

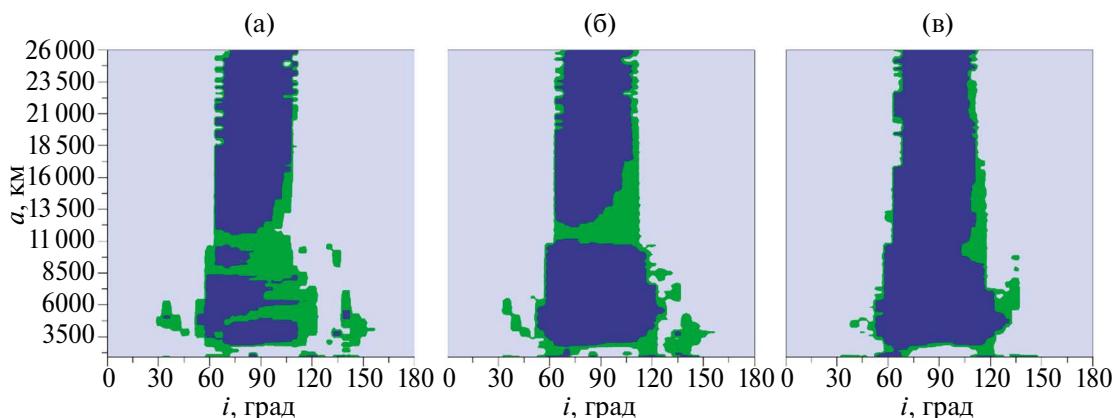


Рис. 22. Области влияния апсидального резонанса второго порядка $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S}) - 2\dot{\omega}$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

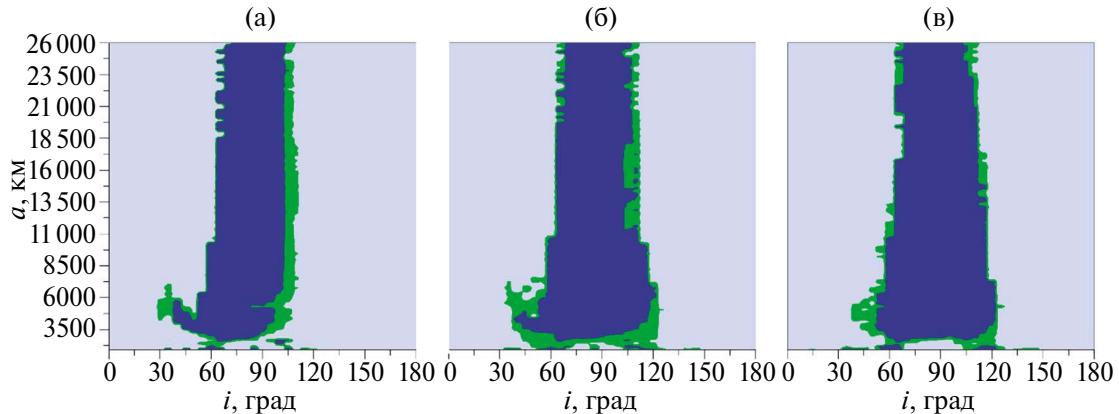


Рис. 23. Области влияния апсидального резонанса второго порядка $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S}) + 2\dot{\omega}$: (а) – без СД; (б) – $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$; (в) – $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

Изменения наблюдаются и в областях наложения резонансов (рис. 25). Полученные оценки позволяют сделать вывод, что область наложения устойчивых и неустойчивых резонансов имеет более четкие границы на низких и средних высотах при учете влияния СД и увеличении параметра парусности. При этом основным следствием воздействия СД на орбитальную динамику ИСЛ является расширение всей области влияния вековых резонансов, что прослеживается на рис. 25в.

Если обратиться к рис. 10а и рис. 11а и сравнить их с рис. 25, то становится очевидным, что дополнительный рост эксцентризитета на средних и высоких орбитах, появляющийся в результате учета влияния СД, не объясняется изменением резонансной структуры возмущений, действующих на окололунные объекты, а является следствием прямого влияния СД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе представлены результаты исследования ряда особенностей динамики окололунных объектов, полученные путем численного моделирования.

Кратко описаны усовершенствования, внесенные в опубликованную ранее (Попандопуло и др., 2022а) Численную модель движения ИСЛ. Они состоят в реализации варианта программы с распараллеливанием расчетов, ориентированного на использование суперкомпьютера Томского государственного университета, использовании нового более эффективного интегратора и создании программного интерфейса.

Рассмотрены особенности динамики низколетящих окололунных объектов. Показано,

что отмеченное многими авторами (Wang, Liu, 2005; Ramanan, Adimurthy, 2005; Gupta, Sharma, 2011; Попандопуло и др., 2022а) короткое время жизни этих объектов на орбитах вызвано ростом эксцентризитета орбиты, связанным с прямым действием сложного гравитационного поля Луны. Прослеживается четкая корреляция между изменением колебаний составляющей силы гравитационного притяжения Луны по радиальной составляющей и колебаниями величины эксцентризитета в зависимости от наклонения орбиты.

Детально исследовано влияние СД на динамику окололунных объектов. Здесь рассмотрены два аспекта: прямое влияние СД на динамику объектов и его влияние на структуру резонансных эффектов.

Показано, что СД оказывает заметное влияние на движение объектов, проявляющееся значительным ростом эксцентризитета. Что касается изменения резонансной структуры возмущений, то здесь удалось выявить только увеличение областей действия многих вековых резонансов за счет появления новых резонансных объектов, которые при отсутствии действия СД резонансными не были. Возможно, как и в случае околоземных объектов (Блинкова, Бордовицьна, 2022), это происходит за счет более раннего проявления резонансов на фоне действия СД. А вот появление новых резонансов под влиянием СД, теоретически обоснованное в работе (Valk и др., 2009) и найденное для околоземных объектов в работах (Belkin, Kuznetsov, 2021; Блинкова, Бордовицьна, 2022), для окололунных объектов не обнаружено. Возможно, из-за недостаточно большого интервала времени, на котором осуществлялось прогнозирования объектов.

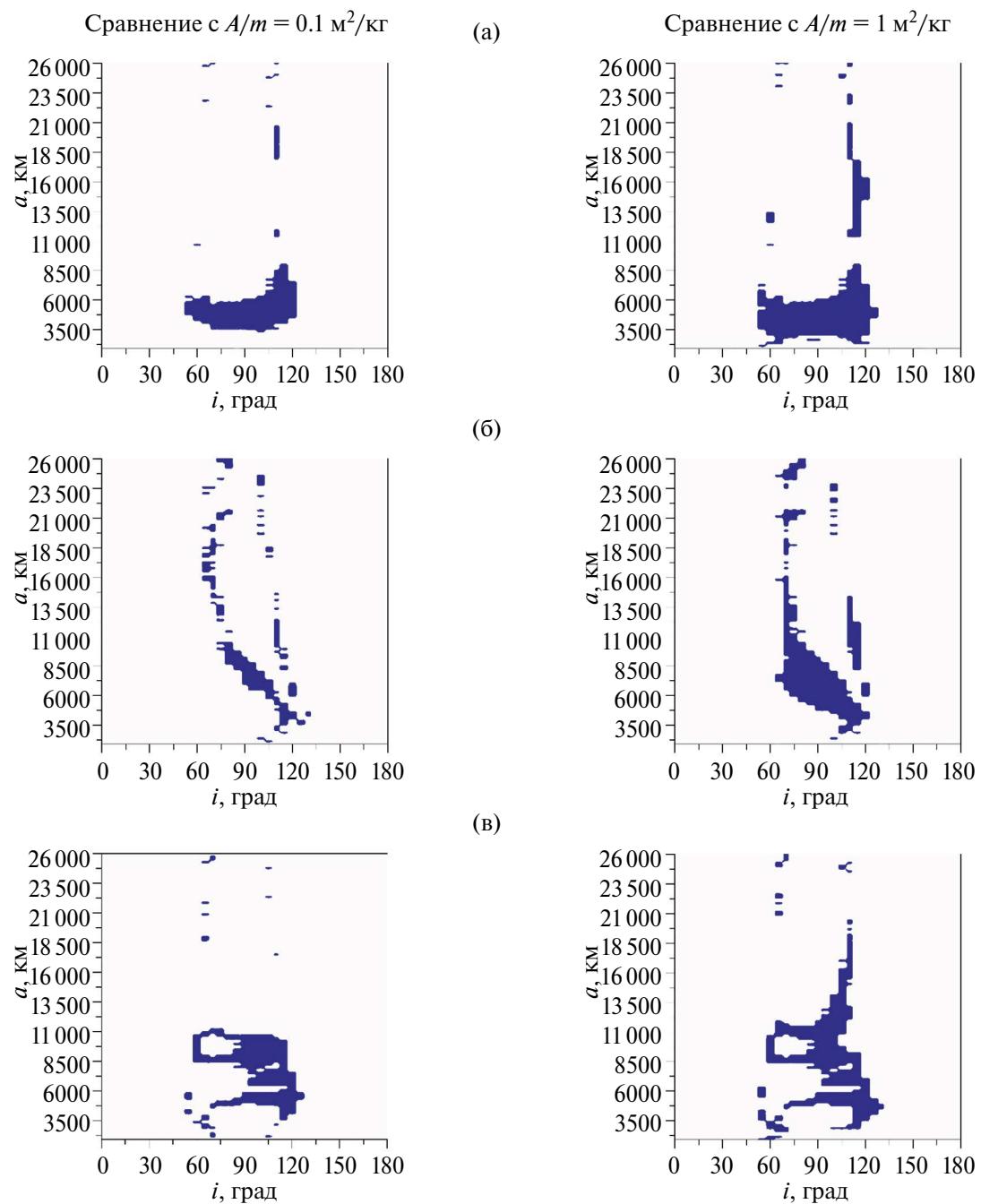


Рис. 24. Примеры разностей областей влияния апсидально-нодальных резонансов, полученных с учетом и без учета воздействия СД. Левые части рисунков демонстрируют сравнение с $A/m = 0.1 \text{ м}^2/\text{кг}$, а правой – с $A/m = 1 \text{ м}^2/\text{кг}$. Показаны разности областей действия нескольких резонансов разных порядков: (а) – для резонанса $\dot{\omega} - \dot{\omega}'_E$; (б) – для резонанса $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_E) - \dot{\omega}'_E$; (в) – для резонанса $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S}) - 2\dot{\omega}$.

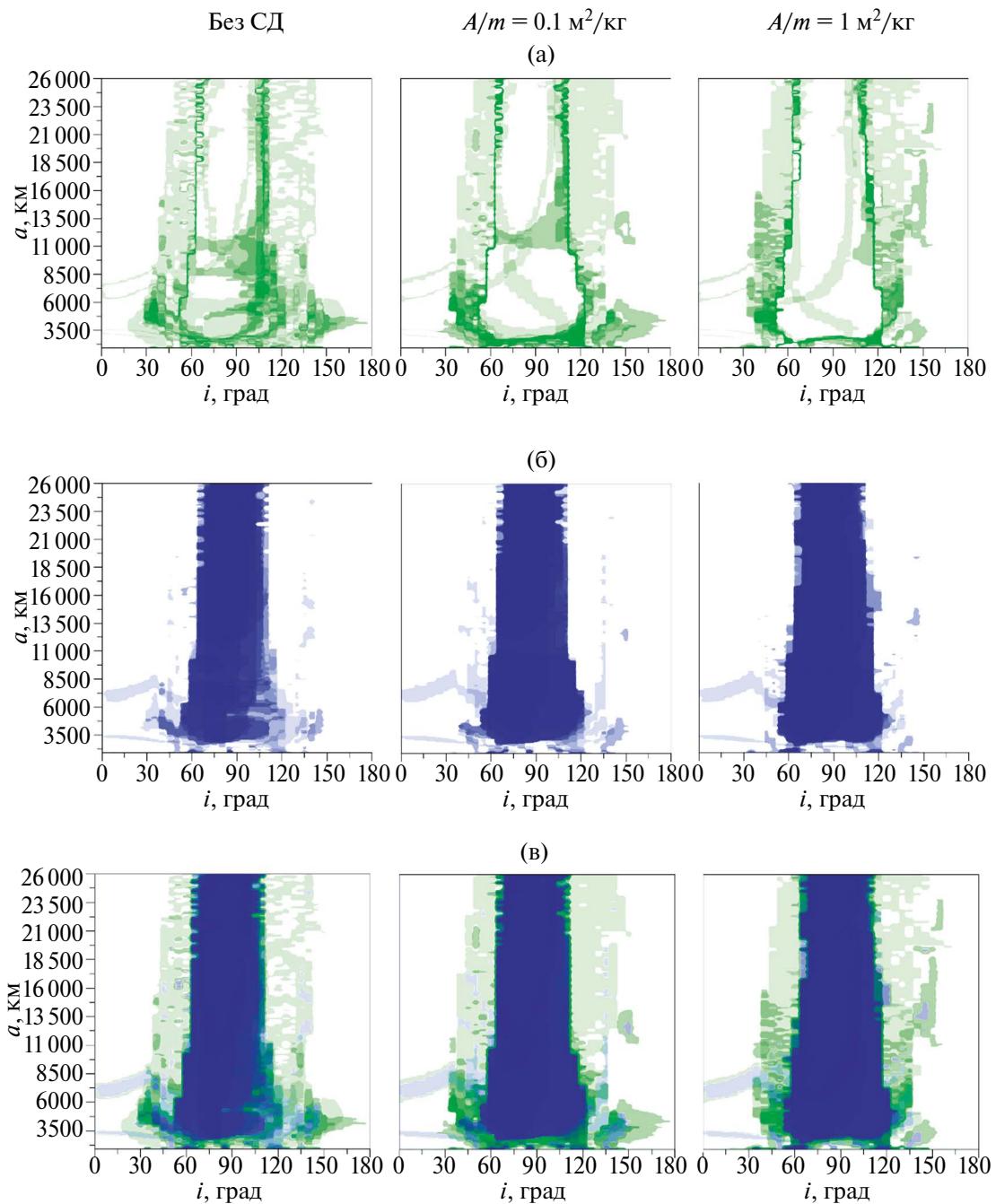


Рис. 25. Карты наложений вековых резонансов при учете и отсутствии влияния СД: (а) – наложение только неустойчивых резонансов; (б) – наложение только устойчивых резонансов; (в) – наложение устойчивых и неустойчивых резонансов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10022, <https://rscf.ru/project/19-72-10022/>

Исследование выполнено с использованием суперкомпьютера СКИФ Cyberia Томского государственного университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авдюшев В.А. Новый коллокационный интегратор для решения задач динамики. I. Теоретические основы // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 11. С. 131–140.
2. Авдюшев В.А. Коллокационный интегратор Lobbie в задачах орбитальной динамики // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 1. С. 36–46. (Avdyushev V.A. Collocation Integrator Lobbie in Orbital Dynamics Problems // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56 (1). P. 32–42. DOI: 10.1134/S0038094622010014)
3. Александрова А.Г., Авдюшев В.А., Попандопуло Н.А., Бордовицьна Т.В. Численное моделирование движения околоземных объектов в среде параллельных вычислений // Изв. вузов. Физика. 2021. Т. 64. № 8. С. 168–175. DOI: 10.1007/s11182-021-02491-3.
4. Александрова А.Г., Бордовицьна Т.В., Чувашов И.Н. Численное моделирование в задачах динамики околоземных объектов // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 1. С. 69–76.
5. Блинкова Е.В., Бордовицьна Т.В. Исследование совместного влияния светового давления и вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца, на динамику объектов в области LEO // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 4. С. 219–236. DOI: 10.31857/S0320930X22040028. (Blinkova E.V., Bordovitsyna T.V. Investigation of the Joint Effect of Light Pressure and Secular Resonances Associated with the Mean Motion of the Sun on the Dynamics of Objects in the LEO Region // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56 (4). P. 207–224. DOI: 10.1134/S0038094622040025).
6. Красавин Д.С., Александрова А.Г., Томилова И.В. Применение искусственных нейронных сетей в исследовании динамической структуры околоземного орбитального пространства // Изв. вузов. Физика. 2021. Т. 64. № 10. С. 38–43. DOI: 10.17223/00213411/64/10/38.
7. Кузнецов Э.Д. О влиянии светового давления на орбитальную эволюцию геосинхронных спутников // Астрон. вестн. 2011. Т. 45. № 5. С. 444–457. (Kuznetsov E.D. The effect of the radiation pressure on the orbital evolution of geosynchronous objects // Sol. Syst. Res. 2011. V. 45. № 5. P. 433–446.)
8. Кузнецов Э.Д., Захарова П.Е., Гламазда Д.В., Кудрявцев С.О. Влияние резонансов высоких порядков на орбитальную эволюцию объектов в окрестности геостационарной орбиты // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 6. С. 482–494. (Kuznetsov E.D., Zakharova P.E., Glamazda D.V., Kudryavtsev S.O. Effect of the high-order resonances on the orbital evolution of objects near geostationary orbit // Sol. Syst. Res. 2014. V. 48. № 6. P. 446–459.) DOI: 10.7868/S0320930X14060048/
9. Описание библиотеки torch для python – URL: <https://github.com/pytorch/pytorch> (06.12.2023)/
10. Попандопуло Н.А., Александрова А.Г., Томилова И.В., Авдюшев В.А., Бордовицьна Т.В. Численное моделирование динамики искусственных спутников Луны // Астрон. вестн. 2022а. Т. 56. № 4. С. 266–284. DOI 10.31857/S0320930X22040077. (Popandopulo N.A., Aleksandrova A.G., Tomilova I.V., Avdyushev V.A., Bordovitsyna T.V. Numerical modeling of the dynamics of artificial satellites of the Moon // Sol. Syst. Res. 2022a. T. 56. № 4. P. 252–270.)
11. Попандопуло Н.А., Александрова А.Г., Бордовицьна Т.В. Анализ динамической структуры вековых резонансов в окололунном орбитальном пространстве // Вестн. Томского государственного университета. Математика и механика. 2022б. № 77. С. 110–124. DOI: 10.17223/19988621/77/9/
12. Попандопуло Н.А., Александрова А.Г., Бордовицьна Т.В. К обоснованию численно-аналитической методики выявления вековых резонансов // Изв. вузов. Физика. 2022в. Т. 65. № 6. С. 47–52.
13. Belkin S.O., Kuznetsov E.D. Orbital flips due to solar radiation pressure for space debris in near-circular orbits // Acta Astronautica. 2021. 178. P. 360–369.
14. Condoleo E. Lunar High precision Orbit Propagator (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/64408-lunar-high-precision-orbit-propagator>). 2017. MATLAB Central File Exchange. (13.09.2023)
15. Gonçalves L.D., Rocco E.M., De Moraes R.V. Analysis of the influence of orbital disturbances applied to an artificial lunar satellite // J. Physics Conf. Ser. (Online). 2015. V. 641 (1). Id. 012028 (7 p.)
16. Goossens S., Sabaka T., Wieczorek M., Neumann G., Mazarico E., Lemoine F., Nicholas J., Smith D., Zuber M. High-resolution gravity field models from GRAIL Data and implications for models of the density structure of the Moon's crust // J. Geophys. Res.: Planets. 2020. V. 125 (2). Id. e2019JE006086 (31 p.)
17. Gordienko E.S., Ivashkin V.V., Simonov A.V. Analyzing stability of orbits of artificial satellites of the Moon and choosing the configuration of the lunar navigation

- satellite system // *Sol. Syst. Res.* 2017. V. 51 (7). P. 654–668. DOI: 10.1134/S0038094617070061.
18. *Gupta S., Sharma R.* Effect of altitude, right ascension of ascending node and inclination on lifetime of circular lunar orbits // *Int. J. Astron. and Astrophys.* 2011. V. 1 (3). P. 155–163.
19. *Konopliv A.S., Asmar S.W., Carranza E., Sjogren W.L., Park R.S., Yuan D.N.* Recent gravity models as a result of the lunar prospector mission // *Planet. and Space Sci.* 2001. V. 150 (1). P. 1–18.
20. *Ramanan R.V., Adimurthy V.* An analysis of near circular lunar mapping orbits // *J. Earth Syst. Sci.* 2005. V. 114 (6). P. 619–626.
21. *Song Y.J., Park S.Y., Kim H.D., Sim E.S.* Development of precise lunar orbit propagator and lunar polar orbiter's lifetime analysis // *J. Astron. and Space Sci.* 2010. V. 27 (2). P. 97–106.
22. Spherical Harmonic ASCII Model of the gravity fields of Earth's Moon GRGM1200L – 2021a – URL: https://pds-geosciences.wustl.edu/grail/grail-1-lgrs-5-rdr-v1/grail_1001/shadr/gggrx_12001_bouguer_sha.tab
23. Spherical Harmonic ASCII Model of the gravity fields of Earth's Moon GRAIL – 2021b – URL: https://pds-geosciences.wustl.edu/grail/grail-1-lgrs-5-rdr-v1/grail_1001/shadr/
24. *Wang H.-H., Liu L.* A study on the relationship between the orbital lifetime and inclination of low lunar satellites // *Chinese J. Astron. and Astrophys.* 2005. V. 5 (6). P. 665–670.
25. *Valk S., Delsate N., Lemaitre A., Carletti T.* Global dynamics of high area-to-mass ratios GEO space debris by means of the MEGNO indicator // *Adv. Space Res.* 2009. V. 43. P. 1509–1526.