

СОДЕРЖАНИЕ

Том 55, Номер 3, 2021

Топографические особенности лунных морей и бассейнов <i>Ж. Ф. Родионова, А. Ю. Жаркова, Е. А. Гришакина, В. В. Шевченко</i>	195
Распределение транзитных экзопланет по массе с использованием зависимостей масса-радиус. Структурирование внутри планетных систем <i>О. Я. Яковлев, А. Е. Иванова, В. И. Ананьева, И. А. Шашкова, А. В. Юдаев, Ж.-Л. Берто, А. В. Тавров</i>	213
Имитационное моделирование структуры пылевых фрактальных кластеров в протопланетных газопылевых дисках <i>А. В. Русол</i>	232
Моделирование фрагментации пыле-ледяных кластеров на линии льда в протопланетных дисках <i>М. Я. Маров, А. В. Русол, А. Б. Макалкин</i>	244
О характеристиках особых траекторий астероида Апофис и возможности увода его от соударений с Землей <i>Л. Л. Соколов, Г. А. Кутеева, Н. А. Петров, Б. Б. Эскин, И. А. Баляев, А. А. Васильев</i>	265
Вековые резонансы в динамике объектов, движущихся в областях LEO–MEO околоземного орбитального пространства <i>А. Г. Александрова, Е. В. Блинкова, Т. В. Бордовицына, Н. А. Попандопуло, И. В. Томилова</i>	272
Игорь Станиславович Веселовский (17.12.1940–30.12.2020)	288

УДК 523.34

ТОПОГРАФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ЛУННЫХ МОРЕЙ И БАССЕЙНОВ

© 2021 г. Ж. Ф. Родионова^{a, *}, А. Ю. Жаркова^{a, b}, Е. А. Гришакина^c, В. В. Шевченко^a

^aГосударственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва, Россия

^bМосковский государственный университет геодезии и картографии (МИИГАиК), Москва, Россия

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

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

Поступила в редакцию 23.07.2020 г.

После доработки 22.12.2020 г.

Принята к публикации 18.01.2021 г.

Построены и изучены более 70 топографических профилей 34 крупных лунных морей и бассейнов с целью получения количественных значений параметров, характеризующих эти образования, выявления закономерностей и особенностей их рельефа. Исследована зависимость абсолютной высоты дна и глубины бассейнов от широты, долготы, размеров и относительного возраста. Абсолютная высота дна образований на видимом полушарии, как и следовало ожидать, меньше, чем на обратном полушарии. В долготном направлении заметна тенденция увеличения глубины бассейнов в направлении от центрального меридиана к 180 меридиану (от центра видимого полушария до центра обратного полушария). Гребни валов на всем протяжении каждого из бассейнов часто имеют разные высоты. В зависимости от этой разности высот гребня вала выделены три группы бассейнов, отличающиеся перепадами высот. Предполагается, что чем больше перепад высот гребней валов, тем более косым было падение ударника. Корреляции отмеченных выше параметров с относительным возрастом в данном исследовании не обнаружено. Морфометрические исследования ударных кольцевых структур на Луне и их интерпретация позволяют предположить, что в раннюю эпоху эволюции лунной поверхности в период около 4.4–4.0 млрд лет основными ударниками были тела кометной природы из Пояса Койпера или из Облака Оорта.

Ключевые слова: Луна, рельеф, моря, бассейны, абсолютные высоты, перепады высот, относительный возраст, аномалии Буге

DOI: 10.31857/S0320930X21030063

ВВЕДЕНИЕ

Топография лунных морей и бассейнов обсуждалась во многих статьях и книгах (Melosh, 1989; Spudis, 2005; Head, 2010; Byrne, 2008; 2016; Neumann и др., 2015; Smith и др., 2017). Как известно, на видимой стороне расположено больше бассейнов диаметром более 300 км, чем на обратной стороне (Miljković и др., 2013). Это можно объяснить различиями в свойствах мишени, в распределении температуры и пористости (Neumann и др., 2015; Wiczorek и др., 2013). В настоящей работе мы подробно рассмотрим количественные характеристики крупных бассейнов и некоторые особенности их строения и распределения по поверхности Луны.

Используя современную цифровую модель рельефа (ЦМР) Луны и программы ArcGIS мы построили топографические профили для 34 крупных лунных морей и бассейнов. Эти профили в основном построены в двух направлениях: север-юг и запад-восток. В ряде случаев потребовались профили в других направлениях. Наиболее точ-

ная трехмерная ЦМР рельефа Луны создана на основе объединенных данных лазерного альтиметра (LOLA) космического аппарата Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO) и стереоскопических данных японского аппарата Кагуя, при горизонтальном разрешении 512 пикселей на градус (~60 м на экваторе) имеет точность по вертикали ~3–4 м (Barker и др., 2016). Для глобальной характеристики топографии лунных морей и крупных бассейнов мы использовали ЦМР с меньшим горизонтальным разрешением 118 м на пиксель (Scholten и др., 2012). Фрагмент ЦМР на район Моря Восточного и его окрестностей приведен на рис. 1. Средний уровень поверхности Луны принят равным 1737.4 км. По этим данным ранее были составлены Гипсометрическая карта Луны (Гришакина и др., 2014) и Обзорная карта Луны (Гришакина и др., 2018), которые использовались в данном случае для контроля построения профилей.

Возраст образований лунной поверхности обычно определяют по изотопному отношению в породах. На Луне выделяют следующие периоды

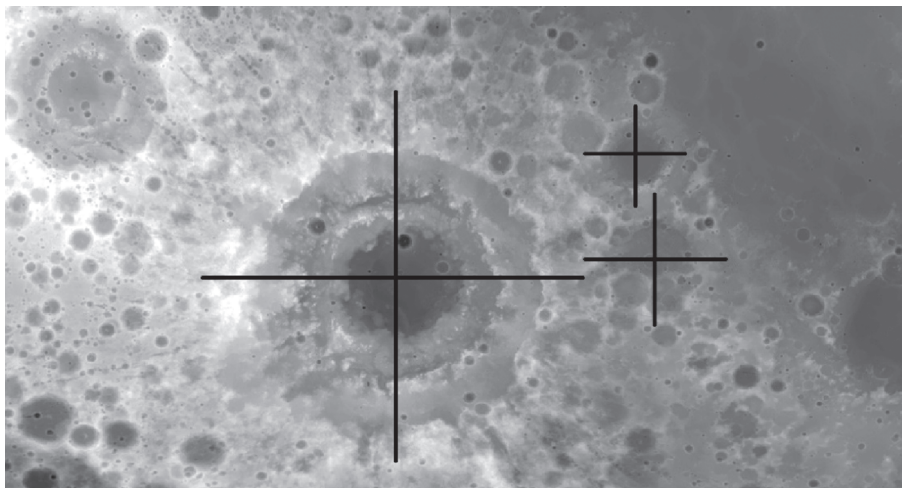


Рис. 1. Пример ЦМР на район Моря Восточного и его окрестностей. Линиями отмечены направления построения профилей.

при переходе от старых форм рельефа к молодым (Wilhelms и др., 1978): до Нектарианский (pre-Nectarian Period), Нектарианский (Nectarian Period), ранний Имбрийский (Early Imbrian Period), поздний Имбрийский (Late Imbrian Period), Эратосфеновский (Eratosphenian Period) и Коперниковский (Copernican Period). Поскольку с обратной стороны Луны образцы породы не были пока доставлены, оценка возраста событий может быть определена по отношению к возрасту образований на видимой стороне. Образования обратной стороны, которые моложе, чем Бассейн Моря Восточного относятся к Поздне-Имбрийскому периоду, Эратосфеновскому или Коперниковскому периодам в зависимости от степени разрушенности этих образований и от количества наложенных на них кратеров. Наличие лучевых систем у кратеров свидетельствует о более позднем их формировании.

Менее точная оценка возраста образования определяется по подсчету плотности кратеров и используется для определения времени бомбардировки. Так, например, для того, чтобы оценить последовательность формирования ударных бассейнов и морей, Фассет с соавторами (Fasset и др., 2012) использовали топографию LOLA LRO для определения количества наложенных ударных кратеров для 30-ти лунных бассейнов диаметром более 300 км. Бирн (Byrne, 2016) в своем каталоге предложил использовать последовательные номера как свидетельство относительного возраста 72 лунных ударных объектов. В его каталоге номера от 1 до 44 относятся к до-Нектарскому периоду, от 45 до 65 — к Нектарскому периоду, от 66 до 69 — к раннему Имбрийскому периоду и, наконец, числа от 70 до 72 соответствуют позднему Имбрийскому периоду. На рис. 2 показана карта исследуемых нами образований с указанием но-

меров Бирна, характеризующих последовательность их формирования. Исследованы все моря и бассейны, имеющие округлую форму, диаметром более 300 км, а также хорошо сохранившиеся структуры диаметром 200 км и более. Обзорная карта Луны (Гришакина и др., 2018) использована в качестве основы рис. 2.

В табл. 1 нами проведено сравнение периодов образования (последовательного возраста) лунных бассейнов в работах (Fasset и др., 2012) и (Byrne, 2016). Последовательность образования бассейнов отличается в двух работах. Для корреляционного анализа возрастных особенностей бассейнов мы использовали в дальнейшем данные Бирна (Byrne, 2016), как более полные.

ХАРАКТЕРИСТИКА НЕКОТОРЫХ ПРОФИЛЕЙ БАССЕЙНОВ И МОРЕЙ ЛУНЫ. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Детальный профиль гигантского бассейна Южный полюс—Эйткен в направлении север-юг, вдоль меридиана 180° (рис. 3а) показал значительный перепад высот: от +6 до -8 км (Чуйкова и др., 2019). Новые профили этого древнего бассейна диаметром более 2500 км, построены нами в направлении запад-восток вдоль параллели 56° (рис. 3б).

Образования, сформированные на дне бассейна в результате последующих ударных процессов, имеют ассиметричные склоны в соответствии с рельефом дна бассейна (рис. 3а, 3б). По мнению Меллоша и его соавторов (Melosh и др., 2017) при образовании самого крупного бассейна Луны была вскрыта верхняя мантия Луны и большое количество этого материала отложено на склонах гигантского образования. В отличие от ряда работ, признающих происхождение бассейна в ре-

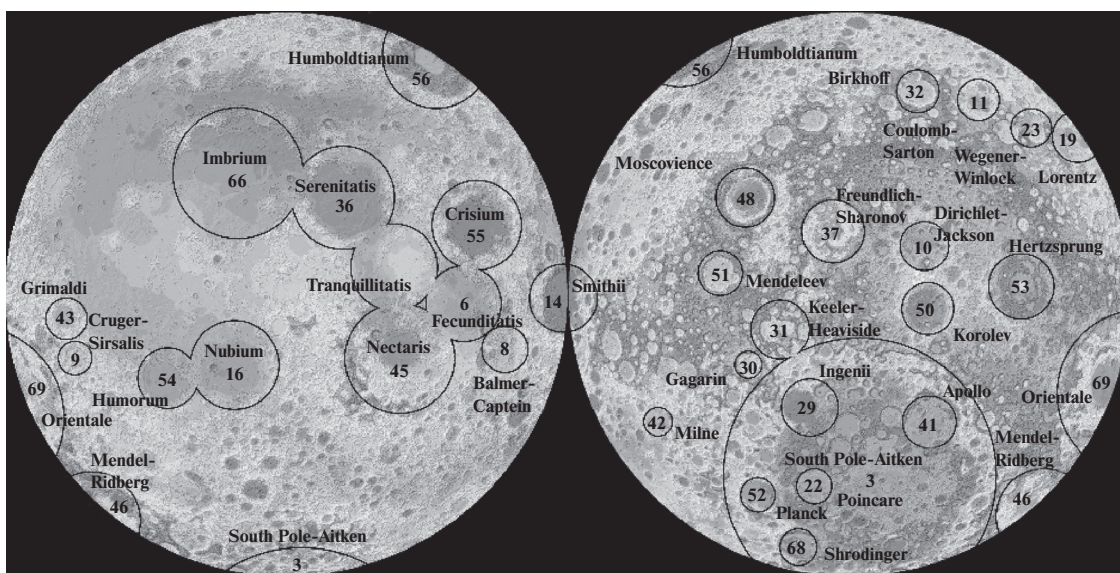


Рис. 2. Последовательные номера, присвоенные Бирном (Birne, 2016) морям и крупным бассейнам.

зультате падения крупного астероида в работе (Шевченко и др., 2007) сделан вывод о том, что уникальные особенности природы бассейна могли быть обусловлены необычным формированием бассейна в результате воздействия тела кометного типа. Интересно, что кратеры в бассейне Южный полюс–Эйткен оказались менее разрушенными, чем те, которые находятся в области морей. Террасы на внутренних склонах этих кратеров, также менее деградированы (Родионова, Козлова, 2000). Ученые Бэйлорского университета в США обнаружили в районе крупнейшего бас-

сейна Луны гравитационную аномалию. По мнению астрономов, она может представлять собой остатки металлического астероида. Еще одним объяснением является вулканическая активность. В лунной мантии содержится высокая концентрация оксидов титана, которая при остывании излившейся магмы могла сосредоточиться под бассейном Южный полюс–Эйткен.

На профилях бассейна Аполлон диаметром 524 км (рис. 4), расположенном внутри бассейна Южный полюс–Эйткен, видно, что северный гребень расположен выше южного на 4.5 км. Во-

Таблица 1. Сравнительная таблица определения последовательного возраста

Название бассейна	Фассет	Бирн	Название бассейна	Фассет	Бирн
ЮПЭ	PN	3	Фрейндлих–Шаронов	PN/N	37
Кулон–Сартон	PN	11	Нектара	N	45
Дирихле–Джексон	PN	10	Королев	N/PN	50
Крюгер–Сирсалис	PN	9	Менделеев	N/PN	51
Смита	PN	14	Герцшпрунг	N/PN	53
Шиллер–Цукки	PN	13	Гримальди	N/PN	43
Амундсен–Гансвиндт	PN	15	Мендель–Ридберг	N/PN	46
Пуанкаре	PN	22	Москвы	N	48
Лоренц	PN	19	Кризисов	N	55
Фицджеральд–Джексон	PN	21	Влажности	N	54
Биркхоф	PN	32	Гумбольдта	N	56
Мечты	PN	29	Дождей	I	66
Ясности	PN	36	Шредингер	I	68
Аполлон	PN/N	41	Восточное	I	69

PN – до Нектарианский период, N – Нектарианский период, I – Ибрийский период.

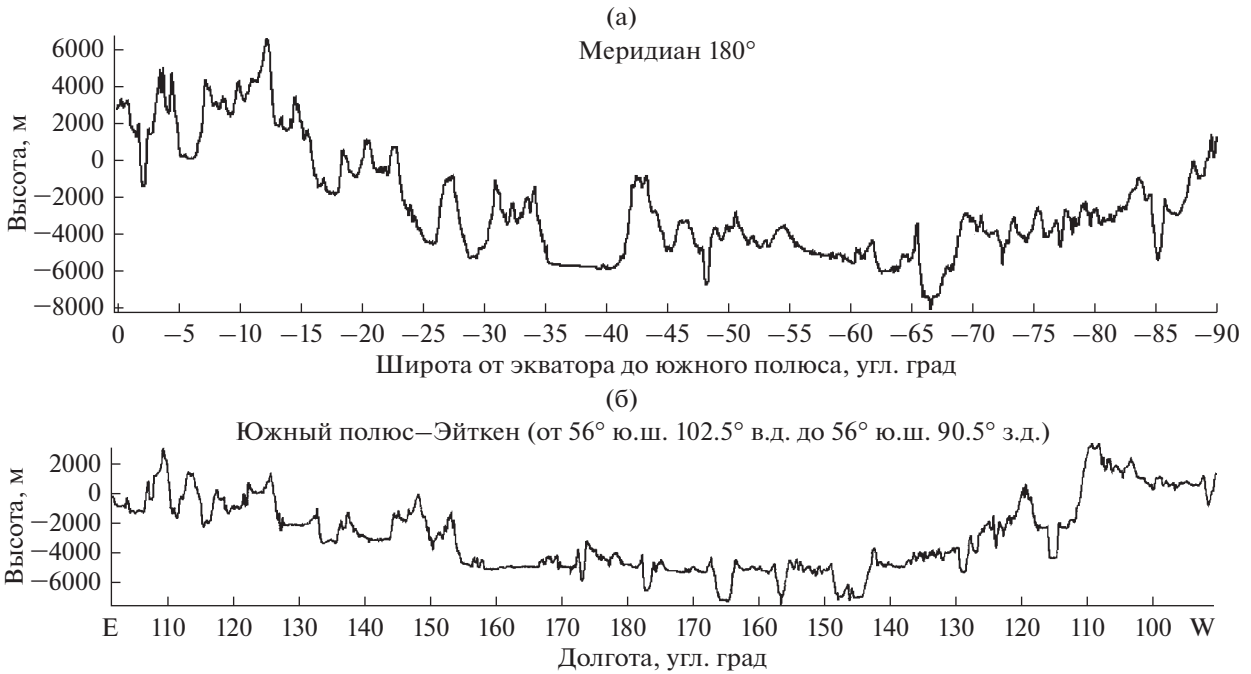


Рис. 3. (а) Профиль бассейна Южный полюс–Эйткен, построенный для южного полушария вдоль меридиана 180°. (б) Профиль бассейна Южный полюс–Эйткен, построенный вдоль параллели 56° S.

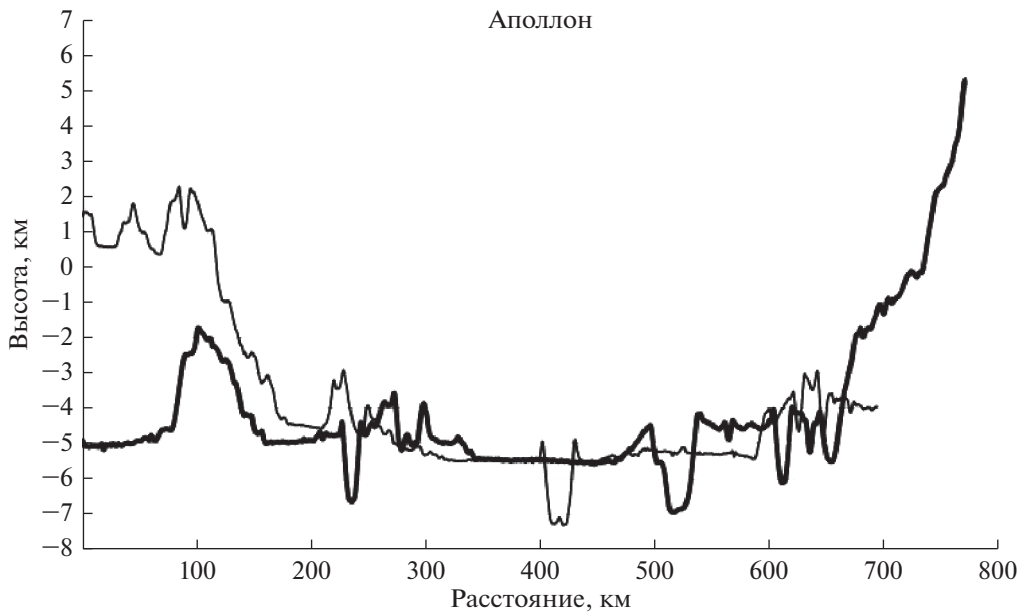


Рис. 4. Профили бассейна Аполлон. Тонкой линией (на всех профилях) показан профиль в направлении север-юг, жирной линией – профиль в направлении запад-восток.

сточный гребень Аполлона отличается от западного на 6 км. Абсолютная высота дна бассейна соответствует отметке -5.5 км. Над дном бассейна возвышается частично сохранившееся внутреннее кольцо, высотой около 2 км. Большое отличие в высотах гребня бассейна объясняется его

расположением на внутреннем склоне гигантского бассейна Южный полюс–Эйткен.

На рис. 5 представлены профили бассейна Королев диаметром 423 км. Северный гребень находится на отметке 8.6 км, а южный на отметке 8.0 км, западный вал отличается от восточного на 0.8 км.

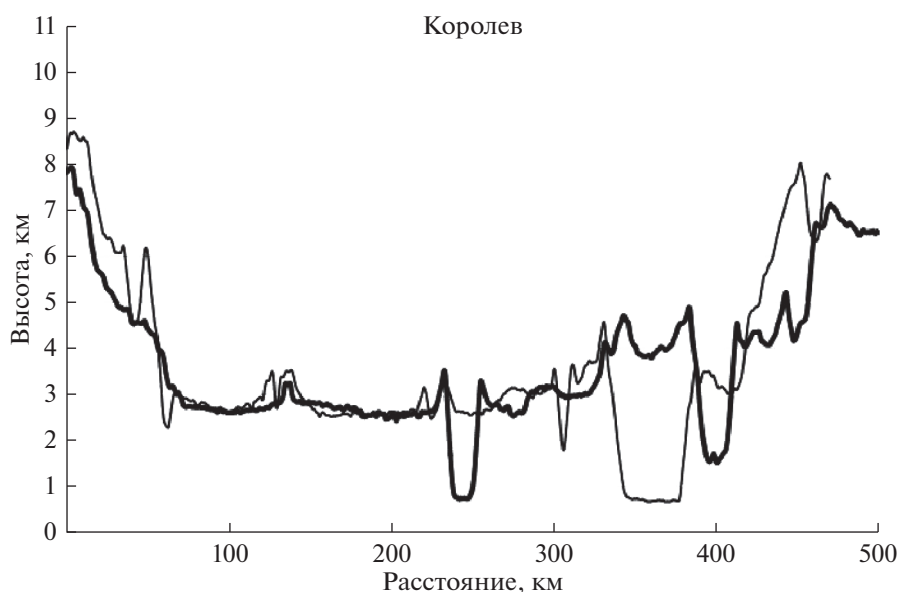


Рис. 5. Профили бассейна Королев.

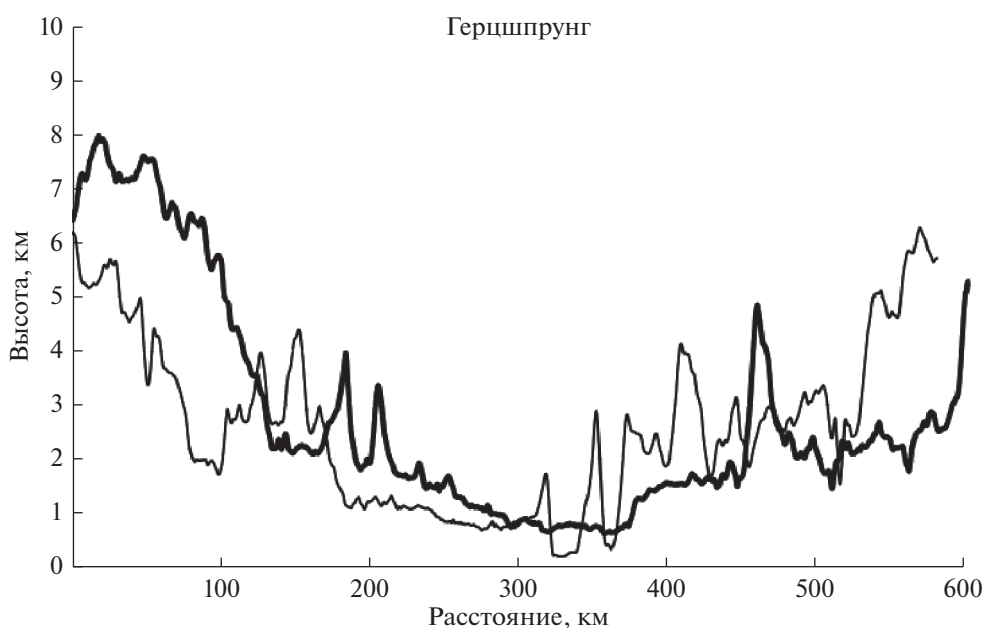


Рис. 6. Профили бассейна Герцшпрунг.

Внутреннее кольцо бассейна сильно разрушено и прослеживается только частично, возвышаясь над дном бассейна на 1–2 км.

В отличие от Королева в бассейне Герцшпрунг диаметром 536 км (рис. 6) хорошо прослеживается внутреннее кольцо, возвышающееся над дном на 3.5 км. Склоны бассейна асимметричны. Гребни северного и южного валов находятся на одинаковой отметке 6.3 км. В то время, как разница в

высотах западного и восточного гребней составляет около 3 км.

Бассейн Моря Москвы представляет особый интерес, поскольку является трехкольцевым образованием с асимметричными склонами и самой тонкой корой в основании. Внутреннее кольцо, вероятно, представляет собой материал, поднятый и обнаженный из глубины (Head, 2010). Данные прибора МЗ КА “Чандрайан-1” выявили

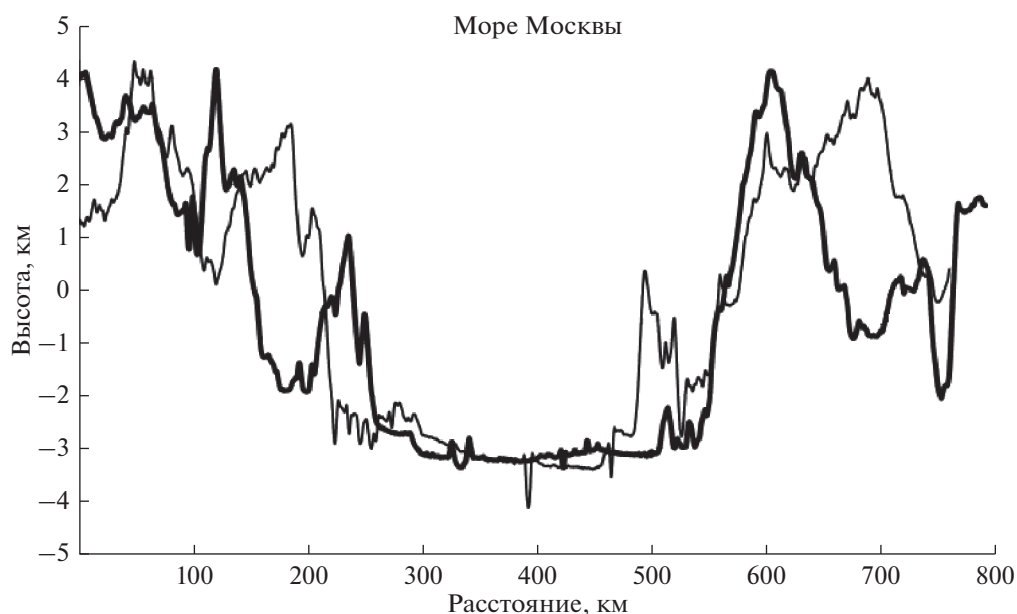


Рис. 7. Профили Моря Москвы.

весьма необычные типы горных пород в пределах бассейна Моря Москвы (Pieters и др., 2011).

На профиле Моря Москвы (рис. 7) в направлении север/юг, видно, что северный склон более крутой. На менее крутом южном склоне возвышаются три гребня с отметками 0.4, 3.0 и 4.0 км. Таким образом, южный внутренний склон бассейна представлен тремя гребнями, возвышающимися над дном на 3, 6 и 8 км, в то время как северный склон представлен гребнями высотой 3.2 и 4.3 км. Дно бассейна, наклоненное к югу, находится на отметке минус 3.2 км. Западный склон менее крутой, чем восточный. Внешний западный гребень находится на отметке 4.2 км, как и более крутой восточный гребень. Таким образом, перепад высот в бассейне (глубина Моря Москвы) составляет около 8 км.

Многокольцевой бассейн Моря Восточного представлен на профилях рис. 8. Наивысшие отметки гребней северного склона составляют 3.5, 3, 1.7 км, в то время как южного склона 5, 4.4, 3.2 км и несколько гребней, расположенных ниже 1 км. Наблюдается в среднем разница в 1 км. Самая низкая отметка дна — 2.9 км. На западном склоне наивысшие отметки гребней составляют 7.3, 5.2 км и несколько гребней ниже 1 км, а на восточном: 3.2, 2.2 км и ниже 1 км. Таким образом, в отличие от направления север/юг восточный склон бассейна Моря Восточного на 4 км ниже западного.

Бассейн Моря Кризисов вытянут в направлении запад/восток, поэтому профили в направлении север/юг и запад/восток отличаются (рис. 9). Абсолютная отметка дна Моря Кризисов состав-

ляет -3.6 км. Северный гребень вала, находится на отметке 1.8 км, в то время как сложный южный гребень вала на отметке от минус 0.7 км до плюс 0.4 км. Разница в высотах гребня составляет около 2 км. Несколько гребней можно видеть на западном и восточном склонах. Восточный вал разрушен и его гребни расположены на отметках от минус 0.5 км до плюс 2 км. Максимальный перепад высот в Море Кризисов составляет 5.5 км.

Средняя отметка дна Моря Смита (рис. 10) составляет -3.6 км. Северный гребень вала находится ниже западного на 1.5 км, ниже южного на 0.3 км. Максимальный перепад высот в Море Смита составляет около 5 км.

Профили бассейна Моря Нектара (рис. 11) в направлении север/юг выглядят симметричными, в то время, как в направлении запад/восток асимметричными. Дно бассейна находится на отметке -2.7 км. Северный и южный гребни расположены на высоте около 1 км, а западный и восточный гребни отличаются по высоте на 2.5 км. На внутреннем склоне западного вала отчетливо видны два гребня, составляющие сброс Алтай, а на восточном три гребня — Пиренеи. Как и следовало ожидать, профили морей видимой стороны (рис. 9–11) отличаются от профилей бассейнов обратной стороны (рис. 3–8) более ровной поверхностью дна.

Наше исследование показывает, что в зависимости от разности высот гребня вала (Δh) можно составить три группы крупных бассейнов и морей: 1 — с разницей в высоте гребней от 6 до 2.9 км; 2 — от 2.2 до 1.5 км; 3 — менее 1.2 км (табл. 2). Этот параметр введен нами, по-видимому, впервые. В первую и

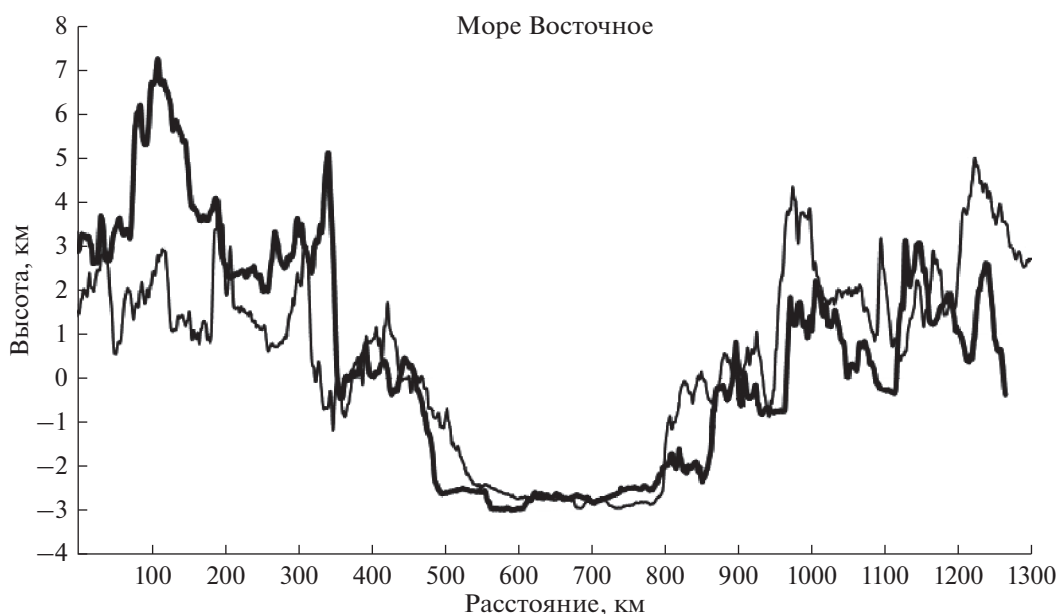


Рис. 8. Профили бассейна Море Восточное.

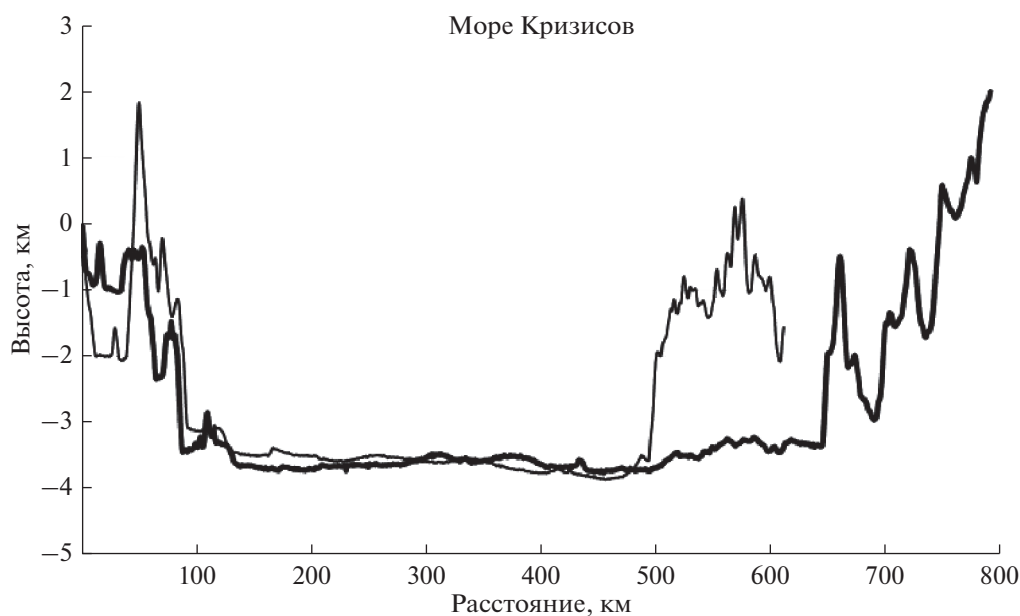


Рис. 9. Профили Моря Кризисов.

вторую группы попали как до-нектарианского, нектарианского, так и имбрийского возраста бассейны, причем последовательность номеров Бирна не зависит от перепада высот гребней. В третьей группе не оказалось бассейнов имбрийского периода, а последовательные номера встречаются как до-нектарианского, так и нектарианского периодов. Выявлена слабая зависимость ($r = 0.15$) перепада высот гребня вала от последовательных номеров Бирна.

Можно предположить, что бассейны первой группы сформировались при более низких углах падения ударников, образовавших бассейны, чем остальные.

В табл. 3 приведены названия исследованных нами морей и бассейнов, координаты, диаметры, абсолютная высота дна, величина аномалий Буге (Neumann и др., 2015) и последовательные номера Бирна (Burgne, 2016), соответствующие относительному возрасту образований, среднее значе-

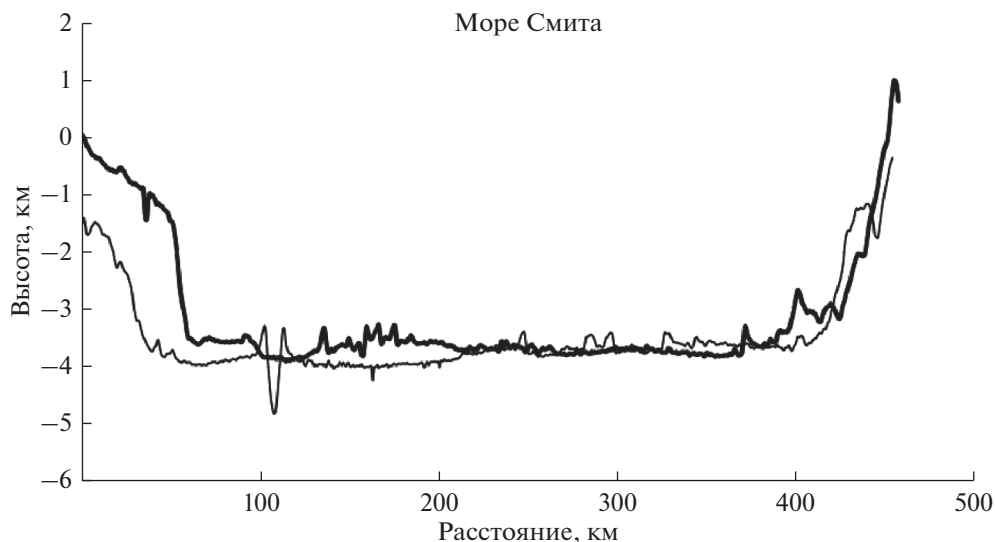


Рис. 10. Профили Моря Смита.

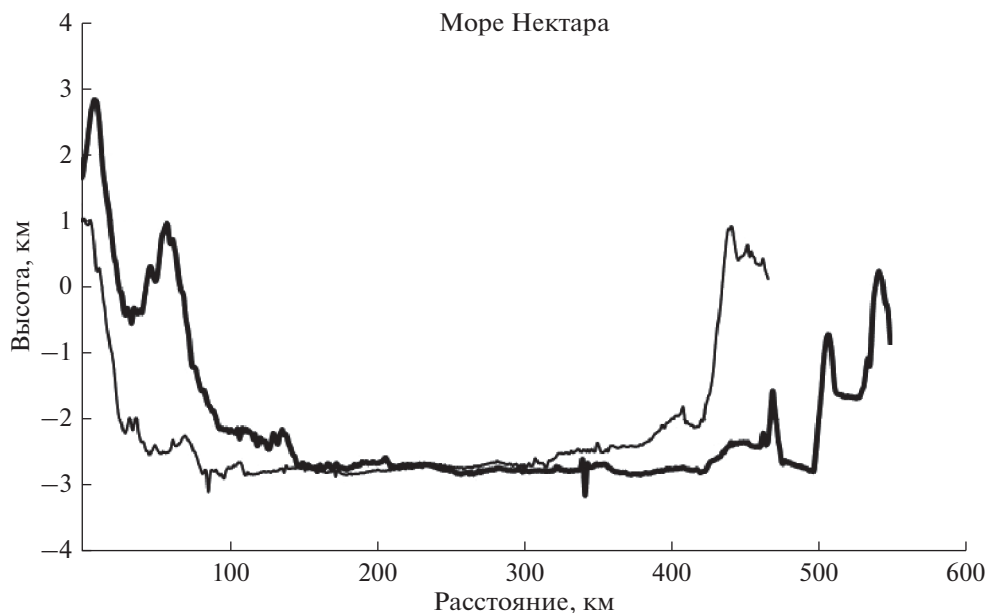


Рис. 11. Профили Моря Нектара.

ние различия в высотах гребня вала, среднее значение глубины исследуемого образования, а также отношение глубины к диаметру.

Нами исследована зависимость параметров, приведенных в табл. 3, от широты (рис. 12а, 12б), долготы (рис. 13, 14), диаметров (рис. 15, 16) и последовательных номеров Бирна (Вугпе, 2016), отмеченных на рисунках номерами. Звездочкой обозначено Море Спокойствия, которого не оказалось в таблице Бирна. Ромбиками показаны моря видимой стороны, кружками — бассейны обратной стороны.

На разных широтах можно видеть отрицательные и положительные значения абсолютных высот дна, глубин бассейнов, а также разные последовательные номера Бирна. Коэффициент корреляции абсолютной высоты дна морей и бассейнов от широты для всей Луны (рис. 12а) составляет $r = -0.27$ (слабая обратная корреляция). Если же отдельно рассматривать видимое ($r = -0.57$) и обратное полушария ($r = 0.45$), то наблюдается заметная обратная и умеренная положительная корреляции. Для рис. 12б характерна слабая обратная корреляция ($r = -0.26$).

Таблица 2. Три группы бассейнов, отличающихся разницей в высотах гребней

Название	\hat{h}	SN	Название	\hat{h}	SN	Название	\hat{h}	SN
Аполлон	6.0	41	Дождей	2.2	66	Мендель—Ридберг	1.2	46
Влажности	4.3	54	Биркхоф	2.2	32	Королев	1.1	50
Нектара	4.2	45	Крюгер—Сирсалис	2.2	9	Планк	1.1	52
Восточное	4.1	69	Спокойствия	2.0	*	Изобилия	1.0	6
ЮПЭ	4.0	3	Гримальди	2.0	43	Облаков	1.0	16
Милн	3.5	42	Лоренц	2.0	19	Шиллер—Цукки	1.0	13
Кулон—Сартон	3.5	11	Фрейндлих—Шаронов	1.8	37	Бальмер—Каптейн	0.7	8
Мечты	3.2	29	Герцшпрунг	1.8	53	Гумбольдта	0.7	56
Гагарин	2.9	30	Килер—Хевисайд	1.7	38	Москвы	0.4	48
Шредингер	2.9	68	Пуанкаре	1.7	22	Смита	0.3	14
			Менделеев	1.5	51	Ясности	0.1	36
			Дирихле—Джексон	1.5	10			
			Вегенер—Уинлокк	1.5	23			

На видимой стороне Луны абсолютная высота дна систематически меньше, чем на обратной стороне. Это можно объяснить тем, что толщина коры на видимой стороне меньше, чем на обратной стороне, а также тем, что бассейны морей залиты лавой. Коэффициент корреляции абсолютной высоты дна бассейнов от долготы ($r = -0.23$) свидетельствует о слабой отрицательной корреляции (рис. 13).

Глубина в бассейнах видимой стороны Луны систематически меньше, чем бассейнов обратной стороны, как и следовало ожидать. На рис. 14 видно, что глубина исследованных структур систематически увеличивается от центра видимой стороны к центру обратной стороны. Если рассматривать отдельно восточное и западное полушария на рис. 14, то наблюдается заметная прямая связь ($r = 0.69$) для восточного полушария и и отрицательная высокая для западного полушария ($r = -0.74$). Другими словами с увеличением долготы по абсолютной величине увеличивается глубина бассейнов. Зависимости относительного возраста бассейнов от широты и долготы не обнаружено.

Прослеживается зависимость аномалий Буге от диаметров. На графике рис. 15 хорошо видно, что меньшие значения аномалий Буге в целом характерны для обратной стороны Луны. Наблюдается умеренная корреляция зависимости аномалий Буге от диаметров бассейнов ($r = 0.32$) и слабая корреляция ($r = 0.14$) между глубиной и диаметром бассейнов. Море Дождей, Море Спокойствия и бассейн Южный полюс-Эйткен выпадают из общей зависимости. Увеличение значенний аномалий Буге от диаметров ранее было отмечено в работах (Melosh и др., 2013; Neumann и др., 2015; Вурне 2016). Основными параметрами, управляющими гравитационными характери-

ками масконов, являются энергия удара, тепловой градиент Луны в момент удара, толщина коры и степень вулканического заполнения (Melosh и др., 2013).

Глубина морей и бассейнов с увеличением диаметров увеличивается как на видимом, так и на обратном полушариях. На обратном полушарии Луны глубина бассейнов больше, чем на видимом полушарии. Отношение глубины к диаметру (табл. 3) для бассейнов до-нектарианского периода с увеличением возраста увеличивается, а для нектарианского периода уменьшается. Однако наибольшая разница наблюдается между видимой (где d/D изменяется от 0.001 до 0.10) и обратной (где d/D от 0.003 до 0.037) сторонами.

РОЛЬ КОЛЬЦЕВЫХ МЕГАОБРАЗОВАНИЙ В ИСТОРИИ ЛУНЫ

Лунная поверхность является лучшим архивом, сохранившим многие следы ударных процессов в Солнечной системе за последние 4.5 млрд лет. На Луне ударные образования, возникшие в разные периоды истории, сохраняются лучше, чем на поверхности более сложных планет, таких как Земля, Марс и Венера, которые в значительной степени утратили древние свидетельства истории Солнечной системы в результате эндогенной переработки рельефа, а также в результате гидросферного или атмосферного выветривания. Изучение ударных структур на Луне позволяет в конечном итоге приходиться к определению родительских тел ударных структур, которые в разные эпохи могли иметь различную природу.

Наибольший интерес представляет реконструкция ударных процессов в самой ранней истории формирования лунной поверхности. По современным представлениям после выделения и

Таблица 3. Параметры морей и бассейнов

Название	Шир. °	Долг. °	Диам., км	Абс. <i>H</i> дна, км	Аном. Буге, мГал	SN	$\wedge h$	Глуб. <i>d</i> , км	<i>d/D</i>
ВИДИМОЕ ПОЛУШАРИЕ ЛУНЫ									
Море Дождей	38	−19	1312	−2.5	375	66	2.2	1.5	0.001
Море Ясности	27	20	696	−2.7	450	36	0.1	2.0	0.003
Море Кризисов	17	59	740	−3.8	598	55	2.0	5.0	0.007
Море Гумбольдта	58	83	608	−4.4	482	56	0.7	3.5	0.006
Море Спокойствия	8	31	875	−1.5	−200	—	2.0	2.5	0.003
Море Изобилия	−2	52	660	−2.2	205	6	1.0	1.9	0.003
Море Смита	−2	87	820	−3.6	494	14	0.3	4.5	0.006
Море Восточное	−20	−95	960	−2.5	720	69	4.1	8.5	0.009
Гримальди	−5	−68	431	−1.8	431	43	2.0	2.9	0.007
Крюгер—Сирсалис	−17	−67	628	−1.3	331	9	2.2	2.8	0.004
Море Влажности	−24	−39	800	−2.2	450	54	4.3	2.8	0.004
Море Облаков	−18	−15	712	−2.3	81	16	1.0	1.8	0.003
Море Нектара	−14	34	840	−3.2	514	45	4.2	5.5	0.007
Мендель—Ридберг	−5	−94	572	−2.8	572	46	1.2	5.5	0.010
Балмер—Каптейн	−16	70	288	−1.3	192	8	0.7	1.2	0.004
ОБРАТНОЕ ПОЛУШАРИЕ ЛУНЫ									
Море Москвы	26	147	368	−3.5	632	48	0.4	7.5	0.020
Менделеев	5	141	304	−1.2	159	51	1.5	6.0	0.020
Фрейндлих—Шаронов	18	176	564	−2.5	528	37	1.8	6.5	0.020
Биркгоф	59	−147	292	−0.8	90	32	2.2	4.5	0.015
Кулон—Сартон	52	121	700	−2.0	391	11	3.5	5.5	0.008
Вегенер—Уинлокк	40	−108	184	−1.5	37	23	1.5	3.5	0.019
Лоренц	33	−97	336	−1.5	240	19	2.0	4.5	0.013
Дирихле—Джексон	13	−158	384	4.0	189	10	1.5	4.5	0.012
Герцшпрунг	2	−130	524	0.9	404	53	1.8	6.8	0.013
Килер—Хевисайд	−10	156	190	−1.0	5	31	1.7	7.0	0.037
Королев	−5	−157	398	3.2	173	50	1.1	5.7	0.014
Милн	−31	113	228	−2.0	195	42	3.5	6.0	0.026
Море Мечты	−33	164	292	−3.5	181	29	3.2	6.2	0.021
Аполлон	−36	−151	480	−5.5	329	41	6.0	7.5	0.016
Южный полюс—Эйткен	−48	−172	2694	−6.0	395	3	4.0	9.0	0.003
Планк	−58	136	296	−2.5	167	52	1.1	5.5	0.019
Пуанкаре	−57	163	292	−5.0	185	22	1.7	3.5	0.012
Шредингер	−75	133	298	−4.5	240	68	2.9	6.0	0.020
Гагарин	−20	150	232	0.3	43	30	2.9	6.2	0.026

окончательного отвердения лунной коры, Луна подверглась интенсивной бомбардировке, в результате которой образовалось сохранившихся до настоящего времени от 30 до 40 ударных кольцевых структур диаметром от 300 км и более (Tartèse и др., 2019). На последующих этапах эволюции лунной поверхности часть этих кольцевых образований в процессе эндогенной активности была за-

полнена базальтовыми лавами, превратившись в лунные моря. В результате возраст возникновения большинства из этих кольцевых структур точно не известен. По общему мнению, наиболее древним образованием является бассейн Южный полюс—Эйткен. По результатам кратерной статистики и данным о возрасте образцов, определенном по отношению $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$, в предположении, что эти

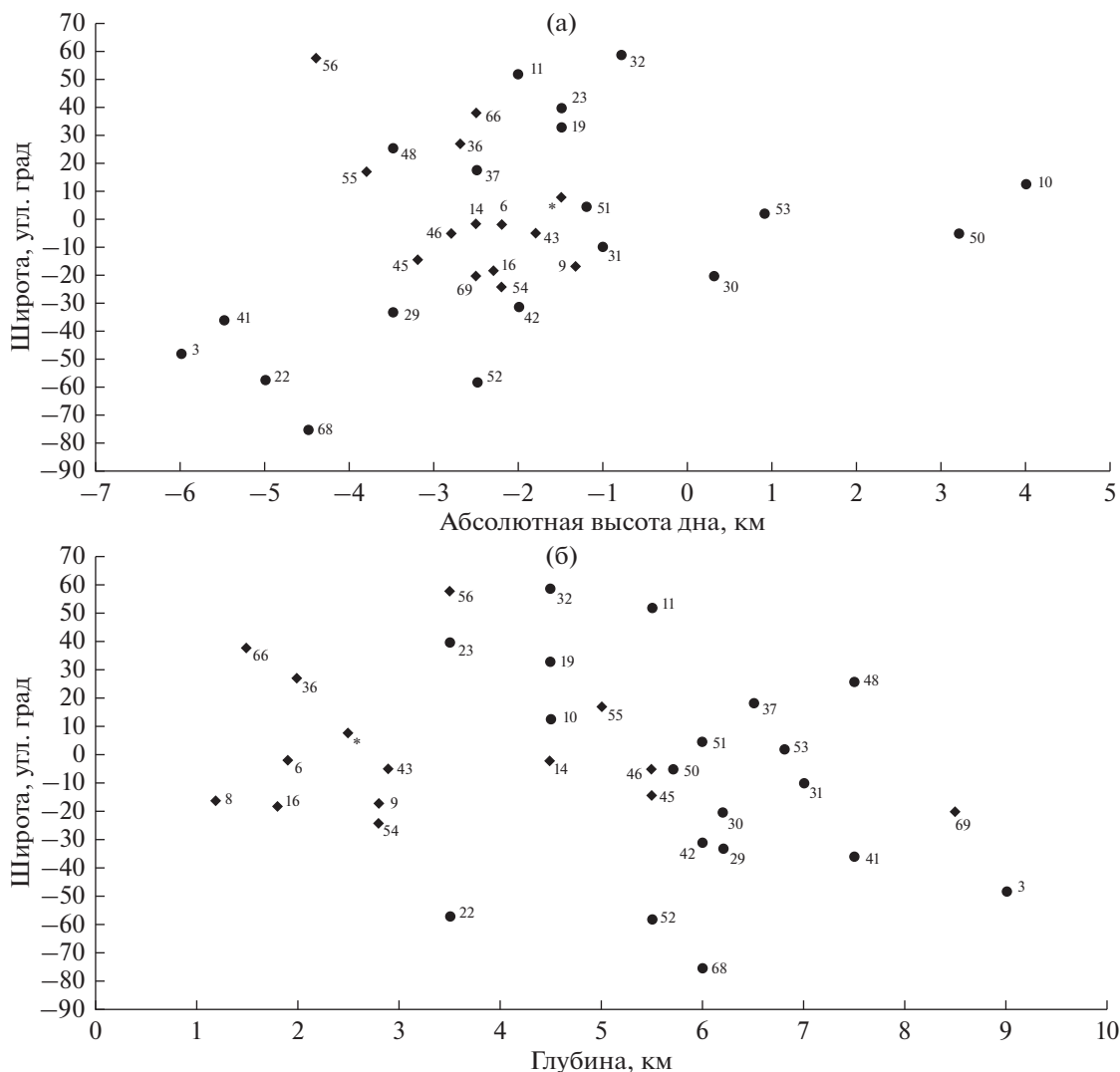


Рис. 12. Графики зависимости: (а) абсолютной высоты дна от широты; (б) глубины от широты. Ромбиками показаны бассейны видимой стороны, кружочками – бассейны обратной стороны Луны.

фрагменты относятся к внутренней части бассейна, формирование структуры Южный полюс–Эйткен датируется временем 4.25–4.33 млрд лет назад.

Одним из указаний на то, что ударник, в результате падения которого возникло кольцевое образование Южный полюс–Эйткен, принадлежал, по-видимому, к иной популяции, служит зависимость аномалий Буге от диаметров структур, приведенная на рис. 15. Другим указанием на аномальную природу происхождения бассейна Южный полюс–Эйткен служит характер зависимости глубины экскавации при образовании кольцевой структуры от диаметра первичной депрессии, приведенный на рис. 17.

На рис. 17 приведена зависимость глубины экскавации при ударном образовании кольцевых структур диаметром от 200 до 500 км (1) по дан-

ным из работы (Wieczorek, Phillips, 1999). Бассейн Южный полюс–Эйткен по данным тех же авторов в системе приводимой зависимости имеет обособленное положение (2).

В ГАИШ МГУ были выполнены исследования мегарельефа обратного полушария с целью реконструкции самого внешнего кольца бассейна (Шевченко и др., 2007; Pugacheva и др., 2008). Выяснилось, что внешнее кольцо бассейна прослеживается по системе возвышенностей в северо-западной, северной, северо-восточной и восточной части кольцевой структуры. Основным выводом из анализа полученной рельефной модели является выделение кольца положительных форм рельефа, которые с большой долей вероятности соответствуют положению и размерам первоначального внешнего кольца сложной структуры бассейна. Наиболее сохранившиеся формы пер-

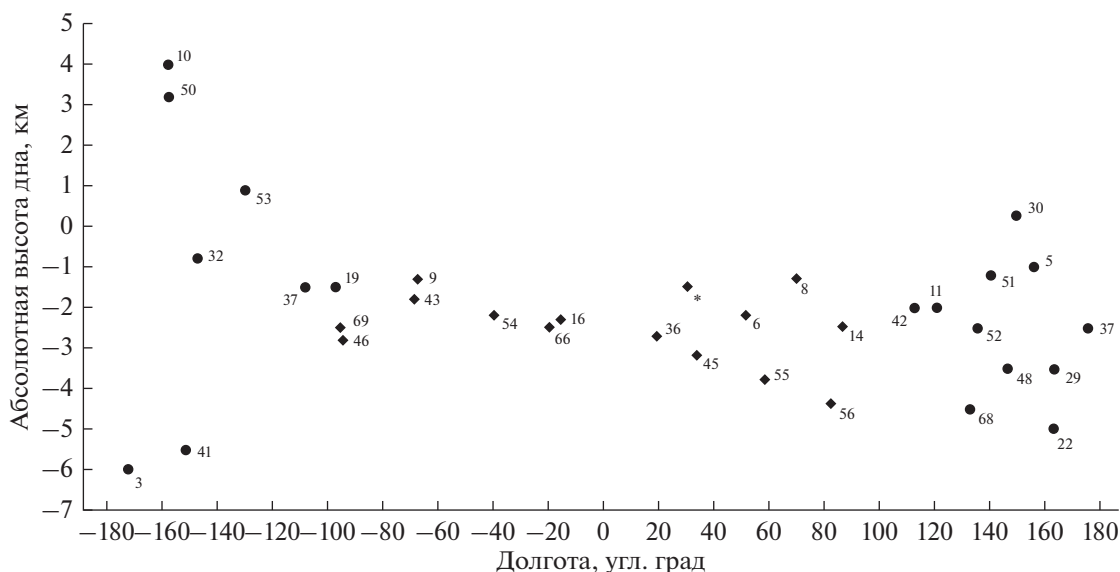


Рис. 13. График зависимости абсолютной высоты дна бассейнов от долготы.

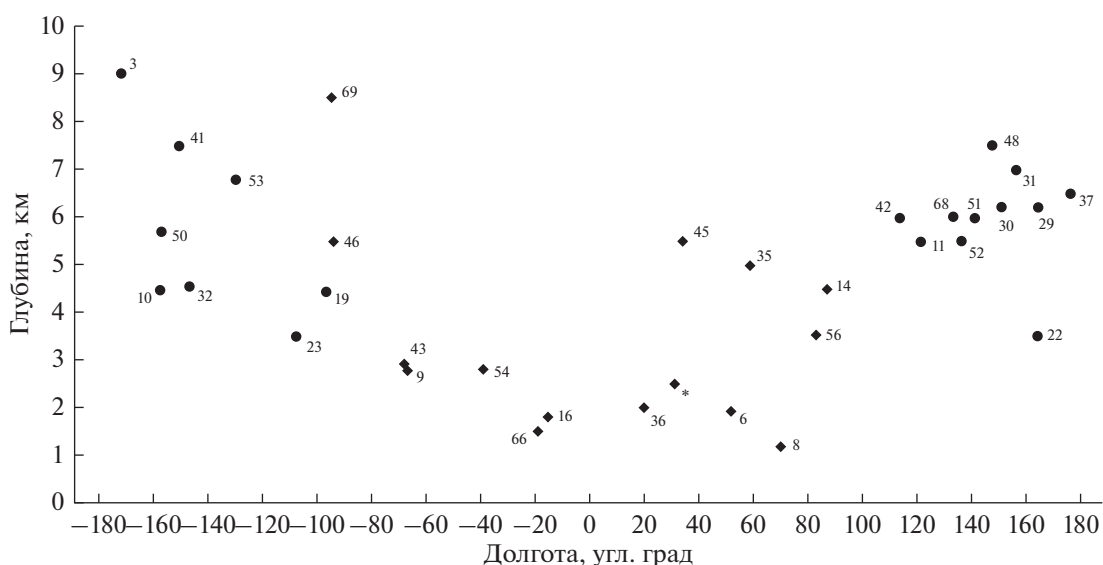


Рис. 14. Зависимость глубины бассейнов от долготы.

воначальной структуры содержатся в северо-западном и северо-восточном сегментах кольца. Хребтовая часть образования, располагающаяся между районом кратера Циолковский и южной окраиной впадины Моря Москвы, достигает в своей наиболее возвышенной части около +3 км. Северо-восточный сегмент включает хребтовые участки с высотами до +7...+8 км в области от района бассейна Королев до района западной окраины внутренней впадины Моря Восточного. Предполагая наличие некоторой круговой симметрии первоначальной структуры внешнего кольца бассейна, можно оценить параметры об-

щих размеров этого уникального по величине лунного образования. Если принять в качестве условной внешней границы образования срединную область протяженных хребтов, диаметр образования в среднем можно оценить величиной около 3500 км (Шевченко и др., 2007). Этим данным на рис. 17 соответствует еще более аномальное положение бассейна Южный полюс–Эйткен (3).

В ГАИШ МГУ также был проведен комплексный анализ особенностей распределения в пределах бассейна Южный полюс–Эйткен химического состава поверхностных пород и рельефа. На основании комбинированного анализа гипсомет-

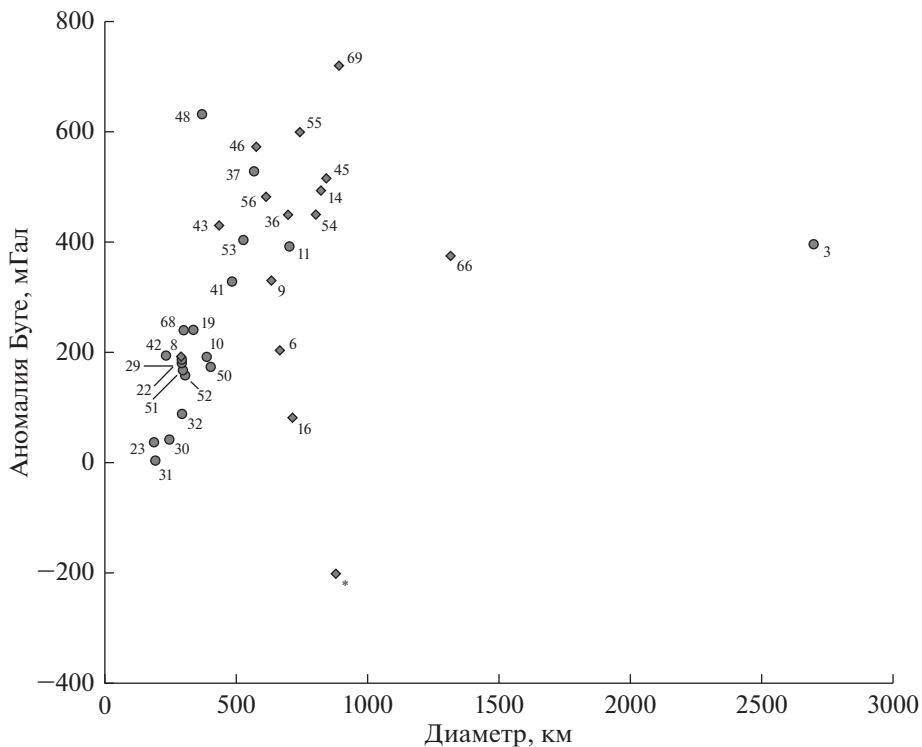


Рис. 15. Зависимость аномалий Буге от диаметров бассейнов.

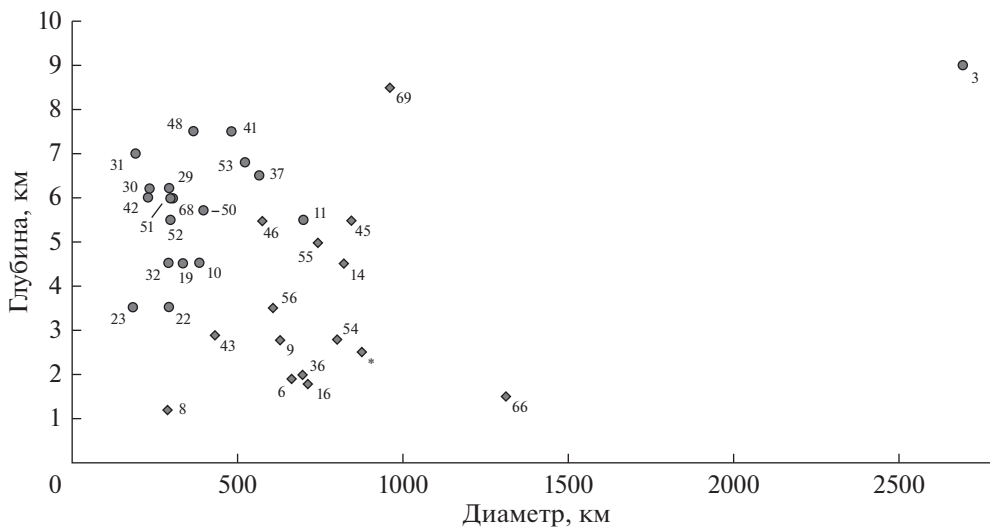


Рис. 16. Зависимость глубины бассейнов от диаметров.

рических данных и химического состава пород на разных высотных уровнях, были построены эллипсы, соответствующие граничным значениям перепадов высот и содержания железа и тория. В результате удалось выявить несколько колец, образующих многокольцевую структуру бассейна, и некоторые характеристики падавшего тела.

Схема многокольцевой структуры бассейна показана на рис. 18.

Уникальной особенностью рассматриваемого лунного образования является отличие от центрально-круговой симметрии в расположении внутренних колец бассейна. Подтверждением реальности такой модели строения бассейна явля-

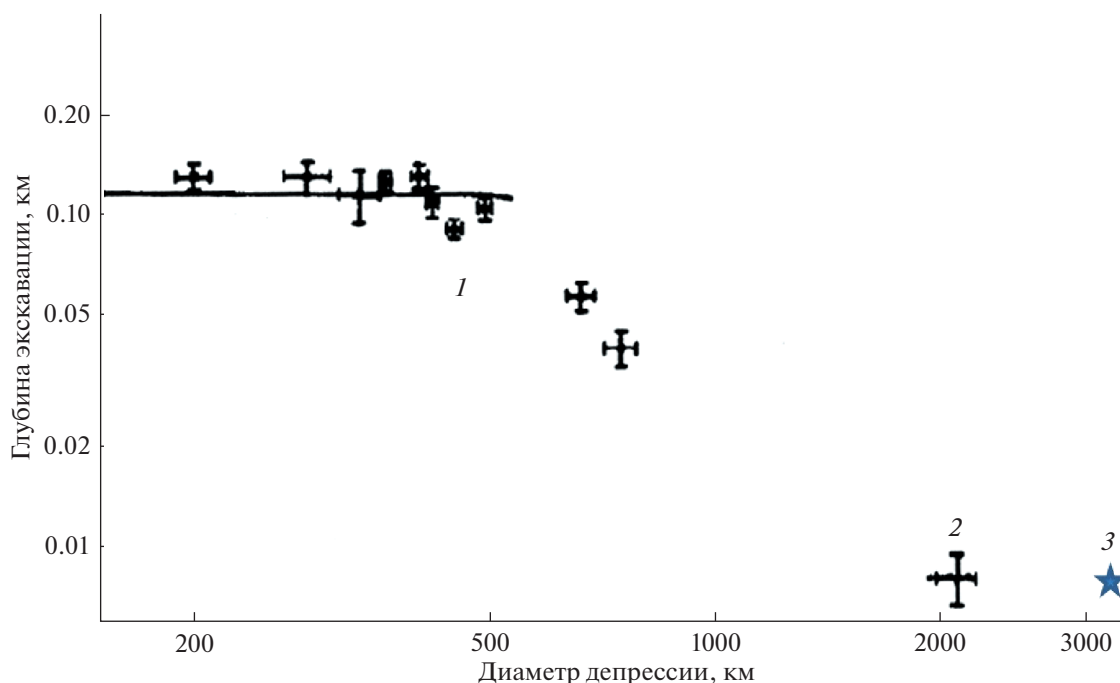


Рис. 17. Зависимость глубины экскавации от диаметра первичной депрессии кольцевых структур.

ется систематический четко выраженный сдвиг центров отдельных колец в одном направлении: к юго-востоку от центра внешнего кольца. Это направление составляет угол с плоскостью лунного экватора (или плоскостью эклиптики, что в первом приближении одно и то же) около 75° . На рис. 18 это направление указано протяженной стрелкой.

Если предположить, что обнаруженное смещение центров внутренних депрессий явилось следствием косога падения тела, образовавшего бассейн Южный полюс—Эйткен, то не исключено, что указанное направление можно интерпретировать как след траектории движения упавшего небесного тела непосредственно перед контактом с лунной поверхностью. Не вдаваясь в подробности моделирования самого ударного процесса, можно указать на два достоверных факта. Гипотетический ударник двигался по траектории (или орбите) почти нормально ориентированной к плоскости эклиптики. Из известных нам к настоящему времени крупных объектов Солнечной системы такими орбитами обладают долгопериодические кометы или объекты Пояса Койпера, что, возможно, одно и то же. Поскольку астероиды или планетезимали прошлого имели орбиты, близкие к плоскости эклиптики (или к плоскости допланетного диска), это в значительной степени уменьшает вероятность ударного образования данного бассейна в результате падения таких тел.

Другой весьма вероятной особенностью гипотетического ударника является его малая плот-

ность. Несмотря на то, что перепад высот в бассейне Южный полюс—Эйткен достигает значительной величины в отдельных точках, первичное глубинное проникновение этой структуры оказывается относительно небольшим с учетом громадных размеров всего образования.

На рис. 19 показан профиль кольцевой структуры вдоль меридиана 180° , представленный выше на рис. 3а, в который вписан эллипс правильной формы.

На рис. 20 приведен профиль, показанный выше на рис. 3б, в который вписан эллипс правильной формы. Этот профиль пересекает бассейн Южный полюс—Эйткен на уровне самого внутреннего кольца многокольцевой структуры, расположенного в наиболее низменной части образования (по параллели -56°).

Согласно рис. 19 и рис. 20 отношение максимальной глубины депрессии к диаметру бассейна в среднем составляет аномально малую величину 0.003.

По классификации Бирна бассейн Южный полюс—Эйткен характеризуется числом (номером) 3. Если воспользоваться данными табл. 3, отношение “глубина—диаметр” для этой структуры также составляет весьма малую величину 0.003. Близкими к бассейну Южный полюс—Эйткен по этой характеристике структурами являются указанные в табл. 3 бассейны Балмер—Каптейн (число Бирна равно 8) и Крюгер—Сирсалис (число Бирна равняется 9). Для этих образований величина отношения “глубина—диаметр” составляет

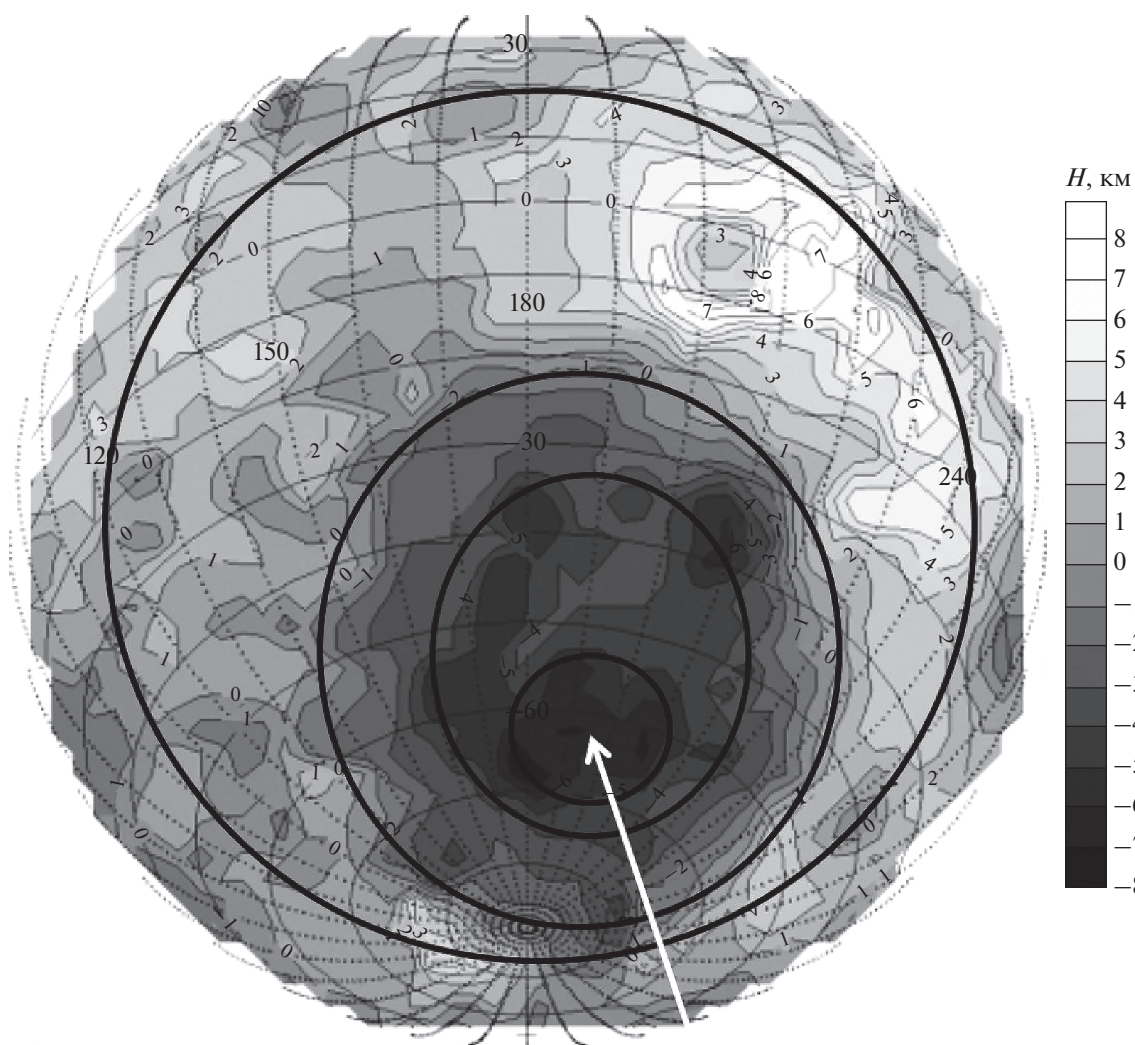


Рис. 18. Схема многокольцевой структуры бассейна Южный полюс–Эйткен, наложенная на карту высот обратного полушария, построенную в перспективной азимутальной ортографической проекции.

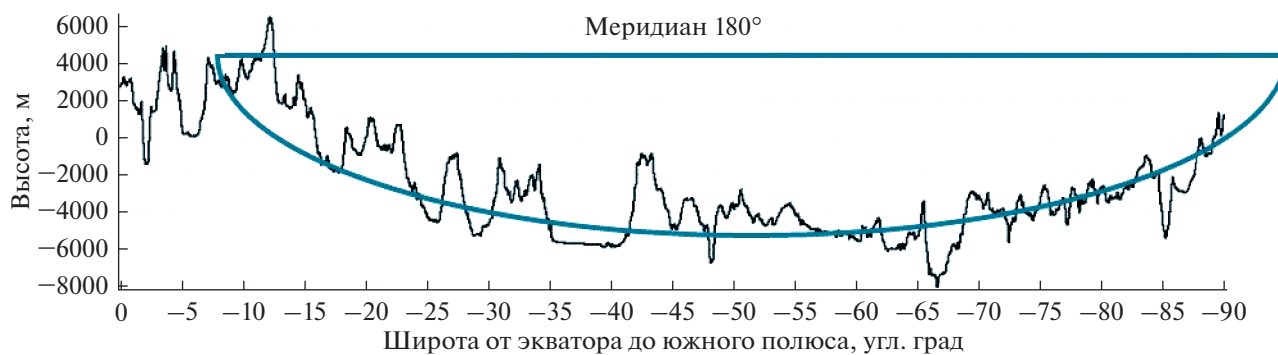


Рис. 19. Профиль бассейна Южный полюс–Эйткен по селенографическому меридиану 180°, с наложением наиболее близкого по геометрии схематического профиля структуры.

0.004. На рис. 21 показана зависимость значений отношения “глубина–диаметр” и чисел (номеров) Бирна для ряда структур, характеристики которых приведены в табл. 3.

Данные рис. 21 служат подтверждением результатов более ранних исследований Бирна (Birne, 2005; 2006), в которых содержится прямое указание на то, что ударник, образовавший бас-

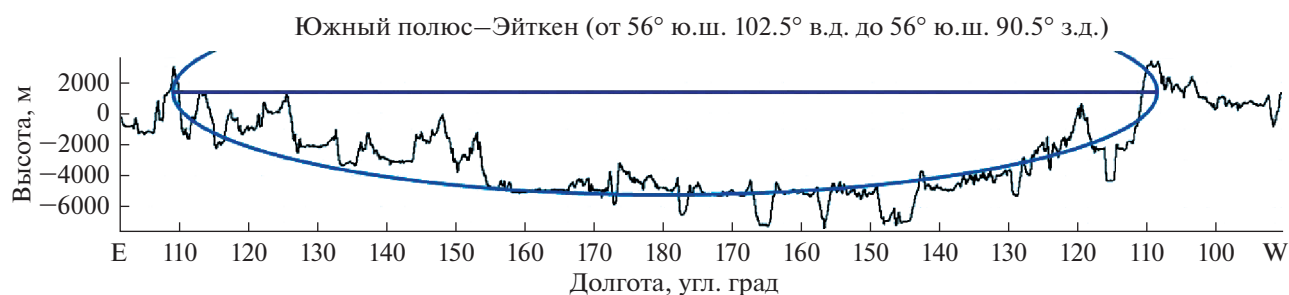


Рис. 20. Профиль бассейна Южный полюс—Эйткен в области внутреннего кольца, с наложением геометрически правильного профиля.

сейн Южный полюс—Эйткен, относился к иной популяции тел, нежели ударники, в результате падения которых возникли другие известные нам лунные бассейны.

В противоположность этим характеристикам, используя данные табл. 3, можно привести особенности бассейнов, согласно классификации Бирна имеющих более позднее происхождение. Например, бассейн Аполлон при числе Бирна, равном 41, характеризуется отношением “глубина—диаметр” 0.016. Такое же отношение “глубина—диаметр”, равное 0.016, имеет бассейн Королев при числе Бирна, равном 50. Бассейн Менделеев согласно данным табл. 3 имеет отношением “глубина—диаметр” 0.019 при числе Бирна 51. Бассейн Планк, имеющий такое же значение отношения “глубина—диаметр” — 0.019, характеризуется числом Бирна, равным 52. Таким образом, если график на рис. 21 продолжить в область более высоких значений чисел (номеров) Бирна, то полученная кривая вырождается в прямую на уров-

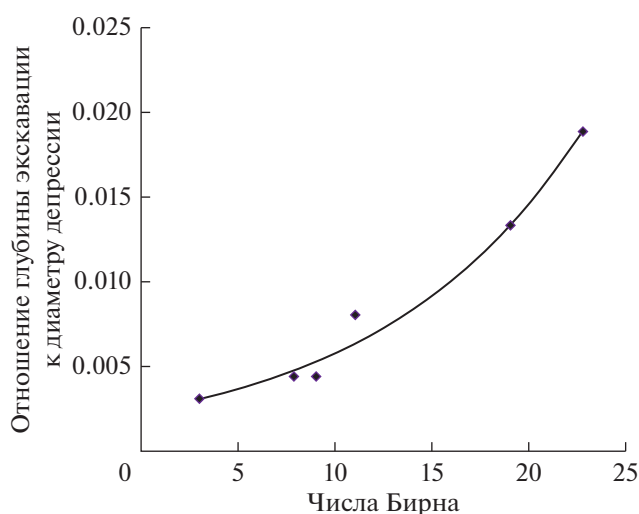


Рис. 21. Зависимость отношения глубины экскавации к диаметру депрессии от значений чисел (номеров) Бирна, которые характеризуют возраст образований.

не отношения величин “глубина—диаметр”, равных 0.016—0.019. Следовательно, эта особенность приведенной зависимости наглядно показывает, что образования по своим морфологическим характеристикам близкие к кольцевой структуре Южный полюс—Эйткен сформированы падением ударников иной природы.

Как было убедительно показано в работах О’Кифа и Аренса (O’Keef, Arens, 1980; 1982) уменьшение отношения “глубина—диаметр” в ударных структурах происходит при прочих равных условиях в результате уменьшения плотности вещества ударника.

В своем исследовании Шульц (Schultz, 1997) также предположил, что низкая плотность ударника может быть одной из причин аномально малого значения отношения “глубина—диаметр”. Некоторые вопросы приложения этой теории к условиям формирования ударных структур на Луне также были изложены в работе Шевченко (Шевченко, 1999).

Принимая во внимание изложенные данные, можно предположить что ударник, образовавший депрессию бассейна Южный полюс—Эйткен также имел невысокую плотность — менее 2 г/см³.

Исходя из рассмотренных двух утверждений, можно сделать гипотетический вывод, что уникальные особенности природы бассейна Южный полюс — Эйткен и сходных с ним по морфологии кольцевых образований могут быть вызваны в результате удара тела кометного типа. В то же время следует обратить внимание, что весьма распространено представление о природе тел пояса Койпера как ядер неактивных комет большого размера.

Следует также упомянуть, что на преобладание объектов из Пояса Койпера или гигантских кометных тел из Облака Оорта среди основных типов ударников в предполагаемый период происхождения кольцевой структуры Южный полюс—Эйткен и схожих с ней мегаструктур было также указано в ряде исследований (Morbidelli, 1997;

1998; Murray, Holman, 1999; Fernandez, Gallardo, 1999; Schmitt, 2001).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере бассейнов, не заполненных лавой, можно видеть, что объекты, относящиеся к более раннему периоду образования, имеют такую существенную особенность, как значительно меньшее отношение первоначальной глубины (глубины экскавации) к диаметру депрессии.

К наиболее древним образованиям, несомненно, относится бассейн Южный полюс—Эйткен. Вместе с тем было выявлено определенное число мегакольцевых образований сходных по морфологии и, вероятно, по времени образования относящихся к тому же периоду. Это последнее обстоятельство вытекает из классификации Бирна, выраженной системой последовательных номеров (чисел).

С использованием симулятора ударных процессов на Луне, недавно разработанного Маркусом, Мелосом и др. (Marcus и др., 2017), нами было проведено поисковое моделирование. При рассмотрении различных моделей было установлено, что ударные структуры с отношением “глубина-диаметр” в пределах 0.003–0.005 образуются при падении на Луну ударников ледяного состава (модельная плотность вещества принималась равной 1.0 г/см³) со скоростью 60 км/с.

Таким образом, выполненные морфометрические исследования ударных кольцевых структур на Луне и их интерпретация позволяют предположить, что в раннюю эпоху эволюции лунной поверхности в период около 4.4–4.0 млрд лет основными ударниками были тела кометной природы из Пояса Койпера или из Облака Оорта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гришакина Е.А., Лазарев Е.Н., Родионова Ж.Ф., Шевченко В.В. Гипсометрическая карта Луны 1 : 13000000. М.: ГАИШ МГУ, Географич. ф-т МГУ, 2014.
- Гришакина Е.А., Родионова Ж.Ф., Шевченко В.В., Слюта Е.Н. Обзорная карта Луны. М.: ГАИШ МГУ, ГЕОХИ РАН, 2018.
- Родионова Ж.Ф., Козлова Е.А. Морфологический анализ кратерированности бассейна Южный полюс—Эйткен на Луне. *Астрон.вестн.* 2000. Т. 34. № 5. С. 432–440. (Rodionova Zh.F., Kozlova E.A. Morphological Analysis of the Cratering of the South Pole—Aitken Basin on the Moon // *Sol. Syst. Res.* 2000. V. 34. № 5. P. 390–397.)
- Чуйкова Н.А., Родионова Ж.Ф., Максимова Т.Г., Гришакина Е.А. Анализ высот рельефа Луны и корреляционной связи рельефа с гравитационным полем; Предварительные выводы о глобальных плотностных неоднородностях коры Луны // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. № 3. С. 174–184. (Chuikova N.A., Rodionova Zh.F., Maksimova T.G., Grishakina E.A. Analysis of Lunar Terrain Altitudes and Correlation Links between the Terrain and Gravitational Field; Preliminary Conclusions on the Global Density Inhomogeneities of the Lunar Crust // *Sol. Syst. Res.* 2019. V.53. № 3. P. 161–171.)
- Шевченко В.В. О кометном происхождении лунного льда // *Астрон. вестн.* 1999. Т. 33. № 5. С. 456–465. (Shevchenko V.V. On the cometary origin on the lunar ice // *Sol. Syst. Res.* 1999. V. 33. № 5. P. 400–408.)
- Шевченко В.В., Чикмачев В.И., Пугачева С.Г. Структура лунного бассейна Южный полюс—Эйткен // *Астрон. вестн.* 2007. Т. 41. № 6. С. 1–16. (Shevchenko V.V., Chikmachev V.I., Pugacheva S. G. Structure of the South Pole—Aitken Lunar Basin // *Sol. Syst. Res.* 2007. V. 41. № 6. P. 447–462.)
- Barker M.K., Mazarico E., Neumann G.A., Zuber M.T., Haruyama J., Smith D.E. A new lunar digital elevation model from the Lunar Orbiter Laser Altimeter and SELENE Terrain Camera // *Icarus.* 2016. V. 273. P. 346–355.
- Byrne C.J. Size distribution of the lunar basins // *Lunar and Planet. Sci.* XXXVI. 2005. #1260.
- Byrne C.J. The near side megabasin of the Moon // *Lunar and Planet. Sci.* XXXVII. 2006. #1930.
- Byrne C.J. The Far Side of the Moon. Photographic guide. London: Springer, 2008. 215 p.
- Byrne C.J. The Moon’s Largest Craters and Basins. Images and Topographic Maps from LRO, GRAIL, and Kaguya. London: Springer, 2016. 246 p.
- Fassett C.I., Head J.W., Kadish S.J., Mazarico E., Neumann G.A., Smith D.E., Zuber M.T. Lunar impact basins: Stratigraphy, sequence and ages from superposed impact crater populations measured from Lunar Orbiter Laser Altimeter (LOLA) data // *J. G. R.* 2012. V. 117. E00H06.
- Fernandez J.A., Gallardo T. From the Oort Cloud to Halley-Type Comets, *Proc. IAU Coll. 173: Evolution and Source Regions of Asteroids and Comets / Eds Svoren J. et al.* 1999. P. 327–338.
- Head J.W., III, Fassett C.I., Kadish S.J., Smith D.E., Zuber M.T., Neumann G.A., Mazarico E. Global distribution of large lunar craters: Implications for resurfacing and impactor populations // *Science.* 2010. V. 329. P. 1504–1507.
- Head J.W. Transition from complex craters to multi-ringed basins on terrestrial planetary bodies: Scale-dependent role of the expanding melt cavity and progressive interaction with the displaced zone // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. L02203. <https://doi.org/10.1029/2009GL041790>
- O’Keef J.D., Arens T.J. Cometary impact calculations: flat floors, multirings and central peaks // *Lunar and Planet. Sci.* 1980. V. XI. Pt. 2. P. 830–832.
- O’Keef J.D., Ahrens T.J. Cometary and meteorite swarm impact on planetary surfaces // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. № B8. P. 6668–6680.
- Marcus R.A., Melosh H.J., Collins G.S. Our Impact Effects Calculator. http://down2earth.eu/impact_calculator/ (дата обращения 10.08.2017).
- Melosh H.J. *Impact Cratering: A Geologic Process.* New York: Oxford Univ. Press, 1989. 245 pp.
- Melosh H.J., Kendall J., Horgan B., Johnson B.C., Bowling T., Lucey P.G., Taylor G.J. South Pole—Aitken basin ejecta reveal the Moon’s upper mantle // *Geological Soc. of America.* 2017.

- Miljković K., Wieczorek M.A., Collins G.S., Laneuville M., Neumann G.A., Melosh H.J., Solomon S.C., Phillips R.J., Smith D.E., Zuber M.T.* Asymmetric distribution of lunar impact basins caused by variations in target properties // *Science*. 2013. V. 342. P. 724–726.
- Morbidelli A.* Chaotic diffusion and the origin of comets from the 2/3 resonance in the Kuiper belt // *Icarus*. 1997. V. 127. № 1. P. 1–12.
- Morbidelli A.* New Insights on the Kuiper Belt // *Science*. 1998. V. 280. № 5372. P. 2071–2073.
- Murray N., Holman M.* The Origin of Chaos in the Outer Solar System // *Science*. 1999. V. 283. № 5409. P. 1877–1881.
- Neumann G.A., Zuber M.T., Wieczorek M.A., Head J.W., Baker D.M.H., Solomon S.C., Smith D.E., Lemoine F.G., Mazarico E., Sabaka T.J., Goossens S.J., Melosh H.J., Phillips R.J., Asmar S.W., Konopliv A.S., Williams J.G., Sori M.M., Soderblom J.M., Miljkovic K., Andrews-Hanna J.C., Nimmo F., Kiefer W.S.* Lunar impact basins revealed by Gravity Recovery and Interior Laboratory measurements // *Science Advances*. 2015. V. 1. Iss. 9, 1:e1500852 30 October 2015. P. 1–10.
- Pieters C.M., Besse S., Boardman J., Buratti B., Cheek L., Clark R.N., Combe J.P., Dhingra D., Goswami J. N., Green R.O., Head J.W., Isaacson P., Klima R., Kramer G., Lundeen S., Malaret E., McCord T., Mustard J., Nettles J., Petro N., Runyon C., Staid M., Sunshine J., Taylor L. A., Thaisen K., Tompkins S., Whitten J.* Mg-spinel lithology: A new rock type on the lunar farside // *JGR*. 2011. V. 116. E00G08. <https://doi.org/10.1029/2010JE003727>
- Pugacheva S.G., Shevchenko V.V., Chikmachev V.I.* Structure and morphology of the multiring lunar basins // *LPI Contributions*. 2008. V. 1423. P. 3029–3030.
- Scholten F., Oberst J., Matz K.-D., Roatsch T., Wählisch M., Speyerer E.J., Robinson M.S.* GLD100: The near-global lunar 100 m raster DTM from LROC WAC stereo image data // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. E00H17.
- Schultz P.H.* Forming the South Pole–Aitken Basin: The Extreme Games // *Lunar and Planet. Sci. Conf. XXVIII*. 1997. Abstract #1787.
- Schmitt H.H.* Source and implications of large lunar basin-forming objects // *Lunar and Planet. Sci.* XXXI. 2001. #1821.
- Smith D.E., Zuber M.T., Neumann G.A., Mazarico E., Lemoine F.G., Head J.W., III; Lucey P.G., Aharonson O., Robinson M.S., Sun X.L. et al.* Summary of the results from the lunar orbiter laser altimeter after seven years in lunar orbit // *Icarus*. 2017. V. 283. P. 70–91.
- Spudis P.D.* *The Geology of Multi-Ring Impact Basins*. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2005. 280 p.
- Sunshine J., Taylor L. A., Thaisen K., Tompkins S., Whitten J.* Mg-spinel lithology: A new rock type on the lunar farside // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. E00G08. P. 1–14. <https://doi.org/10.1029/2010JE003727>
- Tartèse R., Anand M., Gattacceca J. et al.* Constraining the Evolutionary History of the Moon and the Inner Solar System: A Case for New Returned Lunar Samples // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. № 54. P. 1–50.
- Wieczorek M.A., Phillips R.J.* Lunar multiring basins and the cratering process // *Icarus*. 1999. V. 139. P. 246–259.
- Wieczorek M.A., Neumann G.A., Nimmo F. et al.* The Crust of the Moon as Seen by GRAIL // *Science*. 2013. V. 339. P. 671–675.
- Wilhelms D.E., Oberbeck V.R., Aggarwal H.R.* Size frequency distributions of primary and secondary lunar impact craters // *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9th*. 1978. P. 3735–3762.

УДК 523

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТРАНЗИТНЫХ ЭКЗОПЛАНЕТ ПО МАССЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАССА-РАДИУС. СТРУКТУРИРОВАНИЕ ВНУТРИ ПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМ

© 2021 г. О. Я. Яковлев^{a, b, *}, А. Е. Иванова^a, В. И. Ананьева^a, И. А. Шашкова^a,
А. В. Юдаев^c, Ж.-Л. Берто^d, А. В. Тавров^{a, c}

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^bМГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

^cМосковский физико-технический институт ГУ, Москва, Россия

^dЛаборатория атмосферных и космических исследований, Гюйанкур, Франция

*e-mail: yko-v@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.10.2020 г.

После доработки 18.12.2020 г.

Принята к публикации 13.01.2021 г.

Большая часть (85%) транзитных экзопланет обнаружена космическим телескопом Kepler. И только примерно у 15% из них известна масса, измеренная преимущественно методом лучевых скоростей. Массу экзопланеты возможно оценить по ее радиусу, исходя из статистических зависимостей по наблюдательным данным, хотя нет однозначной зависимости между массой и радиусом планет. Вычисленные массы по четырем статистическим зависимостям массы от радиуса (Bashi и др., 2017; Chen и Kipping, 2017; Ning и др., 2018, и выведенная “Averaged”) для экзопланет, массы которых не известны, были добавлены в распределение с известными массами. Проведено исследование полученных таким образом распределений транзитных экзопланет по массе с учетом эффекта наблюдательной селекции транзитного метода. Распределения аппроксимируются степенным законом $\partial N/\partial M \sim M^\alpha$, $\alpha < 0$, где показатель степени α был определен методом максимального правдоподобия для выборок с использованием четырех зависимостей масса-радиус: -2.12 ± 0.03 , -2.09 ± 0.03 , -1.94 ± 0.03 , -2.27 ± 0.04 . Кроме того, для одного из этих распределений найдены параметры степенного закона, показатель степени в котором различается на трех интервалах (с границами 0.025, 0.28, 1.35 масс Юпитера): -1.99 , -0.62 , -2.88 . Дополнительно делается вывод об отсутствии доказательства зависимости между массой экзопланеты и ее средним расстоянием до родительской звезды (структурирования внутри планетных систем) на расстояниях до 1 а. е., а также исследуется зависимость показателя степени α от рассматриваемого интервала по массе. Приведенные выше результаты были получены для экзопланет, обнаруженных космическими телескопами Kepler и TESS (составляющие группу 1). Массы остальных транзитных экзопланет, обнаруженных преимущественно наземными инструментами (группа 2), были известны. Для этой группы показатель степени α оценен как -2.21 ± 0.04 . Полученные результаты в целом согласуются с результатами из предшествующих статистических и теоретических исследований. Ключевой идеей работы является применение модельных зависимостей массы от радиуса экзопланет для исследования распределения экзопланет по массе по актуальным наблюдательным данным.

Ключевые слова: экзопланеты, транзитный метод, распределение по массе, зависимость масса-радиус, статистическое исследование

DOI: 10.31857/S0320930X21030099

ВВЕДЕНИЕ

С ростом количества обнаруженных экзопланет появилась возможность статистического исследования характеристик экзопланет (массы и радиуса, орбитальных параметров и др.). Статистика экзопланет важна для сравнительной планетологии и для верификации теоретических моделей формирования и эволюции планетных си-

стем (например, модель популяционного синтеза Mordasini, 2018).

Масса является одним из основных параметров, характеризующих экзопланету, наряду с радиусом и с орбитальными параметрами. Табл. 1 резюмирует найденные публикации по исследованию распределений масс экзопланет. Авторами этих публикаций в качестве закона распределения экзопланет по массе был предложен степен-

Таблица 1. Характеристики распределений экзопланет по массам (по некоторым публикациям)

Источник	Показатель степени α в $\partial N/\partial M \sim M^\alpha$	$M/(M\sin(i))$	Диапазон масс, M_J^*	Количество планет (наблюдательная программа)	Учет наблюдательной селекции	
Marcu и др., 2005	-1.05	$M\sin(i)$	0.02–15	104	–	
Butler и др., 2006	-1.16		<15	167	–	
Cumming и др., 2008	-1.31 ± 0.2		>0.3	182	Учет полноты обзора	
Howard и др., 2010	$-1.48^{+0.12}/_{-0.14}$		0.01–3.15	166		
Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020	-2.12 ± 0.12	M	0.02–13	328 (Kepler)	Учет полноты обзора: разделение на две инструментальные группы; учет измеренности масс, учет вероятности транзитной конфигурации	
	-1.9 ± 0.06		0.68–13	210 (Наземные наблюдательные программы и CoRoT)		
Mordasini, 2018	-1		0.09–5	(Моделирование методом популяционного синтеза)		
	-2		<0.09, >5			

* Здесь и далее: M_J , R_J – масса и радиус Юпитера, M_E , R_E – масса и радиус Земли.

ной закон с отрицательным показателем степени α : $\partial N/\partial M \sim M^\alpha$, $\alpha < 0$, который различается как по годам исследования, так и по интервалам масс.

В первых работах (табл. 1) распределения экзопланет по массе определяли по проективной массе $M\sin(i)$, где i – угол наклона нормали плоскости орбиты планеты к направлению на наблюдателя. Характеристика $M/(M\sin(i))$ в табл. 1 показывает оценку, соответственно, по истинным массам M или по проективным массам $M\sin(i)$. При анализе существенно неоднородных данных наблюдений авторы некоторых публикаций учитывали наблюдательную селекцию, обусловленную особенностями инструментов обнаружения и наблюдательных программ. В последнем столбце таблицы отмечено указание авторов соответствующей публикации по проведению регуляризации наблюдательных и архивных данных и учета наблюдательной селекции.

Из серии первых публикаций (Marcu и др., 2005; Butler и др., 2006; Cumming и др., 2008; Howard и др., 2010), исследовавших распределение экзопланет по проективным массам (полученных методом лучевых скоростей), видно, что показатель степени уменьшается в хронологическом порядке приблизительно от -1 до -1.5 , что, вероятно, объясняется анализом все более возрастающего числа экзопланет и более тщательной отстройкой от наблюдательной селекции.

В работах (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) была оценена закономерность распределения по истинной массе транзитных экзопланет с рассмотрением и коррекцией двух факторов наблюдательной селекции: фактора “измеренности массы” (для учета планет с неизвестной массой) и фактора “вероятности транзит-

ной конфигурации¹”, учитывающего вероятность обнаружения транзитных экзопланет. Было получено распределение по массам, которое приблизительно описывается законом $\partial N/\partial M \sim M^{-2}$ и не варьируется в зависимости от спектрального класса родительских звезд (рассмотрены спектральные классы F, G, K и M^2). Степенные законы, обобщенно, без деления на спектральные классы родительских звезд, и по отдельности, с делением на спектральные классы (F, G, K и M), были получены аппроксимацией соответствующих гистограмм методом наименьших квадратов. Достоверность аппроксимации проверяли тестом Колмогорова-Смирнова.

В работе (Ananyeva и др., 2020) проведено сравнение найденной закономерности закона распределения экзопланет по массам с соответствующим модельным распределением (Mordasini, 2018), полученным методом популяционного синтеза (*англ.* planetary population synthesis). В результате моделирования (Mordasini, 2018) было получено распределение экзопланет по массе, различное в трех массовых интервалах: в двух интервалах (менее $30M_E \approx 0.1M_J$ и свыше $5M_J$) описывается законом $\partial N/\partial M \sim M^{-2}$, а в среднем интервале $0.1–5M_J$ – законом $\partial N/\partial M \sim M^{-1}$. При сравнении распределений по массам транзитных планет, полученных из Архива экзопланет (NASA Exoplanet Archive, 2019) и скорректированных для ослабления эф-

¹ Т.е. такого взаимного положения наблюдателя и плоскости орбиты экзопланеты, при котором возможно наблюдать транзит – прохождение экзопланеты по диску родительской звезды.

² По спектральному классу M данные по распределению масс получены из анализа данных лучевых скоростей (Turoni и др., 2019).

факторов наблюдательной селекции (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020, Ананьева и др., 2020), с результатами (Mordasini, 2018) было отмечено, что распределения по массам имеют одинаковую тенденцию. Расхождение в среднем интервале масс было объяснено недостатком обнаруженных к настоящему времени долгопериодических транзитных экзопланет.

В качестве альтернативного подхода к фактору “измеренности массы”, используемого в серии работ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020), и для учета около 75% транзитных планет с неизвестной (еще не измеренной) массой, в настоящей работе рассмотрены и применены опубликованные модели зависимости масса-радиус³ экзопланет (Bashi и др., 2017; Chen и др., 2017; Ning и др., 2018), а также изучена модель, где масса M определяется усредненным наблюдательным данным $M(R)$, полученным из Архива экзопланет (NASA Exoplanet Archive, 2020). Для ослабления наблюдательной селекции коэффициент, учитывающий фактор вероятности транзитной конфигурации, рассчитывается аналогично (Ananyeva и др., 2020) (следуя Petigura и др., 2013), но учитывается для всех известных транзитных экзопланет (NASA Exoplanet Archive, 2020), а не только для планет с известной массой. Кроме того, в отличие от серии работ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) распределения рассматриваются как непрерывные, и для определения параметров закона распределения используется метод максимального правдоподобия (Clauset и др., 2009).

Более подробно рассмотрен вопрос возможности наблюдения структурирования планет внутри планетных систем, предварительно обсуждаемый в (Ananyeva и др., 2020). Под структурированием внутри планетных систем подразумевается статистическая зависимость массы экзопланеты от большой полуоси ее орбиты. Такое структурирование наблюдается в Солнечной системе: более легкие планеты расположены ближе к звезде. Для определения наличия структурирования в планетных системах по имеющимся наблюдательным данным исследуется изменение распределения экзопланет по массе до коррекции селекции транзитного метода и после ее применения.

Основной целью настоящей работы является исследование закона распределения транзитных экзопланет по массе, в которых масса планет с неизмеренной массой определяется из зависимости масса-радиус. Это позволило провести проверку

ранее полученных результатов (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020).

Первые шесть разделов посвящены исследованию экзопланет, обнаруженных космическими телескопами Kepler и TESS, в седьмом разделе исследуются распределения для остальных транзитных экзопланет, преимущественно обнаруженных наземными средствами, масса которых известна. В первом разделе “Распределение транзитных экзопланет...” кратко описаны результаты и методика учета двух факторов наблюдательной селекции из серии работ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020), один из которых применяется далее, а на основании другого была предложена ключевая идея для настоящей работы об использовании зависимостей масса-радиус. Во втором разделе “Параметры экзопланет из архива 2020” систематизированы используемые в настоящей работе данные об экзопланетах, а также обосновывается разделение экзопланет на две группы и обсуждаются некоторые особенности их распределения по массе и по радиусу. В третьем разделе “Статистические зависимости масса-радиус...” дано краткое описание известных по публикациям зависимостей масса-радиус и выбраны зависимости, по которым в дальнейшем вычисляются массы экзопланет. Полученные распределения по массе (с учетом вычисленных масс) и аппроксимация степенным законом, а также сравнение их с результатами серии работ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) приведены до учета селекции транзитного метода в четвертом разделе “Сравнение и анализ распределений...”, а в пятом разделе “Учет вероятности транзита...” – после учета селекции. Также в пятом разделе обсуждается вопрос о структурировании планетных систем. В шестом разделе “Исследование нижней границы...” представлены результаты проверки гипотезы о соответствии распределений степенному закону при варьировании минимального значения массы рассматриваемого интервала, а также аппроксимируются два полученных распределения ломанным степенным законом, параметры которых сравниваются с (Mordasini, 2018).

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТРАНЗИТНЫХ ЭКЗОПЛАНЕТ С УЧЕТОМ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ: ИЗМЕРЕННОСТИ МАССЫ И ВЕРОЯТНОСТИ ТРАНЗИТА

В серии недавних работ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) были рассмотрены известные на начало 2019 года транзитные экзопланеты, разделенные на две инструментальные группы: 2564 экзопланеты (группа 1), обнаруженные космическим телескопом Kepler, и 329 планеты (группа 2), обнаруженные назем-

³ Здесь и далее под выражением “зависимость масса-радиус” подразумевается функциональная зависимость между статистическими массой и радиусом, позволяющая оценить один из этих параметров по другому в статистически среднем случае.

ными средствами наблюдений и космическим телескопом CoRoT. Суммарно из 2893 планет масса была известна только у 539, причем в группе 2 масса была известна для всех планет, а в группе 1 — только для 210. Распределения по массе были определены независимо для планет каждой группы в интервалах масс $0.02-13M_J$ и $0.68-13M_J$ соответственно.

С целью ослабления наблюдательной селекции для статистического анализа группы 1 была привлечена информация о радиусах экзопланет. Рассматриваемые диапазоны значений массы и радиуса были разделены на равные в логарифмическом масштабе интервалы ΔM и ΔR , построены гистограммы $N(M) = \partial N / \partial M$ и $N(R) = \partial N / \partial R$. Далее в каждом интервале радиусов $\Delta R = i(R)$ была определена доля планет с известной массой k :

$$k(R) = \frac{N_{meas.mass}(i(R))}{N_{all}(i(R))}, \quad (1)$$

где $N_{meas.mass}$ и N_{all} — количество планет с известной массой и общее количество планет в интервале i соответственно; $i(R)$ — интервал радиусов, в котором находится планета с радиусом R .

Массу транзитных планет в большинстве случаев, за исключением TTV планет (обнаруженных методом transit-timing variation), определяли из последующего измерения лучевых скоростей. Для коррекции статистики экзопланет, получаемой из наблюдательных данных (NASA Exoplanet Archive, 2019), и очевидно искаженной наблюдательной селекцией, был введен коэффициент “измеренности массы” как функция $k(R)$ доли планет с известной массой от радиуса планеты R . Это искажение возникает вследствие того, что массу больших планет определить проще, чем малых. Функция $k(R)$ является преимущественно возрастающей в области значений от 0.02 до 1. Для малых планет радиусом $\sim 0.1R_J$ в подавляющем большинстве случаев масса не определена и $k \ll 1$, а для больших планет радиусом $1-13R_J$ — наоборот, масса определена для большего числа и $k \approx 1$. Каждой планете присваивался статистический вес $1/k(R)$. Таким образом, в каждом интервале по радиусу экзопланетам с неизвестной массой были присвоены значения массы в соответствии с распределением известных масс планет из этого интервала.

Кроме этого, (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020), основываясь на работе (Petigura и др., 2013), учли фактор наблюдательной селекции, учитывающий вероятность транзитной конфигурации, т.к. транзитным методом обнаруживаются только те планеты, наклонение орбит которых мало отличается от 90° . Геометрическая вероятность наблюдения транзита p_{tr} (вероятность нахождения наблюдателя в

области, в которой возможно наблюдать транзит планеты) упрощенно определяется как отношение радиуса звезды r к большой полуоси орбиты a планеты: $p_{tr} \sim r/a$ (Winn и др., 2010). Из-за малой вероятности транзитной конфигурации наблюдательная селекция обуславливает недостаточное число зарегистрированных планет. Не находясь в транзитной конфигурации планеты учитывают гипотетически, их предполагают с массой, равной массе зарегистрированной планеты, так что в результате коррекции статистический вес каждой транзитной планеты увеличивается в k_1 раз:

$$k_1 = \frac{a}{r}. \quad (2)$$

Таким образом, (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) исследовали распределение по массе 393 экзопланет, и получили зависимость $\partial N / \partial M \sim M^{-2}$, скорректированную относительно наблюдательной селекции с помощью коэффициентов k и k_1 . Для статистической выборки планет Kepler (группа 1), которая охватывает большее число долгопериодических планет, чем выборка (группа 2) планет наземных наблюдений и CoRoT, визуально прослеживали характерное изменение зависимости числа планет от их массы в интервале $0.1-5M_J$ так, что показатель степени α степенного закона $\partial N / \partial M \sim M^\alpha$ увеличивался к значению -1 согласно теоретической модели популяционного синтеза (Mordasini, 2018).

ПАРАМЕТРЫ ЭКЗОПЛАНЕТ ИЗ АРХИВА 2020

Для настоящей работы мы использовали данные об экзопланетах из Архива Экзопланет НАСА по состоянию на июль 2020 года⁴ (NASA Exoplanet Archive, 2020), где было подтверждено 3169 экзопланет, обнаруженных транзитным методом. Радиус определен для всех планет по форме кривой блеска родительской звезды во время наблюдения транзита. В большинстве случаев для определения массы транзитной планеты требуются дополнительные спектроскопические измерения лучевой скорости родительской звезды, точность которых ограничена для более легких (и малых) транзитных планет, поэтому масса измерена только у 858 экзопланет (27%). При этом у 22 из них среднее относительное отклонение превышает значение массы, а для 65 планет известна только верхняя оценка массы.

В настоящей работе, кроме массы M и радиуса R экзопланет, используются большая полуось орбиты a и радиус r звезды для определения коэф-

⁴ <https://github.com/yko-v/exoplanets2020>.

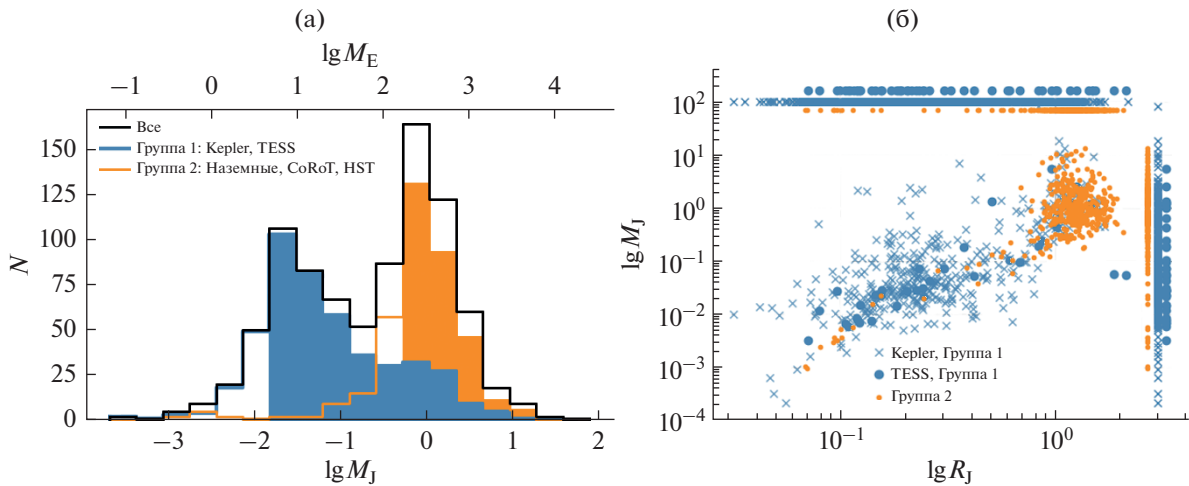


Рис. 1. Распределения числа экзопланет N по массе и зависимости массы от радиуса (R_J – в радиусах Юпитера): а – распределения экзопланет по массе $N(\lg M)$ для всех известных транзитных экзопланет (черная сплошная линия) и для двух рассматриваемых групп (1 – синяя линия и 2 – оранжевая линия), по отдельности. Закрашенные области соответствуют интервалам массы, в которых определялся закон распределения; б – транзитные экзопланеты в плоскости $\lg(R) - \lg(M)$, обнаруженные различными наблюдательными программами (группы 1 и 2 показаны цветом в соответствии с рис. 1а). Сверху и справа представлены проекции распределения на соответствующие оси.

фициента k_1 . Для 1479 экзопланет значение a явно не содержится в Архиве, поэтому мы использовали значения орбитального периода P и массы звезды m для расчета большой полуоси по известному соотношению (Seager и Mallen-Ornelas, 2002) для движущейся по эллиптической орбите материальной точки в центральном гравитационном поле с пренебрежением массы планеты:

$$a^3 = \frac{Gm}{4\pi^2} P^2 \quad (3)$$

где G – гравитационная постоянная.

Значения перечисленных выше параметров, а также их предельных отклонений взяты из расширенной таблицы Архива (Extended⁵), в которой для каждой экзопланеты приведены параметры экзопланет и их родительских звезд из открытых публикационных источников. В настоящей работе используются те значения параметров, которым соответствуют их минимальные средние относительные отклонения.

Следуя подходу (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020), в настоящей работе все рассматриваемые экзопланеты также разделены на две группы. В обновленном Архиве содержатся и учтены нами: 2773 экзопланеты, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS (1 группа), и остальные 396 планеты, обнаруженные 22 наземными инструментами и космическими телескопами CoRoT и Hubble Space Telescope (HST) (2 группа). Неразделенные и разделенные на группы 1 и 2 архивные распределе-

ния экзопланет по массе $N(M)$ и соответствующие зависимости массы от радиуса $M(R)$ приведены на рис. 1а и 1б, соответственно.

Рис. 1а показывает, что без разделения на группы 1 и 2 распределение экзопланет по массам (показано черным цветом, сплошная линия) имеет два ярко выраженных максимума, происхождение которых обусловлено, главным образом, наблюдательной селекцией – неравному инструментальному охвату современными наблюдательными средствами разных групп (1 и 2) экзопланет: телескопами Kepler и TESS или наземными наблюдательными программами (а также телескопами CoRoT и HST), соответственно. Первый максимум в интервале $[1.5, 4.4] \times 10^{-2} M_J$ ($[4.8, 14] M_E$) совпадает с максимумом в распределении экзопланет группы 1; второй максимум в интервале $[0.54, 1.57] M_J$ соответствует максимуму для группы 2. В частности из этого следует, что так называемая пустыня суб-сатурнов (Ida и Lin, 2004; Mordasini и др., 2009) – минимум в интервале масс $[0.1, 0.3] M_J$ ($[-1, -0.5] \lg M_J$) скорее всего эффект наблюдательной селекции.

Также, на рис. 1а показаны покрашенные цветом интервалы масс, где наблюдения для групп 1 и 2 имели полноту. Неполнота наблюдений телескопов Kepler⁶ и TESS начинается для экзопланет с массами менее $\approx 0.02 M_J$. Неполнота наземных (и

⁵ https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/API_exomultipars_columns.html.

⁶ Неполнота наблюдений телескопа Kepler начинается для планет с периодом больше 400 дней и радиусом менее $0.178 R_J$ ($2 R_E$) (Petigura и др., 2013). Большая часть экзопланет с таким радиусом (из Архива, а также по зависимостям масса-радиус (см. раздел “Статистические зависимости масса-радиус...”) соответствует массам в диапазоне $[0.01, 0.03] M_J$.

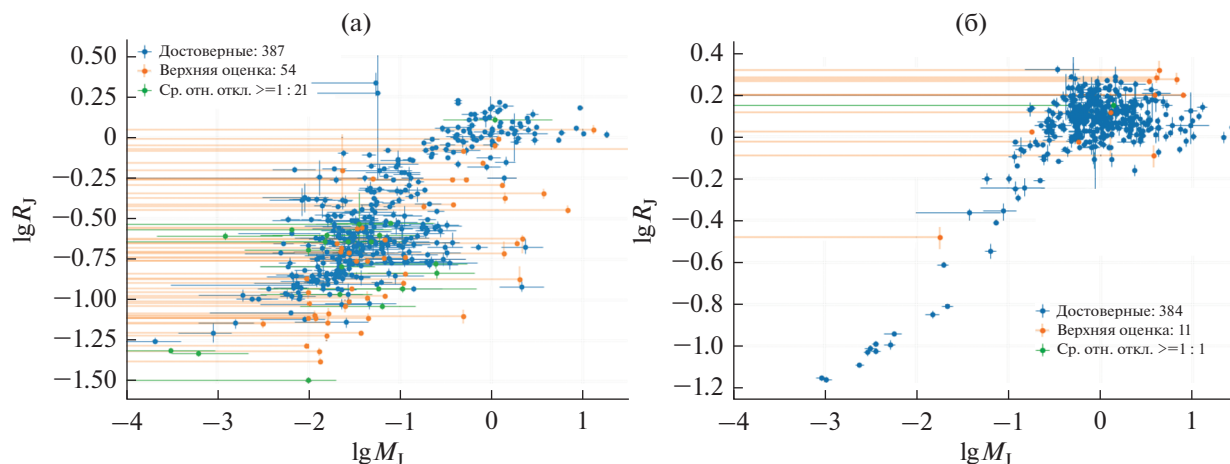


Рис. 2. Экзопланеты группы 1 (а) и группы 2 (б) в плоскости $\lg M - \lg R$ (показаны точками) с погрешностями измерения массы и радиуса (показаны линиями). Оранжевым цветом обозначены экзопланеты, для которых указаны только верхние оценки массы, зеленым цветом — планеты, среднее отклонение которых превышает значение массы планеты (см. раздел “Методика вычислений”, подраздел “Вычисление масс экзопланет”), а синим цветом — остальные планеты (с более достоверно известными массами). “Уходящие” влево за край графика линии означают, что нижняя оценка значения массы близка или равна нулю (в некоторых случаях меньше нуля, см. (Марсу и др., 2014)).

CoRoT, HST) наблюдений транзитных экзопланет начинается для экзопланет с массами менее $\approx 0.68 M_J$ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020). В интервалах масс, где есть полнота наблюдений, зависимости числа планет от их массы $N(M)$ имеют ярко выраженную степенную зависимость, характеристики которой уточняли последующим анализом более тонких эффектов наблюдательной селекции.

Рис. 1б демонстрирует различные инструментальные охваты космических инструментов Kepler (и TESS) и наземных инструментов (CoRoT, HST) по глубине транзита, зависящие от радиуса планеты. Так, экзопланеты группы 2 сконцентрированы в основном (94%) в области $[0.63, 13] M_J$, $[0.1, 2] R_J$, в то время как экзопланетам группы 1 соответствует более широкий диапазон значений массы и радиуса.

На рис. 2 показаны экзопланеты групп 1 и 2 в плоскости $\lg M - \lg R$. При анализе распределения экзопланет в плоскости масса-радиус (рис. 2) следует отметить следующие особенности:

1) наличие двух интервалов с различной зависимостью — для малых каменных планет массой менее $0.1 M_J$ и радиусом менее $0.1 R_J$ ($-0.44 \lg R_J$) (Bashi и др., 2017) характерна более явная зависимость между массой и радиусом в отличие от области планет гигантов;

2) значительный разброс (на несколько порядков) по массе планет, соответствующих малому интервалу по радиусу, обусловлен в первую очередь их различиями по составу для каменных планет и по величине теплового потока от роди-

тельской звезды для планет газового состава (Weiss и др., 2013);

3) в диапазоне масс $[-4, 1.5] \lg M$ значения по радиусу определены более точно, чем по массе, поэтому чаще определяют зависимость $R(M)$, а не обратную $M(R)$;

4) неоднородность ошибок измерений обусловлена тем, что параметры больших планет измерены лучше, им соответствуют меньшие значения относительных отклонений по сравнению с малыми планетами.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАССА-РАДИУС, ВЫБРАННЫЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ МАСС ЭКЗОПЛАНЕТ ПО ИХ РАДИУСАМ

Как уже было замечено ранее (см. раздел “Параметры экзопланет из Архива 2020”), для всех транзитных экзопланет радиус известен, в то время как масса известна только для небольшой их части (858 из 3169). С целью включения в исследуемое распределение по массе как можно большего количества экзопланет, в настоящей работе оценены статистические значения неизвестных масс (2311) экзопланет с помощью зависимостей масса-радиус (по моделям, примененным к Архивным наблюдательным данным). Зависимости массы от радиуса, построенные на основе физических моделей, например, (Zeng и др., 2016; Otegi и др., 2019), в настоящей работе не рассмотрены.

Зависимость между массой и радиусом планеты определяется плотностью вещества, из которого она состоит. Плотность, в свою очередь, зависит от состава планеты и (для газовых планет)

Таблица 2. Параметрические модели зависимости масса–радиус по некоторым публикациям

№	Показатель степени α в выражении $R(M) \sim M^\alpha$	Интервалы по		Название модели в этой работе (Публикация)
		массе, M_J	радиусу, R_J	
Детерминированные				
1	0.53	<0.47	–	(Weiss и др., 2013)
	–0.04	≥ 0.47	–	
2	0.55	<0.39	<1.08	<i>Bashi17</i> (Bashi и др., 2017)
	0.01	[0.39, 13]	≥ 1.08	
Вероятностные*				
3	0.56**	–	≤ 0.71	(Wolfgang и др., 2016)
4	0.28	$< 6 \times 10^{-3}$	–	<i>Chen17</i> (Chen и Kipping, 2017)
	0.59	$[6 \times 10^{-3}, 0.41]$	–	
	–0.04	[0.41, 13]	–	

* Для вероятностных моделей представлены математические ожидания α ; для модели № 5 представлены математические ожидания граничных значений интервалов массы.

** Показатель степени получен из зависимости $M(R)$.

от внешних условий (орбитальные параметры, параметры звезды). Среднюю плотность или приблизительный состав планеты невозможно узнать напрямую по фотометрическим наблюдениям, поэтому, строго говоря, определить массу экзопланеты по ее радиусу (или наоборот) невозможно. Однако между массой и радиусом планет существует некоторая корреляция, что позволяет в первом приближении оценить статистическую (вероятную или среднюю) массу планеты по ее радиусу на основании наблюдательных данных.

Найденные в литературных источниках зависимости масса–радиус экзопланет, определенные по наблюдательным данным (порядка 10 публикаций, многие из которых перечислены и обсуждаются в (Chen и Kipping, 2017; Ning и др., 2018)), можно разделить по моделям на параметрические и на непараметрические.

К параметрическим (приведены в табл. 2) относятся модели, в которых зависимость масса–радиус аппроксимируется кусочно-степенным законом $M \sim R^\alpha$ или $R \sim M^\alpha$. При этом используются два подхода: 1) детерминированный (Weiss и др., 2013; Bashi и др., 2017), в котором определяется однозначная зависимость между массой и радиусом; 2) вероятностный (Wolfgang и др., 2016; Chen и Kipping, 2017), в котором определенному значению радиуса соответствует некоторое распределение по массе и искомое значение массы является реализацией из этого распределения.

В непараметрической модели, описанной в (Ning и др., 2018), наблюдательные данные аппроксимируются детерминированной функцией из пространства с базисом полиномов Берштейна. Кроме этих моделей дополнительно рассмат-

ривается параметрическая зависимость массы от радиуса, найденная усреднением исследуемых в настоящей работе данных из Архива (см. раздел “Методика вычислений”, подраздел “Вывод зависимости масса–радиус Averaged”).

В (Weiss и др., 2013) определяли зависимость радиуса от массы $R(M)$ для 138 транзитных экзопланет (подтвержденных на сентябрь 2012 г.) с помощью метода наименьших квадратов. В (Bashi и др., 2017) использовали параметры 274 транзитных экзопланет (подтвержденных на март 2016 г.) также для определения зависимости радиуса от массы $R(M)$ планет. Здесь использовался более общий подход – метод полных наименьших квадратов, учитывающий ошибки измерений по обоим параметрам, а также были учтены неоднородность ошибок измерений и неоднородность распределения экзопланет по массе. В этих двух публикациях (№ 1, 2 табл. 2) зависимости масса–радиус приблизительно одинаковые в интервале легких планет: $R \sim M^{0.53}$ и $R \sim M^{0.55}$ соответственно. Интервалу массивных планет ($M > 0.47M_J$ и $M > 0.39M_J$ соответственно), преимущественно газовых гигантов, соответствует слабая и неявная зависимость масса–радиус ($R \sim M^{-0.04}$ и $R \sim M^{0.01}$) вследствие значительной зависимости радиуса планет от величины усредненного теплового потока звезды (Weiss и др., 2013) на орбите планеты. В (Bashi и др., 2017) переходная точка между этими интервалами рассматривалась как свободный параметр, а в (Weiss и др., 2013) переходную точку определяли априори на основании наблюдательных данных и физических соображений. Вывод зависимости масса–радиус *Bashi17* основывается на более поздних данных, а также является более

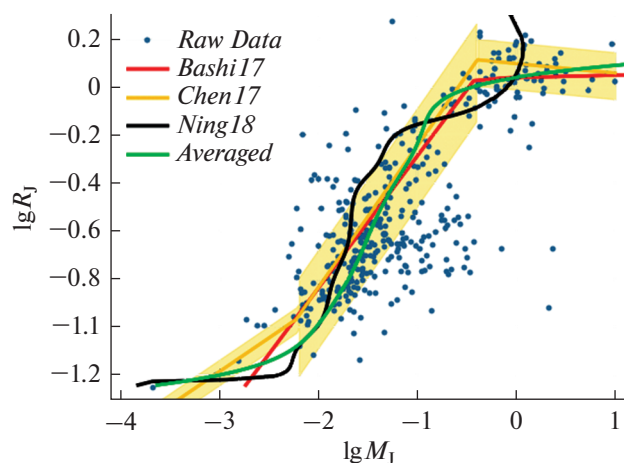


Рис. 3. Зависимости масса-радиус, используемые для вычисления статистической массы экзопланет (группы 1), показанные на фоне данных из Архива о транзитных экзопланетах с измеренными массами: в плоскости $\lg M - \lg R$. Точками показаны экзопланеты группы 1 (*Raw Data* – 386 планеты с массой $M \leq 13 M_J$, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020) и используемые в работе зависимости масса-радиус *Bashi17* (Bashi и др., 2017), *Chen17* (Chen, Kipping, 2017), *Ning18* (Ning и др., 2018), *Averaged* (найденная усреднением данных из Архива). Для модели *Chen17* линией показана зависимость для математического ожидания показателя степени в закрашенной области $3\sigma_R$. Тип и принадлежность линий указаны на рисунке.

проработанным, поэтому в настоящей работе из моделей № 1 и 2, табл. 2, мы рассмотрим только модель № 2, *Bashi17*.

В вероятностных моделях (Wolfgang и др., 2016) и (Chen, Kipping, 2017) (№ 3, 4 табл. 2) использовалось Байесовское иерархическое моделирование. Модель № 3 ограничена максимальным значением радиуса $0.71 R_J$, а радиусы исследуемых планет достигают значения $1.6 R_J$, поэтому в настоящей работе мы не применяем модель № 4, недостаточную (по диапазону) для проводимого анализа.

В (Chen, Kipping, 2017) моделируют зависимость масса-радиус в интервале $\sim [0.01, 100] R_J$, который более чем достаточен для настоящего анализа. В этой модели (№ 4 табл. 2) диапазон по массе разделен на четыре интервала: $[10^{-3}, 6 \times 10^{-3}] M_J$ для землеподобных планет и суперземель, $[6 \times 10^{-3}, 0.41] M_J$ для Нептунов, $[0.41, 83.8] M_J$ для Юпитеров и коричневых карликов, а также для звезд ($> 83.8 M_J$) (не указан в табл. 2). Аналогично рассмотренным выше моделям, в (Chen, Kipping, 2017) получена зависимость радиуса от массы $R(M)$, но в этой модели радиус является случайной функцией. Любому заданному значению

массы соответствует нормально распределенное значение радиуса:

$$R \sim N(\mu = CM^\alpha, \sigma_R), \quad (4)$$

где μ – математическое ожидание в виде степенной функции, σ_R – стандартное отклонение, C – константа. Математическое ожидание показателя степени α и граничных значений интервалов массы указано в табл. 2.

На рис. 3 показаны зависимости масса-радиус, с помощью которых вычислялись массы экзопланет группы 1 с неизвестной массой: усредненная модель *Averaged* и модели по публикациям (Bashi и др., 2017) *Bashi17*, (Chen, Kipping, 2017) *Chen17*, а также непараметрическая модель (Ning и др., 2018) *Ning18*.

СРАВНЕНИЕ И АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТРАНЗИТНЫХ ЭКЗОПЛАНЕТ ПО МАССЕ, ПОЛУЧЕННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛЕЙ МАССА-РАДИУС

Функция плотности распределения степенного закона определяется⁷ (Clauset и др., 2009):

$$p(m) = Cm^\alpha, \quad C = \frac{(1 + \alpha)}{m_{\min}^{1+\alpha}}, \quad \alpha < 0, \quad (5)$$

где C – нормирующая константа, α , m_{\min} – параметры распределения – показатель степени и минимальное значение массы в рассматриваемом интервале.

Оценки параметра α и соответствующего ему стандартного отклонения σ для выборки $\mathbf{M} = \{m_i\}$, $i = 1 \dots n$ с заданным значением m_{\min} определяются с использованием метода максимального правдоподобия следующим образом (Clauset и др., 2009):

$$\hat{\alpha} = 1 + n \left(\sum_{m_{\min}}^n \ln \frac{m_i}{m_{\min}} \right)^{-1}, \quad \hat{\sigma} = -\frac{\hat{\alpha} + 1}{\sqrt{n}}. \quad (6)$$

Для 2311 экзопланет с неизвестной массой группы 1 (обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) массы были рассчитаны (результаты моделирования см. в “Методика вычислений”, подраздел “Вычисление масс экзопланет”) по описанным выше моделям $M(R)$ № 2 и 4 (из табл. 2), *Averaged* (см. раздел “Методика вычислений”, подраздел “Вывод зависимости масса-радиус *Averaged*”) и (Ning и др., 2018). Были исследованы распределения следующих пяти выборок экзопланет 1 группы: выборка из необработанных данных (*Raw Data*) по данным Архива 2020; четыре выборки экзопланет, каждая из которых содержит планеты *Raw Data* и остальные планеты

⁷ Или $p(m) = C_1 m^{-\alpha}$, $\alpha > 0$. Для сравнения показателя степени с результатами в других публикациях принимается указанный вариант в выражении (5).

Таблица 3. Показатель степени α в законе $\partial N/\partial M \sim M^\alpha$ для исследуемых выборок в интервале $[0.02, 13]M_J$, а также невязка со сравниваемым значением $\alpha_{19} = -1.90 \pm 0.06$, полученное в (Иванова и др., 2019; Апаньева и др., 2020; Ананьева и др., 2020)

Выборка планет, модель	$\hat{\alpha} \pm \hat{\sigma}$	$\min(\alpha - \alpha_{19})$	Количество планет в интервале $[0.02, 13] M_J$	
			всего	с вычисленной массой по зависимости масса-радиус
<i>Raw Data</i>	-1.50 ± 0.03	0.32	253	0
<i>Averaged</i>	-2.12 ± 0.03	0.13	1515	1256
<i>Bashi17</i>	-2.09 ± 0.03	0.10	1174	918
<i>Chen17</i>	-1.89 ± 0.03	—	1070	810
<i>Ning18</i>	-2.27 ± 0.04	0.27	1115	861

1 группы с вычисленными по моделям массами № 2 и 4 (из табл. 2), *Averaged* и (Ning и др., 2018) (далее соответственно: *Bashi17*, *Chen17*, *Averaged* и *Ning18*). Планеты с радиусом менее $0.178R_J$ или периодом более 400 дней (1188 экзопланеты) были исключены из выборок из-за неполноты данных телескопа Kepler. Поэтому из 2773 экзопланет 1 группы остается для рассмотрения 1561.

Для каждой из этих выборок в интервале масс $[0.02, 13]M_J$ определены оценки показателя степени α , представленные в табл. 3, рис. 4. В исследуемом интервале в выборках оказалось различное количество⁸ планет, что обусловлено использованием различных зависимостей масса-радиус.

В серии работ (Иванова и др., 2019; Апаньева и др., 2020; Ананьева и др., 2020) массу экзопланет не вычисляли по радиусу, но распределение по массе из Архива 2019 (NASA Exoplanet Archive, 2019) корректировали с помощью коэффициента “измеренности массы” (см. раздел “Распределение транзитных экзопланет...”). В результате скорректированное распределение экзопланет по их массам соответствовало степенному закону с показателем степени $\alpha_{19} = -1.90 \pm 0.06$, что совпадает с результатом выборки *Chen17* и близко к *Bashi17*. Минимальная невязка соответствует выборке *Bashi17* (0.1), для *Averaged* и *Ning18* составляет менее 12%.

При проверке на однородность исследуемых выборок между собой попарно (*Averaged* с *Bashi17*, *Averaged* с *Chen17* и т.д.) гипотеза о принадлежности их одной генеральной совокупности отвергается, т.е. при использовании разных зависимостей масса-радиус получаются статистически различные распределения экзопланет по массе. Соответствие распределений степенно-

му закону проверяется в разделе “Исследование нижней границы...” далее.

УЧЕТ ВЕРОЯТНОСТИ ТРАНЗИТА КАК ФАКТОРА НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ

Как уже обсуждалось выше (см. раздел “Распределение транзитных экзопланет...”), вслед-

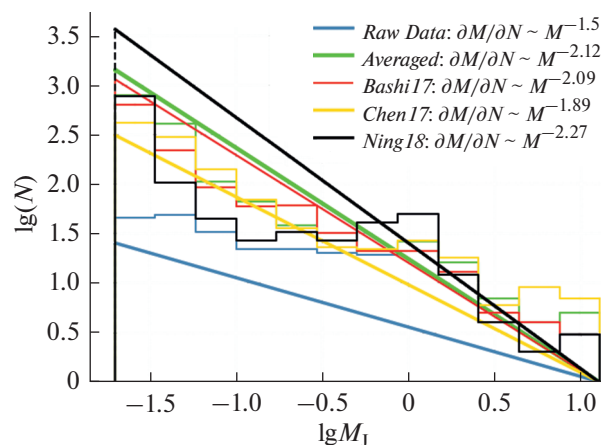


Рис. 4. Гистограммы⁹ распределений по массе экзопланет группы 1 (*Raw Data* – экзопланеты, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020), а также полученных с добавлением в выборку *Raw Data* масс экзопланет, вычисленных по зависимостям масса-радиус: *Averaged* (найденная усреднением данных), *Bashi17* (Bashi и др., 2017), *Chen17* (Chen, Kipping, 2017), *Ning18* (Ning и др., 2018) в интервале масс $[0.02, 13]M_J$. Тип и цвет линий указан, наклонными линиями показаны соответствующие аппроксимации степенным законом с различными показателями степени.

⁸ Количество масс, взятых из Архива, в выборках с вычисленными массами не совпадает с количеством в *Raw Data*, т.к. в последнюю включены только достаточно достоверные значения (см. раздел “Статистические зависимости...”).

⁹ Гистограммы на рис. 4 приведены только для визуализации исследуемых распределений, вид которых зависит от разбиения по интервалам; степенные законы не были получены их аппроксимацией, а были получены с использованием метода максимального правдоподобия (6).

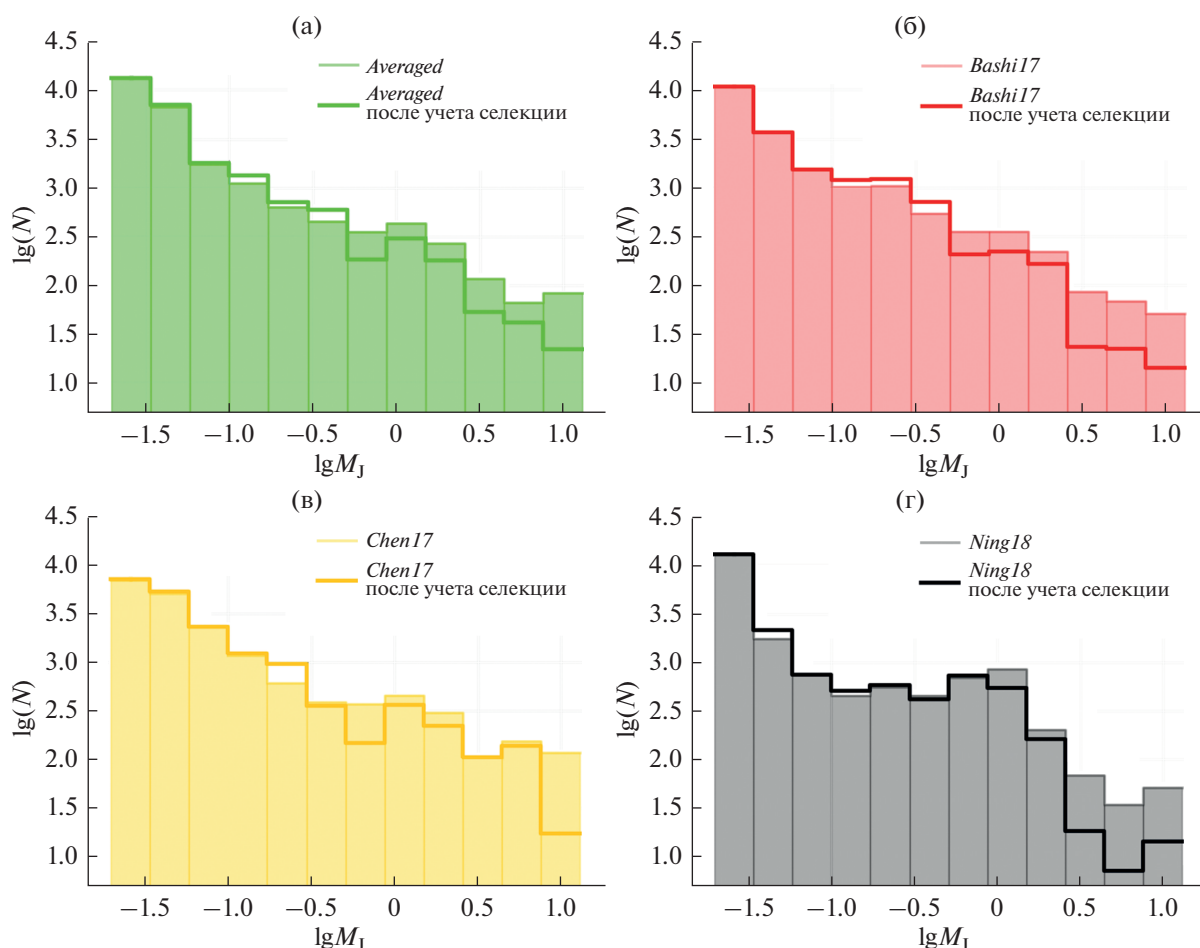


Рис. 5. Гистограммы распределений по массе экзопланет группы 1 (планеты с массой $M \leq 13M_J$, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) с добавленными экзопланетами со статистическими массами, вычисленными по зависимостям масса-радиус до учета вероятности транзита (закрашенные гистограммы) и после (незакрашенные): а) *Averaged* (найденная усреднением данных), б) *Bashi17* (Bashi и др., 2017), в) *Chen17* (Chen, Kipping, 2017), г) *Ning18* (Ning и др., 2018).

ствие малой вероятности транзитной конфигурации p_{tr} наблюдательная селекция обуславливает недостаточное число зарегистрированных экзопланет. Транзитным методом невозможно обнаружить не находящиеся в транзитной конфигурации планеты (не вызывающие падения блеска звезды для наблюдателя с Земли), которые, тем не менее, составляют большинство. Для их учета статистический вес каждой транзитной планеты может быть умножен на коэффициент $k_1 > 1$, введенный формулой (2) (Petigura и др., 2013), т.е. предполагается, что каждой обнаруженной экзопланете статистически соответствует некоторое множество планет с такой же массой в количестве, обратно пропорциональном p_{tr} (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020).

Распределения экзопланет по массе, полученные выше по моделям $M(R)$ (в разделе “Статисти-

ческие зависимости масса-радиус...”), представлены на рис. 5 для планет группы 1, обсуждавшихся в разделе “Сравнение и анализ распределений...”, до учета наблюдательной селекции и после, скорректированные с помощью коэффициента k_1 .

Для каждой выборки в отдельности был проведен тест Колмогорова-Смирнова на однородность до и после учета селекции (фактор k_1) в результате которого для всех выборок, кроме *Chen17*, гипотеза о принадлежности распределений одному закону распределения до и после учета селекции не отклоняется. Для выборки *Chen17* после учета селекции показатель степени изменяется на $\alpha = -1.94 \pm 0.03$ ($\alpha = -1.89 \pm 0.03$ без учета k_1). Это значение совпадает с $\alpha = -1.99 \pm 0.08$, найденное в (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) после коррекции распределения с помощью коэффициента измеренности масс и аналогичного учета вероятности

транзита. Так как статистически распределения для исследуемых выборок (кроме *Chen17*) не отличаются, показатели степени для них также не будут отличаться (табл. 3). Поэтому, после учета наблюдательной селекции, показатель степени совпадает с $\alpha = -1.99 \pm 0.08$ и у выборки *Bashi17* ($\alpha = -2.09 \pm 0.03$), а для выборок *Averaged* и *Ning18* невязка уменьшилась до 0.01 и 0.16 соответственно по сравнению со значениями, полученными до учета селекции.

На основании проведенного теста на однородность можно заключить, что учет наблюдательной селекции транзитного метода для рассматриваемых экзопланет (с большой полуосью $a \leq 1$ а. е.) статистически незначительно изменяет вид распределения экзопланет по массе. Отличие наблюдается (рис. 5) только в области больших масс $M > 3.16M_J$ ($0.5lgM_J$), где количество планет мало. В этом диапазоне после коррекции количество планет уменьшилось. Для $M > 0.1M_J$ распределения не изменили вид, за исключением выборки *Ning18*.

При коррекции селекции транзитного метода, (фактор k_1 , обратно пропорциональный вероятности транзитной конфигурации) в статистическое распределение добавляются планеты с массами, распределенными в малом интервале совместного распределения $\partial^2 N / (\partial r \partial a)$ радиуса звезды r и большой полуоси орбиты экзопланеты a в соответствии с наблюдаемым в нем распределением экзопланет по массе (количество добавленных планет определенной массы для малого интервала (r, a) пропорционально количеству планет в этом интервале с такой массой). Если бы вероятность обнаружения экзопланеты зависела от ее массы, то после коррекции наблюдалось бы значительное увеличение числа экзопланет с массами, вероятность которых обнаружить мала, по сравнению с теми, вероятность которых обнаружить велика, что приводило бы к значительному изменению распределения по массе после коррекции. Вероятность обнаружения $p_{tr} \sim r/a$ в первую очередь зависит от большой полуоси, радиус звезды варьируется в меньшей степени. Поэтому, хотя между массой и большой полуосью экзопланет статистической зависимости не наблюдается, наличие зависимости распределения планет по массе от близости к звезде могло бы косвенно свидетельствовать о структурировании в планетных системах. Относительное уменьшение числа планет с большой массой (что слабо просматривается на рис. 5) после коррекции могло бы свидетельствовать о большей вероятности их обнаружения, а значит преимущественно более близком расположении по сравнению с легкими планетами. Однако на основании теста на однородность распределений, среди исследуемых выборок различие наблюдается только для одной

модельной зависимости *Chen17*. На основании этого нельзя утверждать о каком-либо структурировании для экзопланет, большая полуось которых менее ≈ 1 а. е. Обнаруженные транзитные планеты, удаленные от звезды на большие расстояния, единичны из-за ограниченности транзитного метода, что является причиной статистической неполноты в детектировании долгопериодических планет.

Кроме того, для звезд большого радиуса вероятность обнаружения экзопланеты больше, чем для меньших звезд при заданном значении большой полуоси. При этом звезды большого радиуса менее распространены, поэтому вероятность обнаружения экзопланет у таких звезд должна быть больше, чем в случае равномерного распределения звезд по радиусу. Т.е. неучет зависимости распространенности звезд разного радиуса может завышать вероятность обнаружения экзопланет у больших звезд и занижать ее для малых. В рассматриваемой выборке экзопланеты, обнаруженные телескопами Kepler и TESS, вращаются преимущественно вокруг солнцеподобных звезд (радиус $\approx 90\%$ рассматриваемых звезд лежит в диапазоне $r \in [0.4, 1.8]r_{\text{sun}}$), поэтому, скорее всего, этот фактор незначительно влияет на распределение по массе и в настоящей работе он не учитывается.

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ЭКЗОПЛАНЕТ ПО МАССЕ И СРАВНЕНИЕ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ, ПОЛУЧЕННЫМ МЕТОДОМ ПОПУЛЯЦИОННОГО СИНТЕЗА

Параметрами распределения экзопланет по массам аппроксимированного степенным законом являются показатель степени α и нижняя граница масс m_{min} (см. раздел “Сравнение и анализ распределений...”). В предыдущем разделе “Учет вероятности транзита...” мы полагали $m_{\text{min}} = 0.02M_J$ с целью сравнения с результатами работ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) полученными при $m_{\text{min}} = 0.02M_J$, а также на основании области полноты наблюдения телескопа Kepler (см. раздел “Параметры экзопланет из архива 2020”). Однако, полученные распределения можно аппроксимировать степенным законом и с $m_{\text{min}} > 0.02M_J$, а также ломанным степенным законом, что было получено в (Mordasini, 2018).

Так, на рис. 6 для каждой из исследуемых модельных выборок (см. раздел “Учет вероятности транзита...”) получены зависимости $\alpha(m_{\text{min}})$ — показателя степени закона распределения α от нижней границы рассматриваемого интервала масс m_{min} . Применение критерия Колмогорова-Смирнова позволило определить для каждой модель-

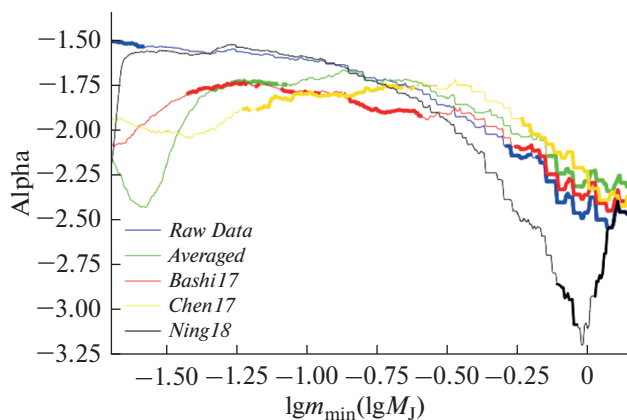


Рис. 6. Зависимость показателя степени от нижней границы масс $\alpha(m_{\min})$, для выборок: экзопланеты группы 1 (*Raw Data* – экзопланеты, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020), а также полученных с добавлением в выборку *Raw Data* масс экзопланет, вычисленных по зависимостям масса-радиус: *Averaged* (найденная усреднением данных), *Bashi17* (Bashi и др., 2017), *Chen17* (Chen, Kipping, 2017), *Ning18* (Ning и др., 2018). Утолщенной линией показаны значения α , при которых распределение соответствует степенному закону, согласно тесту Колмогорова-Смирнова.

ной выборки оптимальные значения параметров распределения α , m_{\min} и проверить гипотезу о соответствии распределений выборок степенному закону для всех значений m_{\min} (результаты моделирования см. раздел “Методика вычислений”, подраздел “Тест на соответствие степенному закону”). Значения $\alpha(m_{\min})$, при которых гипотеза о соответствии степенному закону не отвергается, показаны на рисунке утолщенной линией.

На отрезке $[0.03, 0.15]M_J$ ($[-1.5, -0.8] \lg M_J$) близкое поведение функции наблюдается для выборок *Raw Data*, *Ning18* ($\alpha \approx -1.55$) и *Averaged*, *Bashi17*, *Chen17* ($\alpha \approx -2.0 \dots -1.7$). Далее, при смещении нижней границы до $\approx 0.3M_J$ ($-0.5 \lg M_J$) $\alpha \in [-1.7, -2]$ для всех выборок. На отрезке $[0.3, 1.17]M_J$ ($[-0.8, 0.69] \lg M_J$) для выборки *Ning18* $\alpha \in [-2, -3.25]$ значительно отличается от $\alpha \in [-1.7, -2.5]$ для остальных выборок. Для $m_{\min} > 1.17$ различия между выборками *Raw Data* и *Ning18* нет, при этом поведение всех функций идентично. При увеличении m_{\min} значительно уменьшается количество планет в выборке. Для $m_{\min} = 0.17M_J$ ($-0.75 \lg M_J$) количество планет в зависимости от выборки варьируется от 101 до 169, из которых архивных 101, а в интервал $[1, 13]M_J$ уменьшается до 31...57.

На отрезке $[0.046, 0.061]M_J$ ($[-1.34, -1.21] \lg M_J$) статистически не различимы распределения *Averaged* и *Bashi17*, а на $[0.093, 0.14]M_J$ ($[-1.03, -0.85] \lg M_J$) – *Bashi17*, *Chen17*. На отрезке $[0.058,$

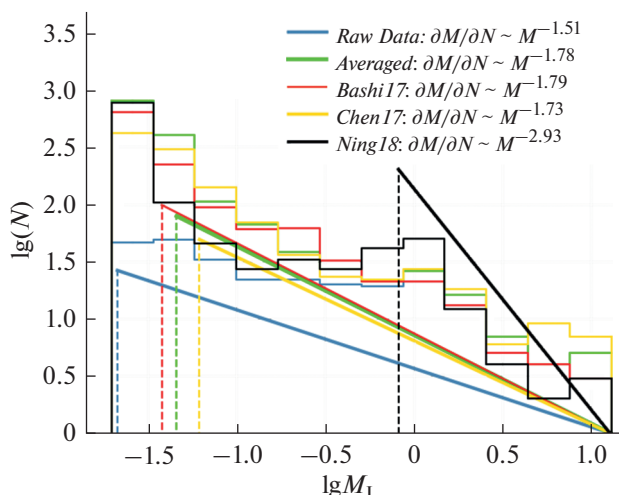


Рис. 7. Гистограммы распределений по массе экзопланет группы 1 (*Raw Data* – экзопланеты, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020), а также полученных с добавлением в выборку *Raw Data* масс экзопланет, вычисленных по зависимостям масса-радиус: *Averaged* (найденная усреднением данных), *Bashi17* (Bashi и др., 2017), *Chen17* (Chen, Kipping, 2017), *Ning18* (Ning и др., 2018). Тип линий указан на вкладке. Пунктирными вертикальными линиями обозначены минимальные значения m_{\min} (указаны на вкладке), которые соответствуют оптимальному значению α показателя степени в законе распределения $\partial N/\partial M \sim M^\alpha$, показанным наклонными линиями на соответствующем интервале.

$0.08]M_J$ ($[-1.24, -1.10] \lg M_J$) выборки *Averaged*, *Bashi17*, *Chen17* распределены в соответствии со степенным законом одновременно (за исключением двух малых интервалов *Bashi17*, см. раздел “Методика вычислений”, подраздел “Тест на соответствие степенному закону”), при этом $\alpha \in [-1.88, -1.72]$.

Полученные оптимальные параметры (в смысле соответствия степенному закону, см. раздел “Методика вычислений”, подраздел “Тест на соответствие степенному закону”) распределений исследуемых выборок (рис. 7) представлены в табл. 4.

Полученный результат о соответствии степенному закону выборок *Averaged*, *Bashi17*, *Chen17* в большей степени по сравнению с *Raw Data*, *Ning18* подтверждается также видом распределений на рис. 7. Распределения *Raw Data*, *Ning18* имеют значительно отличающийся вид на интервале примерно $[0.1, 0.56]M_J$ ($[-1, -0.22] \lg M_J$), вследствие чего гипотеза о соответствии их степенному закону (рис. 6) справедлива только в области тяжелых планет (для *Raw Data* также есть небольшой интервал при $m_{\min} \in [0.02, 0.03]M_J$). Подобный вид закона распределения – ломаный степенной с тремя участками – получен в (Mordasini, 2018). Кроме того, при $m_{\min} \in [0.31,$

Таблица 4. Оптимальные параметры законов распределения для исследуемых выборок экзопланет

Выборка планет, модель	Показатель степени α в законе $\partial N/\partial M \sim M^\alpha$	Минимальное значение m_{\min}, M_J	Количество планет в интервале $[m_{\min}, 13]M_J$	
			всего	с вычисленной массой
<i>Raw Data</i>	-1.51 ± 0.03	0.021	248	0
<i>Averaged</i>	-1.78 ± 0.04	0.046	400	215
<i>Bashi17</i>	-1.79 ± 0.04	0.038	459	259
<i>Chen17</i>	-1.73 ± 0.04	0.062	333	176
<i>Ning18</i>	-2.93 ± 0.22	0.82	76	30

Таблица 5. Параметры ломанного степенного закона распределения для начальной выборки *Raw Data* и для выборки *Ning18*, а также полученные в (Mordasini, 2018)

Название выборки	Нижняя граница m_{\min}, M_J	Переходные точки, M_J		Показатель степени		
		M_{T1}	M_{T2}	α_1	α_2	α_3
<i>Mordasini, 2018</i>	—	0.094	5	—	-1	-2
<i>Raw Data</i>	0.025	0.28	1.35	-1.47	-0.97	-2.88
<i>Ning18</i>	0.025	0.16	1.04	-1.99	-0.62	-2.88

0.56], согласно тесту Колмогорова-Смирнова, ни одно из распределений не соответствует степенному закону, что указывает в целом на необходимость исследования более сложного закона распределения, показатель степени которого может различаться на двух или более интервалах. Согласно полученному распределению методом популяционного синтеза (Mordasini, 2018), мы проверили аппроксимацию распределения экзопланет по массам тремя степенными законами на трех интервалах.

Математически такой закон распределения определяется 6 параметрами: минимальное значение в рассматриваемом интервале масс m_{\min} ; две переходные точки, определяющих границы среднего интервала M_{T1}, M_{T2} ; показатели степени $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ в законе распределения $\partial N/\partial M \sim M^\alpha$ на трех интервалах $[m_{\min}, M_{T1}], [M_{T1}, M_{T2}], [M_{T2}, 13M_J]$ соответственно. С помощью метода максимального правдоподобия (6) варьированием параметров $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, m_{\min}, M_{T1}, M_{T2}$ были определены оптимальные значения этих параметров, представленные в табл. 5, для выборок *Raw Data* и *Ning18* (рис. 8), наилучшим образом соответствующие такому закону распределения (соответствие под-

тверждено описанным в разделе “Методика вычислений”, подразделе “Тест на соответствие степенному закону” образом).

В обеих выборках наблюдается недостаток планет на интервале $M > 1M_J$ аналогично (Иванова и др., 2019; Апануева и др., 2020; Ананьева и др., 2020). Переходная точка M_{T1} распределения *Ning18* находится ближе, чем у *Raw Data*, относительно M_{T1} (Mordasini, 2018), при этом для M_{T2} — наоборот. Показатель степени на первом интервале α_1 с хорошей точностью совпадает со сравниваемым законом для *Ning18*, на втором интервале α_2 — для *Raw Data*. На третьем интервале *Raw Data* лучше соответствует (Mordasini, 2018), чем *Ning18* (меньшее отличие показателя степени). Хотя на втором интервале у (Mordasini, 2018) $\alpha_2 = -1$, в этом распределении также, как и в распределении *Ning18*, наблюдается увеличение (в логарифмических осях) плотности распределения при увеличении массы. Кроме того, разница (суммарная и максимальная) между дискретными функциями распределения (Mordasini, 2018) и *Ning18* меньше, чем аналогичная для *Raw Data*. Таким образом можно заключить, что распределение *Ning18* в большей степени соответствует (Mordasini, 2018).

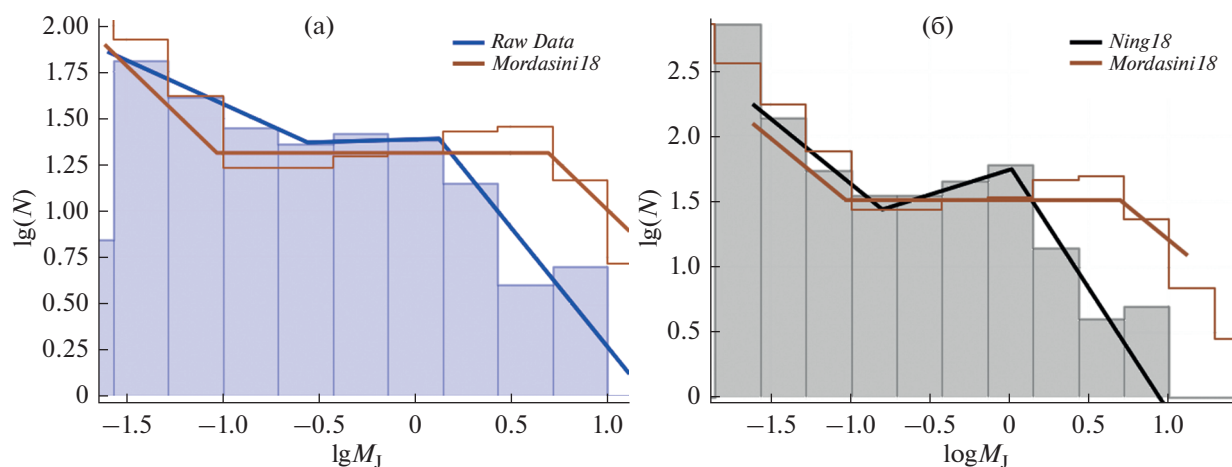


Рис. 8. Гистограммы распределений по массе экзопланет группы 1 и соответствующие им ломанные степенные законы распределения из (Mordasini, 2018) *Mordasini18* и а) по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020) *Raw Data* – экзопланеты, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS, б) полученное с добавлением в выборку *Raw Data* масс, вычисленных по зависимости масса-радиус *Ning18* (Ning и др., 2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МАССЕ ЭКЗОПЛАНЕТ, ОБНАРУЖЕННЫХ НАЗЕМНЫМИ ИНСТРУМЕНТАМИ И КОСМИЧЕСКИМИ ТЕЛЕСКОПАМИ COROT И HST

Массы всех 396 экзопланет группы 2 (обнаруженных наземными инструментами и космическими телескопами CoRoT и HST) известны по архивным данным NASA (Exoplanet Archive, 2020), поэтому зависимости масса-радиус для них

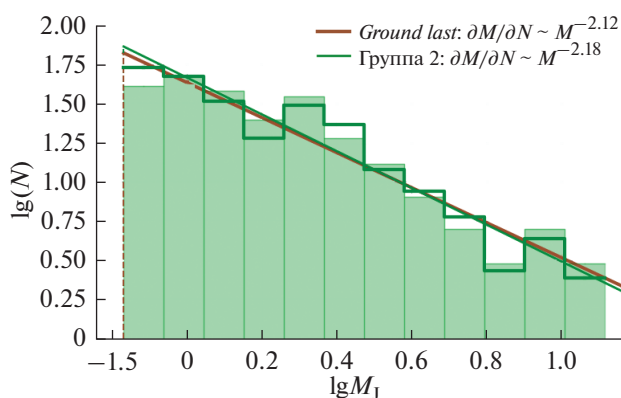


Рис. 9. Гистограммы распределения по массе экзопланет группы 2 (365 планеты с массой $M \in [0.1, 13M_J]$), обнаруженные наземными инструментами и космическими телескопами CoRoT и HST) по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020), до учета наблюдательной селекции (закрашенная) и после (линия), а также найденные законы распределения $\delta N / \delta M \sim M^\alpha$ (наклонные линии, пунктирными линиями обозначены минимальные значения m_{\min}): в (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) (*Ground last*) и в настоящей работе (Группа 2).

не применялись. Рассматриваются 384 экзопланеты с достаточно достоверно известными массами группы 2 (см. “Параметры экзопланет из архива 2020”), 243 из которых находятся в рассматриваемом интервале $[0.68, 13]M_J$. Аналогичным образом, как и для предыдущих выборок, были определены параметры степенного закона, соответствующего распределению экзопланет этой группы (группа 2 на рис. 9) до учета наблюдательной селекции и после.

В серии работ (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) для аналогичной выборки экзопланет, известных на март 2019 года (NASA Exoplanet Archive, 2019), распределение соответствовало степенному закону с показателем степени $\alpha = -2.12 \pm 0.12$ (*Ground last* на рис. 9) при $m_{\min} = 0.68M_J$, что совпадает с полученными результатом: $\alpha = -2.18 \pm 0.08$ при $m_{\min} = 0.68M_J$ или $\alpha = -2.22 \pm 0.08$ при $m_{\min} = 0.71M_J$ (оптимальный вариант). Учет наблюдательной селекции транзитного метода (см. раздел “Учет вероятности транзита...”) статистически незначительно изменяет исследуемое распределение на основании проведенного теста типа Колмогорова-Смирнова на однородность распределений ($\alpha = -2.21 \pm 0.04$ при $m_{\min} = 0.68M_J$, $\alpha = -2.25 \pm 0.04$ при $m_{\min} = 0.71M_J$), что также согласуется с результатом (Иванова и др., 2019; Ananyeva и др., 2020; Ананьева и др., 2020) для экзопланет этой группы после учета наблюдательной селекции ($\alpha = -2.171 \pm 0.12$). Гипотезы о соответствии степенному закону для этих значений m_{\min} принимаются на основании проведенного теста (см. раздел “Методика вычислений”, подраздел “Тест на соответствие степенному закону”).

Таблица 6. Коэффициенты a_i полинома $Y(X)$

Зависимость	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7
$R(M)$	-7.02×10^{-3}	6.67×10^{-2}	-1.87×10^{-1}	-3.69×10^{-3}	3.85×10^{-1}	-2.07×10^{-2}	5.01×10^{-2}	3.66×10^{-2}
$M(R)$	7.94	337.7	580.2	512.5	245.4	61.7	8.49	-0.42

МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЙ

Вывод зависимости масса-радиус Averaged

Усредненная зависимость *Averaged* получена следующим образом:

1) интервалы значений по радиусу разбиваются на n равных интервалов в логарифмическом масштабе;

2) для планет в каждом интервале определяется среднее логарифмическое значение массы и радиуса:

$$\lg(M_{av_i}) = \frac{1}{n_i} \sum_{k=1}^{n_i} \lg(M_k),$$

$$\lg(R_{av_i}) = \frac{1}{n_i} \sum_{k=1}^{n_i} \lg(R_k),$$
(7)

где R, M – радиусы и массы планет с $R \in dR_i$;

3) полученные средние значения аппроксимируются полиномом k -степени:

$$F_k(a, R) = \sum_{i=0}^k a_i (\lg R_{av})^{k-i},$$
(8)

где коэффициенты a_i (результат вычислений см. в табл. 6) определяются методом наименьших квадратов.

Вычисление масс экзопланет по их радиусу

После вычисления массы экзопланет 1 группы по моделям, описанным в разделе “Статистические зависимости масса-радиус...”, вносятся две поправки, обусловленные недостоверностью данных. У 21 планеты с известной массой $M_{\Delta m^-}^{\Delta m^+}$ ($M_{\min} = M - \Delta m^-, M_{\max} = M + \Delta m^+$) среднее относительное отклонение превышает значение массы ($\delta M = (\Delta m^+ + \Delta m^-)/(2M) \geq 1$), поэтому при моделировании для них принимается полученное по модели значение M^* при условии: $M^* \in [M_{\min}, M_{\max}]$. Если вычисленное значение не попадает в этот интервал, то принимается ближайшее значение из него $M^*: M = \min(|M^* - M_{\min}|, |M^* - M_{\max}|)$. Кроме того, для 53 планет с массой $M < 13M_J$, у которых известна только верхняя оценка массы M_{\max} , принимается минимальное значение из M_{\max} и $M^*: M = \min(M_{\max}, M^*)$.

Эти 74 планеты (21 и 53 планеты, указанные выше) можно отнести к “промежуточной” группе между группами планет с достаточно достоверно известной массой и с неизвестной массой. Результаты моделирования представлены на рис. 11. Как видно из рисунка, для одной и той же экзопланеты из “промежуточной” группы (точки, не лежащие на прямой для моделей *Averaged* и *Bashi17*) в зависимости от модели будет использоваться рассчитанное значение или значение из Архива.

При исследовании экзопланет группы 2 были исключены из расчета 12 (11 со средним отклонением больше значения массы и 1 с верхней оценкой массы) экзопланеты из аналогичной “промежуточной” группы.

Тест на соответствие степенному закону

Статистика типа Колмогорова–Смирнова определяется (Лемешко, 2014) как:

$$D = \max |F_E(M) - F_T(M | \alpha, m_{\min})|,$$
(9)

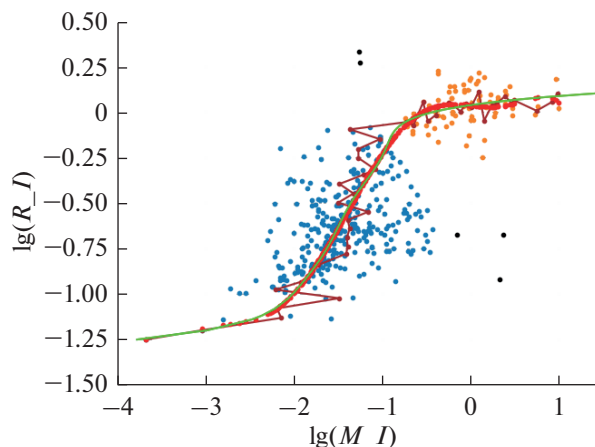


Рис. 10. Функции $M(R)$ (зеленая линия), $R(M)$ (красные точки), среднее логарифмическое значение массы и радиуса (коричневая линия с точками). Точками показаны экзопланеты группы 1 (*Raw Data* – 386 планеты с массой $M \leq 13M_J$, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020). Для планет малых масс (синие) разбиение осуществляется по радиусу, для гигантов (оранжевые) – по массе. Пять планет считаются выбросами и их не учитывали (черные), т.к. каждая из них оказывают значительное влияние на искомую зависимость.

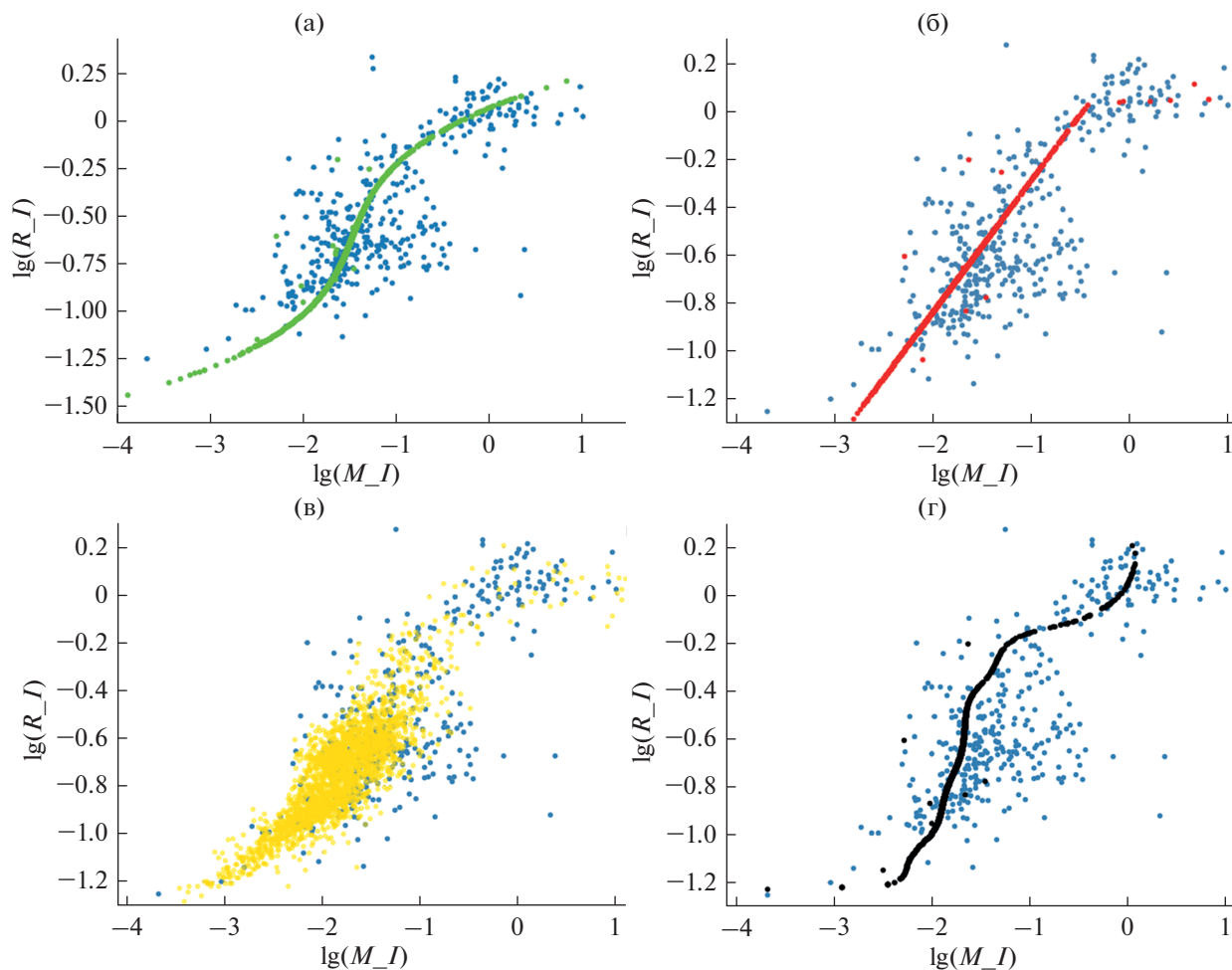


Рис. 11. Экзопланеты группы 1 (планеты с массой $M \leq 13M_J$, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS) в плоскости $\lg M - \lg R$ (синие точки) с добавленными экзопланетами со статистическими массами, вычисленными по зависимостям масса-радиус: а) *Averaged* (найденная усреднением данных), б) *Bashi17* (Bashi и др., 2017), в) *Chen17* (Chen, Kipping, 2017), г) *Ning18* (Ning и др., 2018).

где $F_E(M)$ – функция распределения рассматриваемой выборки (эмпирической) $\mathbf{M} = \{m_i\}$, $i = 1 \dots n$; $F_T(M|\alpha, m_{\min})$ – теоретическая функция распределения с параметрами (α, m_{\min}) , определенными по распределению выборки \mathbf{M} . Выдвигается гипотеза H_0 о том, что эмпирическая выборка \mathbf{M} соответствует теоретическому степенному закону $F_T(M|\alpha, m_{\min})$. Такая гипотеза является сложной – параметры α, m_{\min} определены по этой же выборке, согласие которой проверяется, поэтому критерий согласия не обладает свойством “свободы от распределения” (на закон распределения статистики влияют вид закона распределения, метод оценивания параметров и их значения, см. (Лемешко, 2014, Clauset и др., 2009)). В этом случае возможно проверить гипотезу по сгенерированному закону распределения статистики. Реализуется N искусственных выборок $\mathbf{M}_j = \{m_i\}$, $i = 1 \dots n$, $j = 1 \dots N$ подобных исследуемой (Clauset и др., 2009):

1) определяется количество масс n_{power} из выборки \mathbf{M} , для которых $m \geq m_{\min}$;

2) N раз с вероятностью $p_{\text{power}} = n_{\text{T}}/n$ генерируется значение m_i , соответствующее степенному закону распределения $F(\alpha, m_{\min})$ с полученными параметрами по выборке \mathbf{M} , и с вероятностью $p_{\text{uniform}} = 1 - p_{\text{power}}$ случайным образом выбирается значение m_i из выборки \mathbf{M} в диапазоне $[M_{\min}, m_{\min})$.

После чего также, как и было сделано для эмпирической выборки \mathbf{M} , для каждой искусственной выборки \mathbf{M}_j определяются параметры α_j, m_{\min_j} и статистика D_j . Далее определяется отношение количества искусственных выборок $N_{D_j > D}$, распределение которых отличается от теоретического закона распределения $F_j(\alpha_j, m_{\min_j})$ больше, чем отличается распределение эмпирической выборки от теоретического $F(\alpha, m_{\min})$, к общему ко-

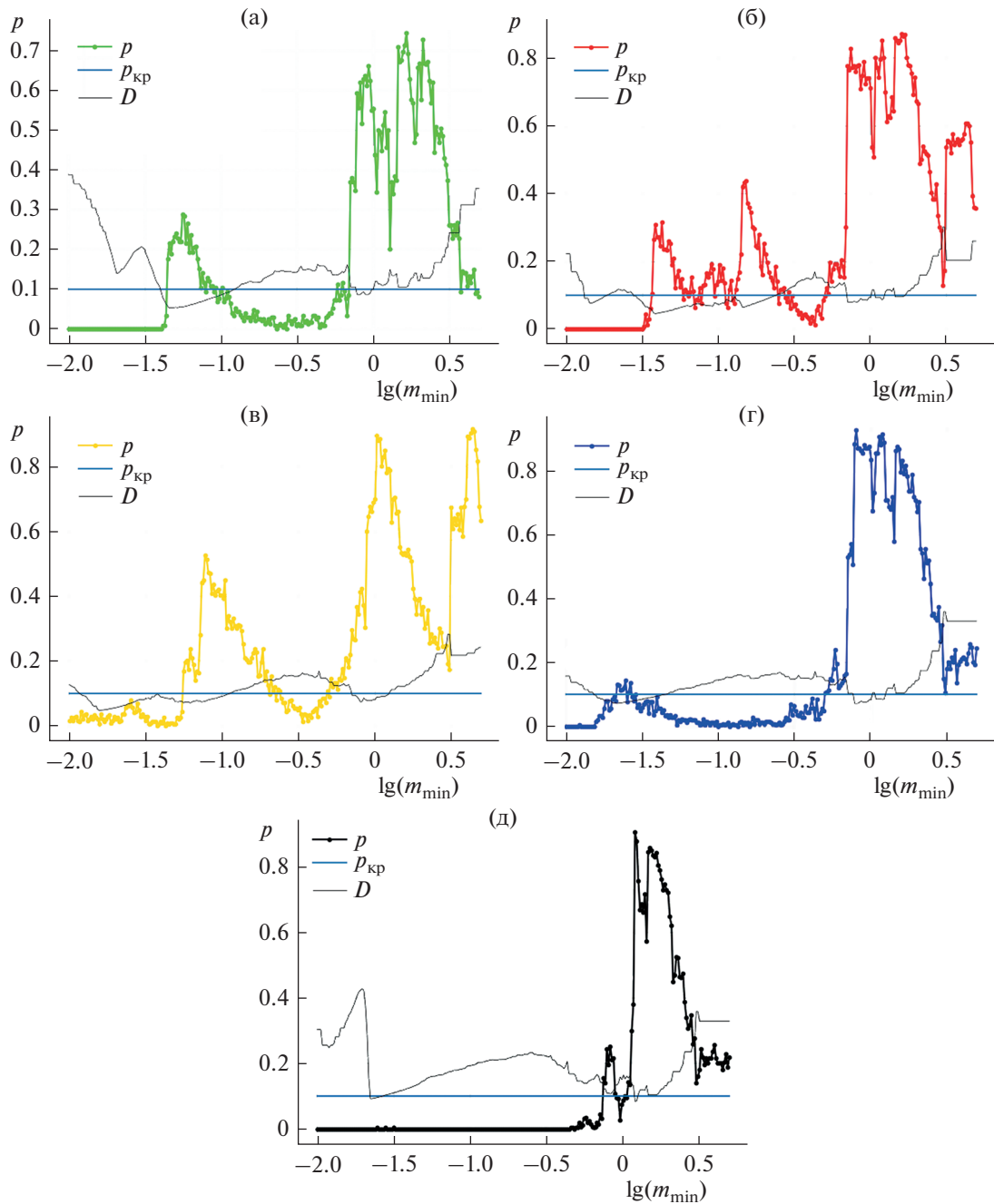


Рис. 12. Зависимости $p = N_{D_j > D}/N$ и D (7) от минимального значения массы в рассматриваемом интервале для экзопланет группы 1: а) *Raw Data* – экзопланеты, обнаруженные космическими телескопами Kepler и TESS по данным Архива (NASA Exoplanet Archive, 2020); а также полученных с добавлением в выборку *Raw Data* масс экзопланет, вычисленных по зависимостям масса-радиус: б) *Averaged* (найденная усреднением данных), в) *Bashi17* (Bashi и др., 2017), г) *Chen17* (Chen, Kipping, 2017), д) *Ning18* (Ning и др., 2018). Также показана горизонтальная линия $p_{кр} = 0.1$.

личеству искусственных выборок N : $p = N_{D_j > D}/N$. Гипотеза H_0 не отвергается (т.е. принимается, что распределение соответствует степенному закону), если эта доля больше критического значения $p_{кр}$, которое назначается заранее, т.е. если более, чем $p_{кр} \times 100\%$ из подобных искусственных выборок отличаются от теоретического больше, чем

исследуемая эмпирическая выборка. Согласно рекомендации Clauset и др., 2009, принимается: $p_{кр} = 0.1$, $N = 2500$.

На рис. 12 представлен результат проведения теста на соответствие степенному закону распределения при варьировании нижней границы распределения для исследуемых выборок. Характер-

Таблица 7. Значения m_{\min} , при которых гипотеза о соответствии степенному закону не отклоняется

Выборка	Ближайший интервал к $0.02M_J$	Минимальное значение $m_{\min} < 1.8M_J$ ($0.51g(M_J)$)
<i>Raw Data</i>	[0.021, 0.031]	0.51
<i>Averaged</i>	[0.046, 0.087]	0.54
<i>Bashi17</i>	[0.038, 0.061]	0.54
<i>Chen17</i>	[0.058, 0.24]	0.56
<i>Ning18</i>	[0.75, 0.94]	1.28

ные значения m_{\min} , на которых гипотеза не отклонялась, указаны в табл. 7. В качестве оптимального (см. раздел “Исследование нижней границы...”) подразумевается значение α , соответствующее минимальному значению критерия D (т.е. лучшее соответствие степенному закону) с ближайшим интервалом по m_{\min} к $0.02M_J$, для которого $p_{\text{кр}} < p$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведены исследования распределений по массе транзитных экзопланет с учетом особенностей зависимостей масса—радиус.

Распределения с использованием вычисленных масс по различным зависимостям масса—радиус в целом соответствует распределениям, полученным в (Иванова и др., 2019; Апануева и др., 2020; Ананьева и др., 2020), где была применена коррекция наблюдательной селекции без использования зависимостей масса—радиус. Соответствие получено и после учета вероятности транзита.

Также, как и в (Иванова и др., 2019; Апануева и др., 2020; Ананьева и др., 2020) для экзопланет, обнаруженных преимущественно наземными телескопами, учет вероятности транзита статистически не изменяет распределения в исследуемом интервале масс. Такой же результат получен в настоящей работе и для экзопланет, обнаруженных космическими телескопами Kepler, TESS, что, однако, не совпадает с выводом в (Иванова и др., 2019; Апануева и др., 2020; Ананьева и др., 2020) для этой группы экзопланет, но может быть объяснено вариативностью и неточностью рассмотренных моделей определения статистической массы экзопланеты по радиусу.

Транзитный фотометрический метод охватывает экзопланеты с большой полуосью до 1 а. е., и по этим данным, согласно полученным результатам, не наблюдается структурирование в планетных системах (зависимости между массой экзопланеты и ее средним расстоянием до родительской звезды). Этот вывод сделан на основании того, что все, кроме одного, распределения исследуемых выборок (полученных с использованием различных зависимостей масса—радиус) статисти-

чески не различимы до учета наблюдательной селекции и после.

Распределение по массам экзопланет, в котором неизвестные массы вычислялись по найденной усредненной зависимости $M(R)$ (*Averaged*) мало отличается от распределений, построенных с использованием более сложных моделей $M(R)$ *Bashi17* (Bashi и др., 2017), *Chen17* (Chen и др., 2017). Зависимость $M(R)$ *Ning18* (Ning и др., 2017), так же, как и распределение, полученное с использованием этой модели, значительно отличается от остальных зависимостей и распределений вследствие отличного поведения $M(R)$ в области, соответствующей планетам-гигантам.

Для выборки *Ning18* и выборки по наблюдаемым данным построены ломанные степенные законы, показатель степени которых различается на трех интервалах. Найденные законы распределения сравнены с аналогичным законом, полученным методом популяционного синтеза (Mordasini 2018). Распределение с добавленными массами *Ning18* наилучшим образом (по сравнению с остальными исследуемыми выборками) соответствует (Mordasini 2018).

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку в рамках гранта № 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

В этом исследовании использовался Архив экзопланет NASA, который находится в ведении Калифорнийского технологического института по контракту с NASA в рамках программы исследования экзопланет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ананьева В.И., Иванова А.Е., Венкстерн А.А., Таиров А.В., Кораблев О.И., Берто Ж.-Л. Распределение транзитных экзопланет по массам в зависимости от спектрального класса родительских звезд // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 3. С. 195–207.
- Иванова А.Е., Ананьева В.И., Венкстерн А.А., Шаикова И.А., Юдаев А.В., Таиров А.В., Кораблев О.И., Берто Ж.-Л. Распределение транзитных экзопланет по массам с учетом факторов наблюдательной селекции // Письма в Астрон. журн. 2019. Т. 45. № 10. С. 741–748.

- Лемешко Б.Ю. Непараметрические критерии согласия. Новосибирск: НГУ, 2014. 162 с.
- Ananyeva V.I., Ivanova A.E., Venkstern A.A., Shashkova I.A., Yudaev A.V., Tavrov A.V., Korablev O.I., Bertaux J.-L. Mass distribution of exoplanets considering some observation selection effects in the transit detection technique // *Icarus*. 2020. V. 346. P. 113773.
- Ananyeva V.I., Ivanova A.E., Venkstern A.A., Tavrov A.V., Korablev O.I., Bertaux J.-L. The dependence of the mass distribution of exoplanets on the spectral class of host stars // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 3. P. 175–186.
- Bashi D., Helled R., Zucker S., Mordasini C. Two empirical regimes of the planetary mass-radius relation // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 604. Article id. A83.
- Butler R.P., Wright J.T., Marcy G.W., Fischer D.A., Vogt S.S., Tinney C.G., Jones H.R.A., Carter B.D., Johnson J.A., McCarthy C. Catalog of nearby exoplanets // *Astrophys. J.* 2006. V. 646. P. 505.
- Chen J., Kipping D. Probabilistic forecasting of the masses and radii of other worlds // *Astrophys. J.* 2017. V. 834. P. 17–30.
- Clauset A., Shalizi C., Newman M. Power-Law Distributions in Empirical Data // *SIAM Review*. 2009. V. 51. № 4. P. 661–703.
- Cumming A., Butler R.P., Marcy G.W., Vogt S.S., Wright J.T., Fischer D.A. The Keck planet search: detectability and the minimum mass and orbital period distribution of extrasolar planets // *Publications of the Astron. Soc. of the Pacific*. 2008. V. 120. P. 531–554.
- Howard A.W., Marcy G.W., Johnson J.A., Fischer D.A., Wright J.T., Isaacson H., Valenti, J.A. Anderson J., Lin D.N., Ida S. The occurrence and mass distribution of close-in super-Earths, Neptunes, and Jupiters // *Science*. 2010. V. 330. P. 653–655.
- Ida S., Lin D.N.C.. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. II. The Formation and Retention of Gas Giant Planets around Stars with a Range of Metallicities // *Astrophys. J.* 2004. V. 616. № 1. P. 567.
- Marcy G., Butler R.P., Fischer D., Vogt S., Wright J.T., Tinney C.G., Jones H.R. Observed properties of exoplanets: masses, orbits, and metallicities // *Progress of Theoretical Physics Suppl.* 2005. V. 158. P. 24–42.
- Mordasini C., Alibert Y., Georgy C., Dittkrist K.-M., Klahr H., Henning T. Characterization of exoplanets from their formation II: The planetary mass-radius relationship // *Astron. and Astrophys.* 2012. V. 547. Article id. A112.
- NASA Exoplanet Archive, 2020. Дата доступа: 2020-25-07. <https://doi.org/10.26133/NEA1>
- Ning B., Wolfgang A., Ghosh S. Predicting Exoplanets Mass and Radius: A Nonparametric Approach // *Astrophys. J.* 2018. V. 869. № 1.
- Otegi J.F. & Bouchy F. & Helled R. Revisited mass-radius relations for exoplanets below 120 Earth masses // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 634. Article id. A43.
- Petigura E.A., Howard A.W., Marcy G.W. Prevalence of Earth-size planets orbiting Sun-like stars // *PNAS*. 2013. V. 110. № 48. P. 19273–19278, 2013. V. 110. 19273–19278.
- Tuomi M., Jones H.R.A., Butler R.P., Arriagada P., Vogt S.S., Burt J., Laughlin G., Holden B., Shectman S.A., Crane J.D., Thompson I., Keiser S., Jenkins J.S., Berdiñas Z., Diaz M., Kiraga M., Barnes J. R. Frequency of planets orbiting M dwarfs in the Solar neighbourhood // *arXiv: Earth and Planetary Astrophysics*, 2019. <https://arxiv.org/abs/1906.04644>.
- Seager S., Mallén-Ornelas G. A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve // *Astrophys. J.* 2002. V. 585. № 2.
- Weiss L.M., Marcy G.W., Rowe J.F., Howard A.W., Isaacson H., Fortney J.J., Miller N., Demory B.-O., Fischer D.A., Adams E.R. The mass of KOI-94d and a relation for planet radius, mass, and incident flux // *Astrophys. J.* 2013. V. 768. № 14.
- Winn J. Transits and Occultations // *arXiv: Earth and Planetary Astrophysics*, 2014. <https://arxiv.org/abs/1001.2010v5>
- Wolfgang A., Rogers L.A., Ford E.B. Probabilistic mass-radius relationship for sub-Neptune-sized planets // *Astrophys. J.* 2016. V. 825. № 19.
- Zeng Li, Sasselov D.D., Jacobsen S.B. Mass-Radius Relation for Rocky Planets Based on PREM // *Astrophys. J.* 2016. V. 819. № 2.

УДК 523-52

ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЫЛЕВЫХ ФРАКТАЛЬНЫХ КЛАСТЕРОВ В ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ГАЗОПЫЛЕВЫХ ДИСКАХ

© 2021 г. А. В. Русол*

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

**e-mail: fermata@inbox.ru*

Поступила в редакцию 02.06.2020 г.

После доработки 14.12.2020 г.

Принята к публикации 24.02.2021 г.

Современные модели образования планетных систем, построенные с учетом доступных данных о газопылевых протопланетных дисках, включают непрерывно усложняющиеся методы компьютерного моделирования разнообразных процессов, среди которых важная роль принадлежит изучению взаимодействия пылевых частиц в диске, происходящих на масштабах от долей миллиметров до десятков и более сантиметров. Важными исходными условиями для их описания являются параметры распределения частиц по составу и размерам. Одной из актуальных задач является построение моделей пылевых кластеров, формирующихся в протопланетных дисках, с учетом существующих космохимических и физических ограничений. В данной работе основное внимание уделено методическим вопросам моделирования внутренней структуры пылевых фрактальных кластеров на основе теоретических подходов, в которых использован предложенный ранее эффективный метод проникаемых частиц. Реализован подход, позволяющий учитывать полидисперсность и гетерогенность состава твердотельной компоненты протопланетного диска. Данная методика использует следующие входные параметры модели: диапазоны распределения исходных частиц по размерам, фрактальную размерность образующихся кластеров, массовые доли ледяных и тугоплавких частиц. Автором разработано программное обеспечение для численной реализации соответствующих модельных задач.

Ключевые слова: протопланетный диск, пылевые агрегаты, фрактальные кластеры, метод проникаемых частиц, численные расчеты

DOI: 10.31857/S0320930X21030075

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов зарождения и эволюции Солнечной системы и планетных систем у других звезд относится к фундаментальным проблемам современного естествознания. Одним из ключевых этапов решения задач подобного класса является построение детальных геометрических моделей внутренней структуры пылевых кластеров. Такие модели позволяют исследовать процессы их уплотнения и разрушения и одновременно роста первичных твердых частиц в ходе эволюции протопланетного газопылевого диска. Ранние модели, описывающие образование крупных допланетных тел как непрерывное укрупнение пылевых частиц в процессе соударений, являются крайне упрощенными и не подкрепляются экспериментальными данными. Физически более обоснована крупномасштабная модель объединения первичных пылевых сгущений, образующихся вследствие фрагментации уплотненного

газопылевого субдиска за счет механизма потоковой и гравитационной неустойчивости (Youdin, Goodman, 2005; Маров и др., 2008; 2013; Marov, 2018; Колесниченко, Маров, 2019). В работе (Колесниченко, Маров, 2013) было предложено и обосновано представление о фрактальной природе пылевых кластеров, обеспечивающих эффективный рост частиц при столкновениях. В работе (Маров, Русол, 2011) предложен подход к численному моделированию столкновительной динамики, дальнейшее развитие которого позволило провести модельные расчеты (Marov, Rusol, 2015a; 2015b; Маров, Русол, 2018) для нано- и микроразмерных частиц. Однако значительные трудности возникают при моделировании процессов роста и разрушения пылевых фрактальных кластеров и рыхлых тел на мезо-масштабах от субмиллиметрового до метрового диапазона. На таких масштабах размеров и масс гравитационное взаимодействие практически не влияет на харак-

тер процессов, происходящих при столкновениях или тепловых воздействиях, но значительно ослабевает роль электростатических взаимодействий. Основным управляющим параметром в данном случае является внутренняя структура исследуемых тел, так как высокая пористость оказывает существенное влияние на их механические и тепловые свойства.

Проблеме изучения агломератов с фрактальной внутренней структурой и их эволюции посвящен целый ряд исследований. Происхождение и состав пылевой компоненты во фрактальных пылевых кластерах межзвездных облаков, а также основных химических и физических процессов, управляющих ее эволюцией, включая оптические свойства пылевых графитовых агрегатов со случайной фрактальной структурой рассматривались в работах (Tielens и др., 1987; 2005; 2011; Wright, 1987; 1989). Влияние характеристик взаимодействия отдельных частиц на устойчивость и разрушаемость пылевых агломератов исследовалось (Dominik и др., 1995). Изучению структуры и эволюции фрактальных агрегатов в плазме посвящена работа (Matthews и др., 2004), в которой предложена модель аппроксимации распределения заряда и дипольного момента в кластерах пылевой плазмы, а также показано, что рост агрегатов в пылевой плазме приводит к образованию удлиненных рыхлых структур. Результаты численного моделирования процессов уплотнения и разрушения пылевых агрегатов при столкновениях содержатся в работах (Wada и др., 2007) для двумерного случая и (Wada и др., 2008) – для трехмерного. Условия столкновений пылевых агрегатов, обеспечивающие их рост, исследовались (Wada и др., 2009). Влиянию формы начальных частиц на процессы кластер-кластерной агрегации посвящена работа (Peggy и др., 2012), в которой было показано, что отклонение формы мономеров от сферической существенно влияет на компактность “упаковки” результирующих кластеров. Исследованию процессов уплотнения и разрушения фрактальных кластеров при столкновениях посвящена работа (Ringl и др., 2012). В ней проведено исследование столкновительной эволюции кластеров в рамках механики гранулированных сред и показано, что на характеристики результирующих агломератов оказывают существенное влияние относительные скорости и параметры столкновений. Механизмы, приводящие к уплотнению рыхлых “флаффированных” пылевых агрегатов, для широкого диапазона масс и физических условий изучались в работе (Kataoka и др., 2013). Работа (Johansen и др., 2014) представляет собой обзор условий, процессов и объектов, игравших существенную роль при формировании Солнечной системы. На Международной

космической станции (МКС) с 2014 по 2016 год проводился эксперимент NanoRocks, целью которого было исследовать низкоскоростные столкновения между частицами в диапазоне размеров 0.1–1 мм. Было показано (Brisset и др., 2019), что при парных столкновениях частица-частица слипание происходит на скоростях около 1 см/с. Диссипация энергии и фрагментация при столкновениях полидисперсных зернистых кластеров исследовались на численных моделях (Umstätter, Urbassek, 2020). Численное моделирование показало, что при использовании степенного распределения по размерам с показателем около 3.5 (распределения Mathis-Rumpl-Nordsieck (MRN)) и монодисперсных по размерам частиц приблизительно соответствующими среднему геометрическому значению наибольшего и наименьшего радиусов распределения MRN, результаты оказываются близкими. При исследовании движения пористых пылевых агрегатов под действием светового давления в протопланетных газопылевых дисках (Tazaki, Nomura, 2015) было показано, что крупные компактные частицы, богатые кальцием и алюминием, с трудом переносятся во внешнюю область под давлением звездного излучения, тогда как пористые пылевые агрегаты эффективно транспортируются из внутренней горячей области во внешнюю холодную область протопланетной туманности. Оптические свойства высокопористых пылевых агрегатов исследовались в работе (Tazaki и др., 2016). В работе (Ishihara и др., 2018) было исследовано влияние турбулентных движений газа на процессы коагуляции пылевых частиц и образования планетезималей. Было показано, что турбулентная кластеризация играет значительную роль в росте сантиметровых компактных агрегатов (pebbles), а также увеличивает концентрацию твердого вещества, что может привести к образованию потоковой неустойчивости (streaming instability) в диске.

В данной работе основное внимание уделено методическим вопросам моделирования внутренней структуры пылевых фрактальных кластеров на основе теоретических подходов, развитых в работах (Колесниченко, Маров 2013; 2019; Маров, 2018) и ранее разработанных моделей (Маров, Русол, 2011; 2018; Marov, Rusol, 2015a; 2015b), в которых использован предложенный автором эффективный метод проникаемых частиц.

Под имитационным моделированием понимается подход, в рамках которого проводится восстановление геометрической структуры пылевых фрактальных кластеров на заключительной стадии процесса формирования, а не численное исследование процесса их роста из первичных пылевых агрегатов. Такой подход применяется в связи с необходимостью рассмотрения пылевых

кластеров в широком диапазоне фрактальных размерностей. При значении фрактальной размерности превышающем 2.5 число частиц, составляющих кластер, исчисляется сотнями тысяч. Реализация прямого численного моделирования формирования даже одного такого кластера требует существенных вычислительных мощностей и временных затрат, что значительно осложняет планируемое исследование, сопряженное с массовыми расчетами.

ИСХОДНАЯ МОДЕЛЬ

Была разработана методика моделирования внутренней структуры пылевых фрактальных кластеров, состоящих из частиц, различающихся по составу вещества. При этом частицы разных типов вещества могут иметь отличающиеся диапазоны распределения диаметров, а также собственную фрактальную размерность. Исследуемый кластер имеет несколько ключевых параметров:

- диаметр кластера, он же диаметр охватываемого объема — объема содержащего центры всех частиц, составляющих кластер;
- фрактальная размерность кластера;
- количество сортов частиц;
- массовая доля частиц каждого сорта в кластере;
- диапазоны диаметров для частиц каждого сорта.

Процедура построения структуры кластера может быть описана следующим образом:

- задается радиус и фрактальная размерность формируемого кластера;
- задается массовые доли и диапазоны размеров частиц каждого сорта;
- определяется медианный размер частиц (по всем заданным диапазонам);
- по медианному размеру определяется число частиц для монодисперсного кластера заданного радиуса и фрактальной размерности;
- по заданным массовым долям формируются массивы частиц каждого сорта: положения для частиц вычисляются в соответствии с набором 3D сплайнов, число и геометрия которых определяются фрактальной размерностью формируемого кластера;
- формируется полидисперсный кластер с полученным числом частиц, причем каждая конкретная частица выбирается из массива частиц определенного сорта случайным образом, но с учетом весовых долей сортов.

Данная процедура позволяет получить кластер, сформированный из пылевых агломератов протяженного пространственного строения.

Образование таких протяженных пространственных агломератов ранее исследовалось в работах (Маров, Русол, 2011; 2018; Marov, Rusol, 2015a; 2015b), на основе метода проникаемых частиц. В рамках данной модели неделимые сферические частицы первого уровня описывают не объемы заполненные сплошным веществом, а фрактальные агрегаты, занимающие соответствующий сферический объем, пористость которых характеризуется их индивидуальной фрактальной размерностью. Более крупные композиции таких частиц образуют кластеры и их фрагменты. Характерной особенностью метода проникаемых частиц, является то, что при рассмотрении составных агрегатов не проводится осреднение свойств по набору частиц, т.е. каждая частица сохраняет свои свойства на протяжении всего процесса моделирования.

Такая модель, в частности, может быть полезна при рассмотрении распада пылевых кластеров при сублимации H_2O на линии водяного льда в протопланетном диске, если ледяная компонента в пылевом кластере сконцентрирована в частицах, состоящих преимущественно из льда H_2O (Маров и др., 2021).

Распределение частиц по размерам. При моделировании внутренней структуры пылевых фрактальных кластеров в первую очередь необходимо дать описание распределения модельных частиц по их диаметрам. Монодисперсные модели, хотя и являются менее требовательными к вычислительным ресурсам, существенно огрубляют описание внутренней структуры и поведения пылевых агрегатов. Поэтому в данной работе принята к рассмотрению полидисперсная модель распределения частиц по диаметрам. Среди множества существующих распределений случайных величин, отличающихся от равномерного, при моделировании природных сред и процессов наиболее применимыми являются распределения Гаусса, равномерное и обратное степенное. В дальнейшем, не нарушая общности алгоритма моделирования, будет рассмотрено применение только обратного степенного распределения.

Для распределения тел по массам и радиусам (Сафронов, 1969) $n(M)dM = cM^{-q}dM$; $n(R)dR = c_1R^{-p}dR$, где $n(M)dM$ и $n(R)dR$ число тел в единице объема с массами в интервале $(m, m + dm)$ и радиусами в интервале $(R, R + dR)$, c и c_1 — нормирующие множители, имеем $p = 3q - 2$. Степенной закон распределения кратеров (как и межзвездных пылевых частиц) по размерам дает значение $p \approx 3.5$ и значение $q \approx 1.8 \approx 11/6$ (Сафронов, 1987).

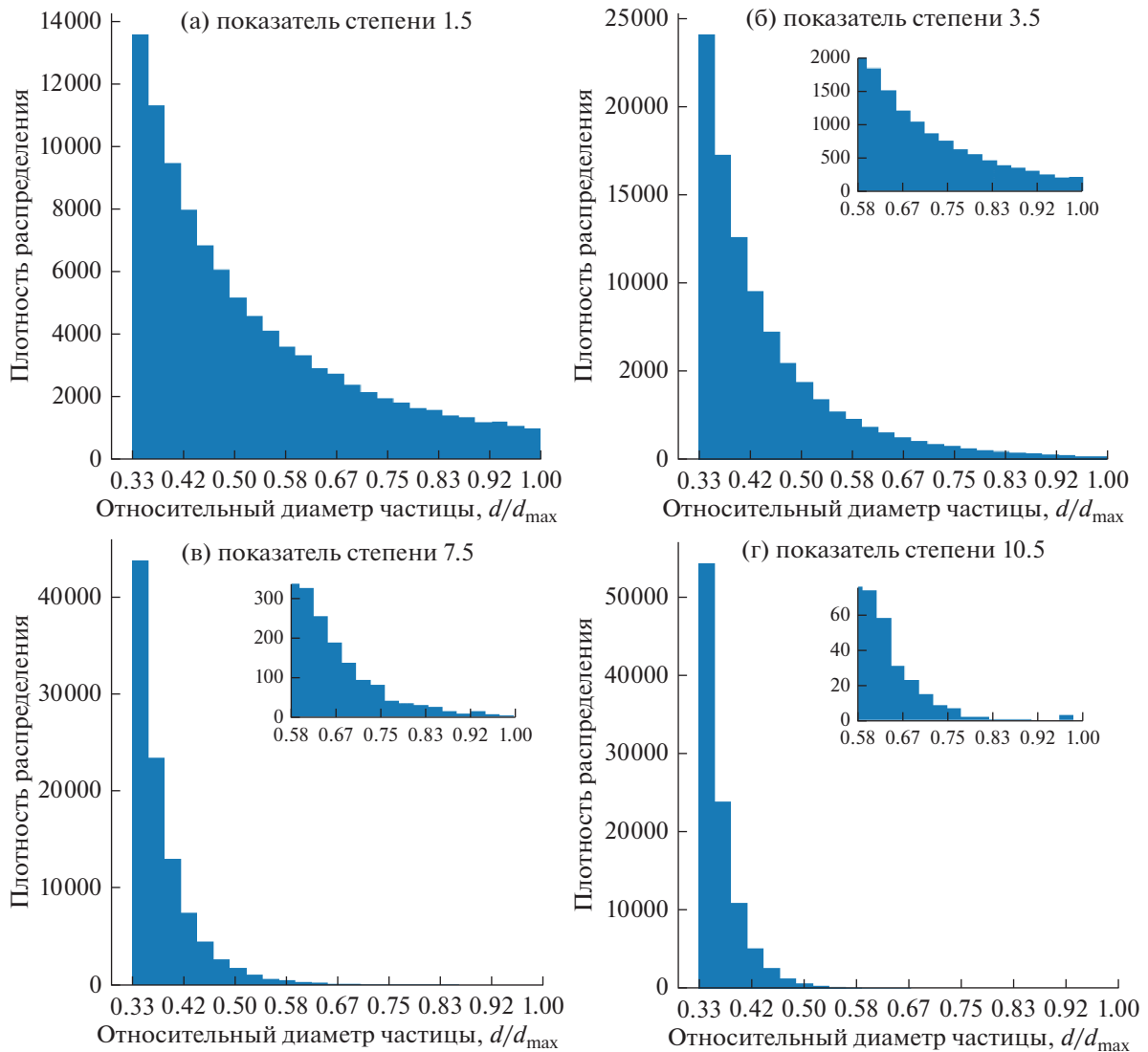


Рис. 1. Диаграммы распределения частиц по относительным диаметрам (d/d_{\max}) согласно обратному степенному закону.

Такое распределение наиболее часто встречается в астрономических наблюдательных данных. В качестве объекта исследования представлен кластер, образованный полидисперсными частицами двух типов, один из которых – “ледяные” частицы, состоящие преимущественно из льда воды, а частицы другого типа можно условно назвать “тугоплавкими”, так как они в своем составе помимо силикатов содержат и другие компоненты, менее летучие, чем лед, включая сульфиды и органические соединения. При этом представлен только один случай, а именно, когда границы диапазона распределения диаметров ледяных частиц существенно превосходят соответствующие характеристики распределения тугоплавких частиц. Однако отношение граничных значений диапазонов распределений было принято равным

3 для обоих типов частиц, т.е. ширина диапазонов распределения одинакова. Для сравнения характеристик наборов частиц были получены распределения 10^5 частиц по диаметрам в диапазонах

- для ледяных частиц от 0.05 до 0.15 см;
- для тугоплавких частиц от 0.015 до 0.045 см.

Для демонстрации изменения характера распределения показатели степени рассматривались в диапазоне от 1.0 до 10.5. Поведение распределения на качественном уровне совпадает для ледяных и тугоплавких частиц, так как определяющим фактором является ширина диапазона размеров. Поэтому представляется целесообразным отобразить зависимость плотности распределения не от абсолютных размеров частиц, а от относительного диаметра d/d_{\max} , т.е. отношения теку-

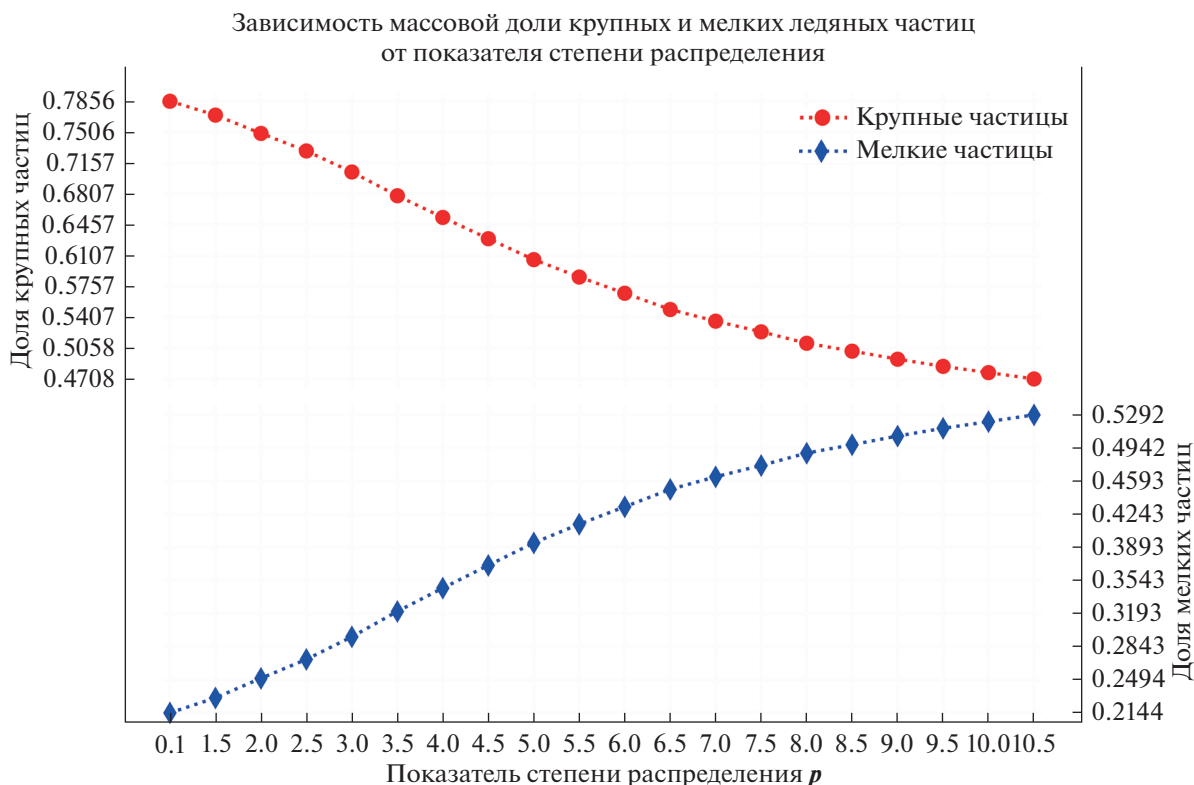


Рис. 2. Зависимость массовых долей ледяных частиц от показателя степени распределения для обратного степенного закона.

шего диаметра к максимальному диаметру в распределении частиц (рис. 1).

Как видно из рис. 1 в случае использования обратного степенного закона распределение частиц по диаметрам тяготеет к более мелким частицам. И характер распределения существенно зависит от показателя степени распределения.

При проведении численного моделирования пылевых кластеров представляет интерес влияние показателя степени обратного степенного распределения на массовые характеристики частиц. Для количественной оценки можно рассмотреть зависимость массовых долей крупных и мелких ледяных частиц от степени распределения (рис. 2). Под “крупными” будем понимать частицы с размерами больше среднего арифметического значения, а под “мелкими” — меньше среднего арифметического.

Характерным признаком степенных распределений является выраженная зависимость массовой доли мелких и крупных частиц от показателя степени и ширины диапазона изменения диаметров. Еще одним важным с прикладной точки зрения параметром является суммарная масса частиц меньших и больших некоторого заданного размера. На рис. 3 представлены такие зависимо-

сти при нескольких характерных показателях степени обратного степенного распределения. Учитывая свойства полученных распределений, зависимости отображены в относительных координатах, т.е. относительные диаметры, как и на рис. 1, и относительные суммарные массы ($M_{\Sigma}/M_{\Sigma}^{full}$): где M_{Σ} — суммарная масса частиц больших или меньших размеров, M_{Σ}^{full} — полная суммарная масса частиц.

Как видно из рис. 3, в каждом конкретном случае в распределении частиц может быть выделен некоторый медианный по массе диаметр частицы, т.е. такой диаметр частицы, для которого суммарная масса меньших частиц и суммарная масса больших частиц равны. Так же приведенные графики показывают, что с ростом показателя степени обратного степенного распределения величина такого медианного по массе диаметра падает.

По данным наблюдений межзвездной пыли, кратеров на небесных телах и некоторых других природных процессов и явлений можно сделать выбор параметров для распределения частиц по диаметрам в пользу обратного степенного закона с показателем степени 3.5.

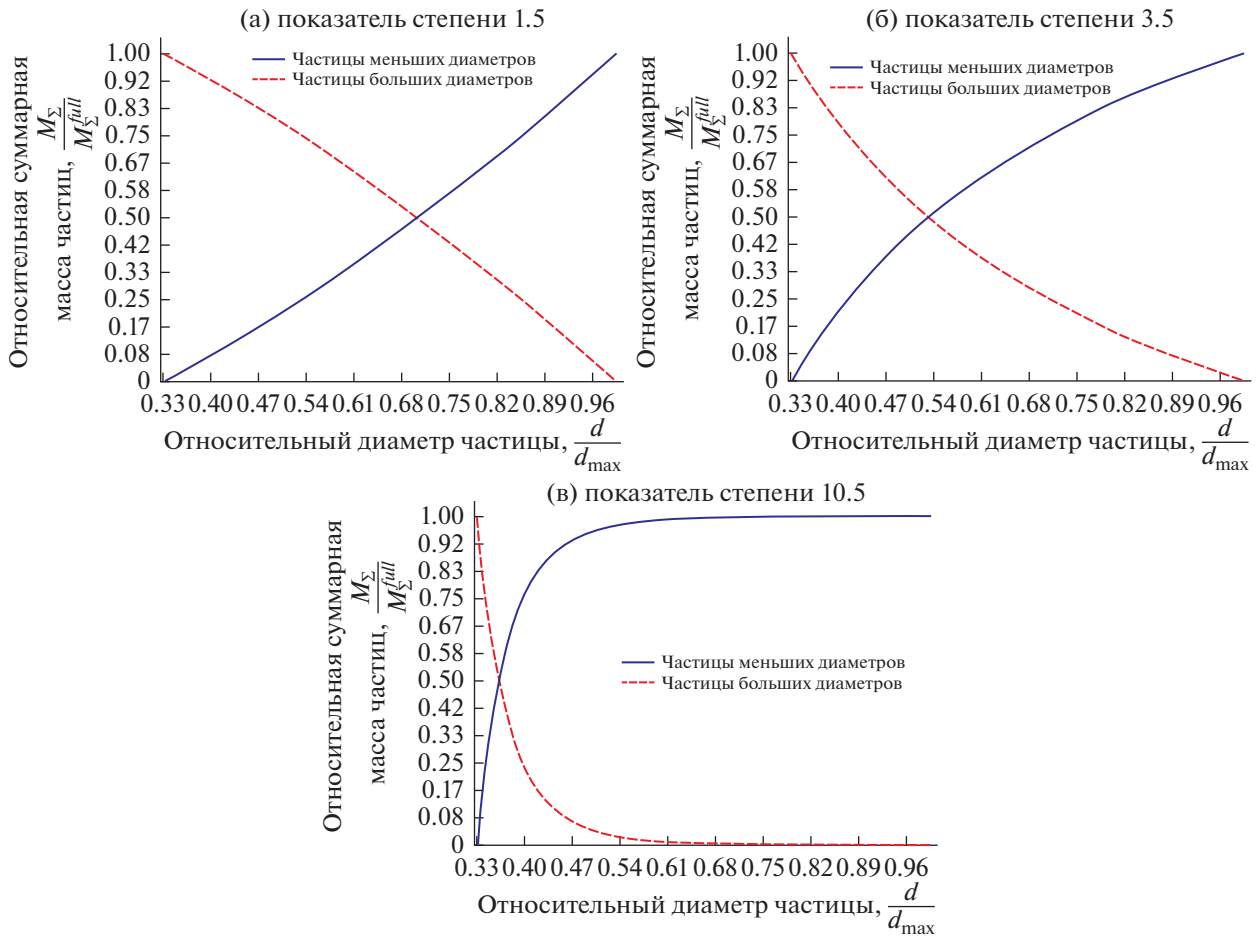


Рис. 3. Зависимость относительной суммарной массы меньших и больших ледяных частиц ($M_{\Sigma}/M_{\Sigma}^{full}$) от относительного диаметра (d/d_{max}) рассматриваемой частицы.

Распределение частиц во внутреннем пространстве кластера. При моделировании внутренней структуры пылевых фрактальных кластеров используются алгоритмы построения 3D-сплайнов, реализованные в пакете SciPy вычислительной платформы Python. По заданной фрактальной размерности кластера определяется необходимое число точек интерполяции, распределенных во внутреннем пространстве его охватывающего объема. В данной работе принята следующая зависимость числа точек n от фрактальной размерности кластера D_{β}

$$n = \frac{4.0D_{\beta}}{d - D_{\beta}}, \quad (1)$$

где d – размерность пространства, в котором проходит моделирование. Следующим параметром является необходимое количество ветвей N_{br} заполняющих пространство кластера, также зависящее от его фрактальной размерности D_{β}

$$N_{br} = \left[\frac{2.0}{d - D_{\beta}} \right], \quad (2)$$

где $[\cdot]$ – обозначает операцию взятия целой части от величины отношения. После этого для каждой ветви генерируются случайные распределения n точек интерполяции, по которым и строится соответствующий сплайн. Полученный таким образом набор допустимых координат центров частиц используется в дальнейшем для формирования итогового кластера.

Модель проницаемых частиц. При рассмотрении задач, в которых существенную роль играют контактные взаимодействия модельных частиц и тел между собой, возникает необходимость учета процессов в зоне контакта. При этом распределение энергии по процессам, происходящим в зоне контакта, регламентируется преобладающими явлениями (рекомбинация внутренней структуры, химические процессы и пр.). В рассматриваемой модели задача детального учета межчастичного

взаимодействия в зонах контакта модельных частиц не ставилась, что может быть обосновано существующей неопределенностью относительно исходного состава и свойств частиц в протопланетном диске. В данной постановке при моделировании контактных взаимодействий частиц, составляющих кластеры, производится суммарная оценка потери энергии при столкновении, что отвечает значению коэффициента восстановления в методе проницаемых частиц. В данной работе проводится рассмотрение кластеров, в которых объемный (пространственный) заряд отсутствует. Однако в полной постановке задачи контактного взаимодействия модельных частиц в пылевых фрактальных кластерах следует учитывать эффекты, связанные с возникновением электрических зарядов разных знаков, их диффузией, распределенным потенциалом электрического поля. В целом картина соответствует процессам, происходящим в пылевой плазме, характеризующейся состоянием квазинейтральности и возникновением напряженности поля при разделении зарядов. Один из методов аппроксимации распределения заряда при эволюции фрактальных агрегатов в кластерах пылевой плазмы рассмотрен в работе (Matthews, Hyde, 2004), а распределение зарядов на плотных частицах и влияние электростатического барьера на процессы их объединения в работах (Ivlev, Akimkin, Caselli, 2016) и (Akimkin, Ivlev, Caselli, 2020). В общем случае, вопрос о заряде пылевых фрактальных кластеров и влиянии на нее фрактальной размерности требует существенного усложнения задачи. Ее предполагается рассмотреть на последующих этапах усовершенствования модели.

Для обеспечения адекватности численной модели физическому поведению нейтральных частиц при контактных взаимодействиях, без существенного увеличения вычислительной сложности, предложено описание перераспределения энергии в зоне контакта, зависящее от свойств, размеров и внутренней структуры модельных частиц. При построении моделей различного пространственного масштаба в качестве основного управляющего параметра выступает либо плотность модельных частиц, принимаемых как сплошные и однородные тела, либо фрактальная размерность модельных частиц для моделей пористых тел, агломератов и кластеров с фрактальной внутренней структурой. Предложенный механизм позволяет, при необходимости, воспроизвести (промоделировать) распределение энергии по процессам в зоне контакта: тепловой выход, фазовые переходы, деформирование, разрушение и т.п.

В предложенной автором модификации метода частиц — *методе проницаемых частиц* — можно учесть внутреннюю структуру объектов и слож-

ный характер их взаимодействия (Marov, Rusol, 2015a; 2015b). Суть данного подхода заключается в том, что, как при формировании начальных конфигураций, так и при контактных взаимодействиях, частицы могут образовывать пересечения. В рассматриваемой постановке задачи моделирования индивидуальные модельные частицы, составляющие крупные пылевые кластеры, представляют собой мелкие агломераты, так же имеющие фрактальную внутреннюю структуру. Степень взаимного проникновения модельных частиц обусловлена их фрактальной размерностью. Частицы с фрактальной размерностью ~ 2.025 – 2.25 при контактных взаимодействиях могут занять один охватывающий объем, т.е. при сохранении размера более крупной частицы произойдет изменение ее внутренней структуры, фрактальной размерности и массы. В то же время, “плотные” частицы с фрактальной размерностью ~ 2.75 – 2.975 при взаимодействиях могут образовывать малые зоны практически “точечного” контакта.

Предложенный подход позволяет при моделировании, например, сред, состоящих из пылевых кластеров использовать индивидуальные модельные частицы для описания кластеров в начальный момент времени и проследить постепенное образование и эволюцию более крупных структур.

Определение фрактальной размерности пылевых структур. Фрактальная размерность позволяет количественно оценить то, как вещество кластера заполняет охватывающий объем. Важно подчеркнуть, что математические фрактальные объекты в геометрическом смысле обладают рядом свойств, которых не может быть у физических объектов с фрактальной структурой. Например, получаемый с помощью системы итерированных функций фрактальный объект “губка Менгера” (см., напр., Кроновер, 2000; Морозов, 2002) в пределе имеет нулевой объем и является самоподобным на любом шаге построения. Физические объекты с фрактальной внутренней структурой не могут обладать нулевым объемом, а свойство самоподобия может быть только у создаваемых искусственно структур, например, у мультиволновых антенн. Еще одной отличительной особенностью фрактальных объектов, таких как кластеры, возникающие при ограниченной диффузией агрегации (diffusion limited aggregation — DLA), является то, что при удалении от центра агрегации плотность заполнения пространства веществом уменьшается. На рис. 4 представлены два варианта пылевых фрактальных кластеров.

В теории фрактальных кластеров предложен ряд соотношений для описания их свойств (см., напр., Смирнов, 1991). Однако такие соотношения,

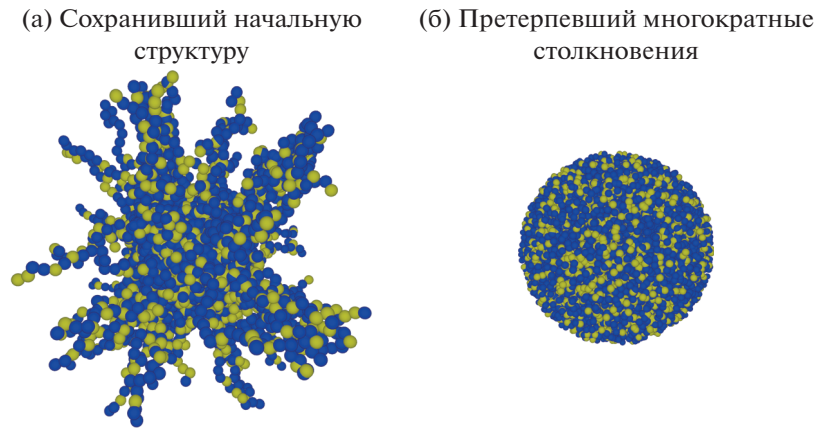


Рис. 4. Монодисперсные пылевые фрактальные кластеры.

вполне применимые для монодисперсных объектов, в случае объектов с размерами частиц, случайным образом распределенными в некоторых диапазонах, дают лишь приближенные оценки параметров.

По завершению процесса формирования кластера появляется возможность оценки его фактической фрактальной размерности. Если фактическое число частиц в кластере N_{cl} , суммарный объем частиц кластера V_{Σ} и радиус кластера R_{cl} , то условный средний радиус частиц может быть определен соотношением

$$r_{mean} = \frac{1}{2} \left[\frac{6 V_{\Sigma}}{\pi N_{cl}} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (3)$$

а фактическая фрактальная размерность кластера

$$D_{\beta} = \frac{\lg(N_{cl})}{\lg\left(\frac{R_{cl}}{r_{mean}}\right)}. \quad (4)$$

Предложенные зависимости позволяют оценить фрактальную размерность полученного кластера, так для монодисперсного кластера, показанного на рис. 4б, заданная размерность 2.975, а фактическая, полученная по соотношениям (3) и (4), размерность 2.9736. Конечно, в случае полидисперсных кластеров, рассматриваемых далее, совпадение размерностей будет не таким близким.

Предложенный в данной работе алгоритм позволяет моделировать пылевые фрактальные кластеры, состоящие из любого числа сортов частиц, имеющих индивидуальное для каждого сорта распределение по размерам. Такой подход позволяет проводить исследование эволюции твердотельной компоненты газопылевых протопланетных дисков с учетом особенностей химического строения ее вещества. Используемый вариант форми-

рования итоговой композиции частиц путем случайного выбора из массивов, сформированных по медианным радиусам частиц при заданном степенном распределении, с последующей заменой на полидисперсные значения размеров частиц, приводит к погрешности массовых долей сортов частиц и фрактальной размерности. Однако этот эффект существенно затухает с ростом фрактальной размерности, так как при большом количестве частиц происходит статистическое “сглаживание” и массовых долей, и распределения частиц во внутреннем пространстве кластера.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ПЫЛЕВЫХ ФРАКТАЛЬНЫХ КЛАСТЕРОВ

Модельные частицы, в используемом методе проникаемых частиц, описывают не сплошную среду со свойствами вещества протопланетного диска, а имеющий существенную пористость пылевой агломерат меньшего размера, поэтому плотность модельных частиц принята следующей: для “тугоплавкого” (труднолетучего) вещества – 1.4 г/см³, для льда воды – 0.5 г/см³. Это позволит описать свойства каменно-ледяных агломератов различной пространственной заполняемости, от весьма рыхлых флафированных до компактных “плотных” состояний. Предполагая наличие в агрегатах, представляемых модельными частицами, преимущественно тугоплавкой или ледяной составляющей, рассматриваются два сорта модельных частиц: “ледяных” и “тугоплавких” с указанными выше диапазонами диаметров.

При проведении имитационного моделирования внутренней структуры пылевых фрактальных кластеров рассмотрен диапазон фрактальных размерностей от 2.025, для разреженных агрегатов, до 2.975 для плотных пористых. В качестве

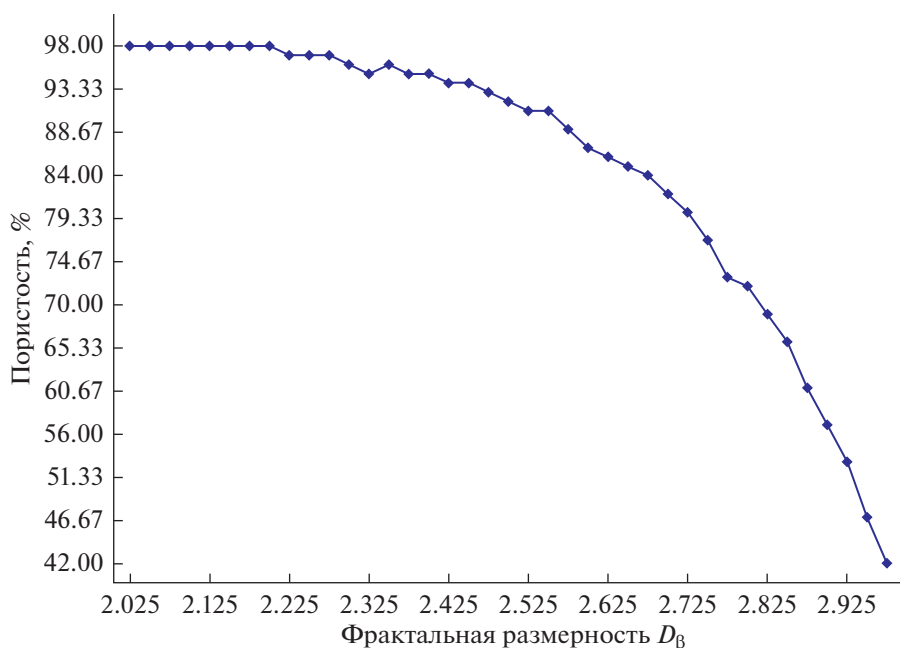


Рис. 5. Зависимость пористости пылевого фрактального кластера и от его фрактальной размерности.

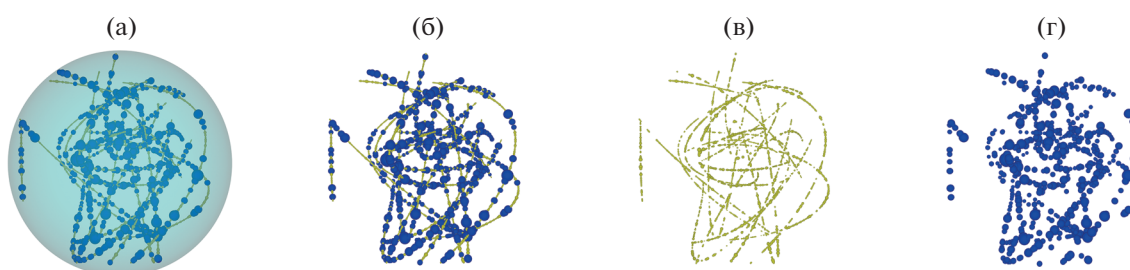


Рис. 6. Пылевой фрактальный кластер размерностью 2.025: (а) — заполнение охватывающего объема, (б) — структура кластера, (в) — распределение тугоплавкой составляющей, (г) — распределение ледяной составляющей.

охватывающего объема рассмотрена сфера диаметром 5 см. Массовые доли компонент были приняты равными 0.4 для “ледяной” составляющей, и 0.6 для “тугоплавкой”. По результатам имитационного моделирования внутренней структуры таких пылевых кластеров могут быть построены приближенные зависимости пористости от фрактальной размерности, при фиксированном охватывающем объеме (рис. 5).

На характер зависимости пористости от фрактальной размерности полидисперсных кластеров существенное влияние оказывают диапазоны распределений размеров и массовые доли компонент, а также отношения медианных размеров компонент к размерам охватывающего объема кластера. Однако для монодисперсных кластеров такая зависимость вполне однозначная.

Рассмотрим полученную структуру пылевых фрактальных кластеров для некоторых характер-

ных значений их заданной фрактальной размерности.

Кластер с фрактальной размерностью 2.025. Масса кластера ~ 0.8258 г, масса ледяной составляющей ~ 0.47 г, масса тугоплавкой составляющей ~ 0.356 г. Кластер состоит из 10980 частиц (ледяных: 698, тугоплавких: 10282), имеет плотность вещества, т.е. отношение массы кластера в граммах к охватываемому объему в кубических сантиметрах, 0.018 г/см³. На рис. 6 представлена структура данного кластера.

Кластер с фрактальной размерностью 2.25. Масса кластера ~ 1.612 г, масса ледяной составляющей ~ 0.682 г, масса тугоплавкой составляющей ~ 0.930 г. Кластер состоит из 27419 частиц (ледяных: 933, тугоплавких: 26486), имеет плотность вещества 0.034 г/см³. На рис. 7 представлена структура данного кластера.

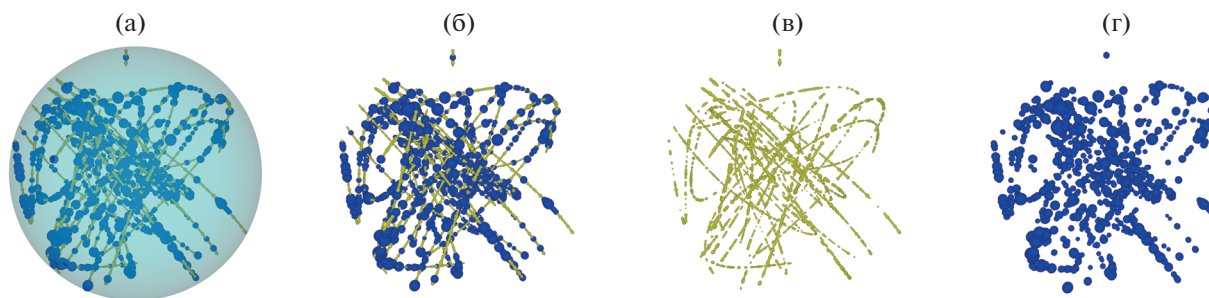


Рис. 7. Пылевой фрактальный кластер размерностью 2.25: (а) – заполнение охватываемого объема, (б) – структура кластера, (в) – распределение тугоплавкой составляющей, (г) – распределение ледяной составляющей.

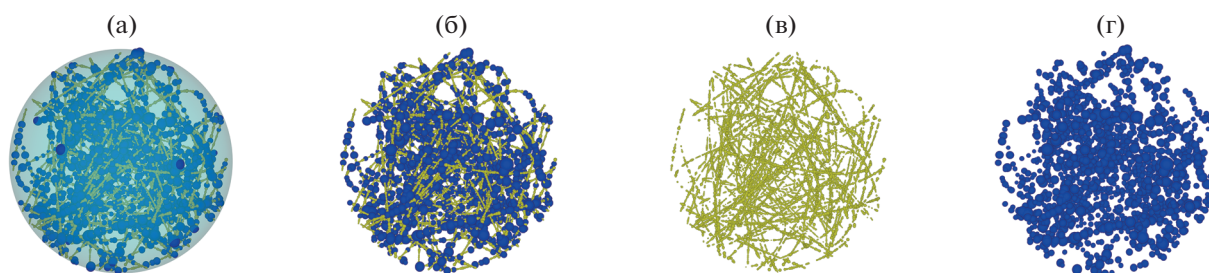


Рис. 8. Пылевой фрактальный кластер размерностью 2.5: (а) – заполнение охватываемого объема, (б) – структура кластера, (в) – распределение тугоплавкой составляющей, (г) – распределение ледяной составляющей.

Кластер с фрактальной размерностью 2.5. Масса кластера ~ 4.012 г, масса ледяной составляющей ~ 1.595 г, масса тугоплавкой составляющей ~ 2.417 г. Кластер состоит из 71598 частиц (ледяных: 2260, тугоплавких: 69338), имеет плотность вещества 0.097 г/см³. На рис. 8 представлена структура данного кластера.

Кластер с фрактальной размерностью 2.75. Масса кластера ~ 12.02 г, масса ледяной составляющей ~ 4.8 г, масса тугоплавкой составляющей ~ 7.22 г. Кластер состоит из 214974 частиц (ледяных: 6847, тугоплавких: 208127), имеет плотность вещества 0.28 г/см³. На рис. 9 представлена структура данного кластера.

Кластер с фрактальной размерностью 2.975. Масса кластера ~ 30.915 г, масса ледяной состав-

ляющей ~ 12.391 г, масса тугоплавкой составляющей ~ 18.523 г. Кластер состоит из 552600 частиц (ледяных: 17558, тугоплавких: 535042), имеет плотность вещества, 0.73 г/см³. На рис. 10 представлена структура данного кластера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная методика имитационного моделирования внутренней структуры пылевых кластеров с использованием фрактального подхода, метода проникаемых частиц и соответствующих алгоритмов численного моделирования позволили получить результаты, вносящие вклад в понимание характера образования и дальнейшей эволюции первичных твердых частиц – заро-

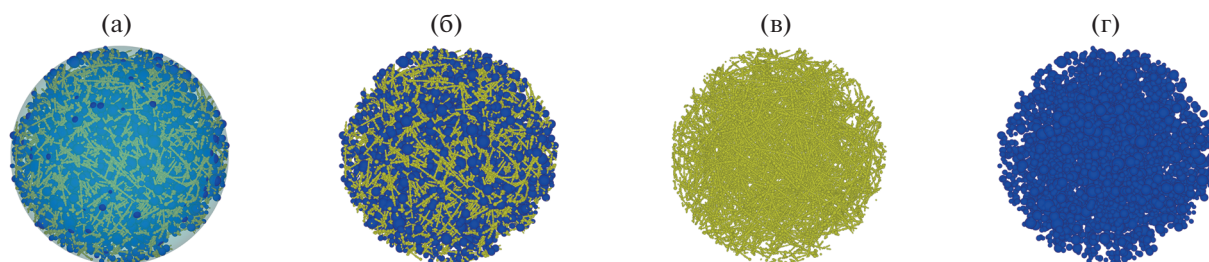


Рис. 9. Пылевой фрактальный кластер размерностью 2.75: (а) – заполнение охватываемого объема, (б) – структура кластера, (в) – распределение тугоплавкой составляющей, (г) – распределение ледяной составляющей.

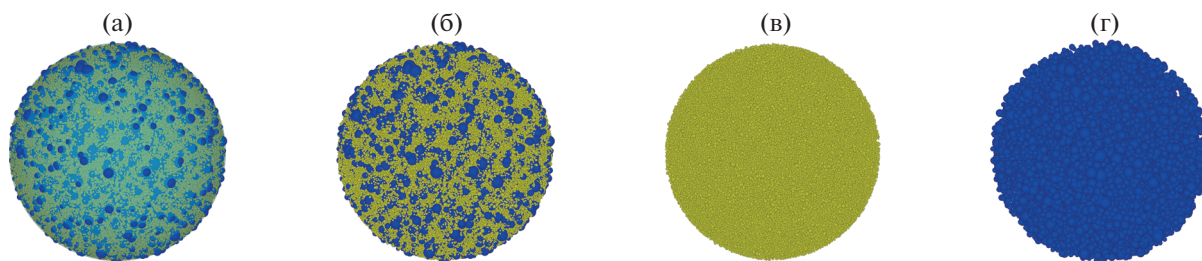


Рис. 10. Пылевой фрактальный кластер размерностью 2.975: (а) — заполнение охватывающего объема, (б) — структура кластера, (в) — распределение тугоплавкой составляющей, (г) — распределение ледяной составляющей.

дышей прото-планетезималей. Проведенное моделирование показало, что предложенные методика и алгоритм дают возможность построить адекватную геометрическую модель внутренней структуры пылевых фрактальных кластеров, которая открывает возможности проведения их столкновительной эволюции, в том числе изучать изменение внутренней структуры, порог разрушения от степени пористости и величины энергии. К сожалению, предложенный на данном этапе алгоритм формирования кластера не позволяет точно воспроизвести заданные массовые доли частиц разных сортов для кластеров с малой фрактальной размерностью. Например, в проведенном моделировании заданные массовые доли сохраняются, начиная с фрактальной размерности 2.25.

Основным достоинством разработанной методики является то, что в процессе формирования кластеров происходит сохранение свойств составляющих кластер частиц. Несмотря на то, что это приводит в существенному увеличению вычислительной сложности алгоритмов, однако, позволяет проводить моделирование процессов с учетом физических свойств и химического состава индивидуальных модельных частиц. В результате удается рассматривать процессы, связанные с изменением состояния или поведения частиц одного какого-либо сорта, и исследовать влияние таких процессов на поведение агломератов частиц других сортов в кластере. Например, учет различающихся прочности и теплофизических свойств частиц приводит к более качественному описанию столкновительной и тепловой эволюции как отдельных частиц, так и кластеров в целом.

Автор благодарен академику М.Я. Марову за научное руководство работами по планетной космогонии, в рамках которых проводились исследования по проблемам имитационного моделирования пылевых фрактальных кластеров, и обсуждение полученных результатов. Автор благодарен А.Б. Макалкину за плодотворные обсуждения вопросов эволюции твердотельной компоненты в

протопланетных дисках и предложения, позволившие существенно улучшить данную статью. Автор благодарен рецензентам за ценные замечания и предложения, позволившие улучшить содержание статьи.

Автор признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку этой работы по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). Часть расчетов, относящаяся к изучению процессов в ранней Солнечной системе, выполнена в соответствии с планами фундаментальных исследований, определенных госзадачей Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Колесниченко А.В., Маров М.Я.* К моделированию процесса агрегации пылевых фрактальных кластеров в ламинарном протопланетном диске // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. № 2. С. 92–111. (*Kolesnichenko A.V., Marov M.Y.* Modeling of aggregation of fractal dust clusters in a laminar protoplanetary disk // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 47. № 2. P. 80–98.)
- Колесниченко А.В., Маров М.Я.* Механизм потоковой неустойчивости в газопылевой среде протопланетного диска и формирование пылевых фрактальных кластеров // *Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы.* 2019. Т. 53. № 3. С. 195–213. (*Kolesnichenko A.V., Marov M.Y.* Streaming instability in the gas-dust medium of the protoplanetary disc and the formation of fractal dust clusters // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 3. P. 181–198.)
- Кроновер Р.М.* Фракталы и хаос в динамических системах. Основы теории. М.: Постмаркет, 2000. 352 с.
- Маров М.Я., Русол А.В.* Модель ударного взаимодействия тел в газопылевом протопланетном диске // *ДАН.* 2011. Т. 441. № 4. С. 464–467.
- Маров М.Я., Русол А.В.* Оценка параметров столкновений пылевых фрактальных кластеров в газопылевом протопланетном диске // *Письма в Астрон. журн.* 2018. Т. 44. № 7. С. 517–524. (*Marov M.Y., Rusol A.V.* Estimating the parameters of collisions between fractal dust clusters in a gas-dust protoplanetary disk // *Astron. Lett.* 2018. V. 44. № 7. P. 474–481.)

- Маров М.Я., Колесниченко А.В., Макалкин А.Б., Дорофеева В.А., Зиглина И.Н., Чернов А.В. От протосолнечного облака к планетной системе: Модель эволюции газопылевого диска // Проблемы зарождения и эволюции биосферы. Том 1 / Ред. Галимов Э.М. М.: Книжный дом "ЛИБРОКОМ"/URSS, 2008. С. 223–274.
- Маров М.Я., Дорофеева В.А., Колесниченко А.В., Королев А.Е., Самылкин А.А., Макалкин А.Б., Зиглина И.Н. Моделирование формирования и ранней эволюции допланетных тел // Проблемы зарождения и эволюции биосферы. Т. 2 / Ред. Галимов Э.М. М.: URSS, 2013. С. 13–33.
- Маров М.Я., Русол А.В., Макалкин А.Б. Моделирование фрагментации пыле-ледяных кластеров на линии льда в протопланетных дисках // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 3. С. 244–264. (Marov M.Y., Rusol A.V., Makalkin A.B. Modeling the fragmentation of dust-ice clusters on the snowline in protoplanetary disks // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. №. 3. P. 244–264.)
- Морозов А.Д. Введение в теорию фракталов. М.: Институт компьютерных исследований, 2002. 160 с.
- Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. М.: Наука, 1991.
- Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
- Сафронов В.С. Эволюция пылевой компоненты околосолнечного допланетного диска // Астрон. вестн. 1987. Т. 21. № 4. С. 216–220.
- Akimkin V.V., Ivlev A.V., Caselli P. Inhibited coagulation of micron-size dust due to the electrostatic barrier // Astrophys. J. 2020. V. 889. Article id. 64. 9 p.
- Brisset J., Miletich T., Metzger J., Rascon A., Dove A., Colwell J. Multi-particle collisions in microgravity: Coefficient of restitution and sticking threshold for systems of mm-sized particles // Astron. and Astrophys. 2019. V. 631. Article id. A35. 15 p.
- Dominik C., Tielens A.G.G.M. Resistance to rolling in the adhesive contact of two elastic spheres // Philosophical Magazine A. 1995. V. 72. P. 783–803.
- Ivlev A.V., Akimkin V.V., Caselli P. Ionization and dust charging in protoplanetary disks // Astrophys. J. 2016. V. 833. Article id. 92. 15 p.
- Ishihara T., Kobayashi N., Enohata K., Umemura M., Shiraishi K. Dust coagulation regulated by turbulent clustering in protoplanetary disks // Astrophys. J. 2018. V. 854. Article id. 81. 16 p. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa976>
- Johansen A., Blum J., Tanaka H., Ormel C., Bizzarro M., Rickman H. The multifaceted planetesimal formation process // Protostars and Planets VI / Eds Beuther H., Klessen R.S., Dullemond C.P., Henning T. Tucson: Univ. Arizona Press, 2014. P. 547–570.
- Kataoka A., Tanaka H., Okuzumi S., Wada K. Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression // Astron. and Astrophys. 2013. V. 557. Article id. L4. 4 p.
- Matthews L.S., Hyde T.W. Effects of the charge-dipole interaction on the coagulation of fractal aggregates // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. P. 586–593.
- Marov M.Ya. The Formation and Evolution of the Solar System. Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science. 2018. <https://doi.org/10.1093/acrefore/9780190647926.013.2>
- Marov M.Ya., Rusol A.V. Gas-dust protoplanetary disc: Modeling primordial dusty clusters evolution // J. Pure Appl. Phys. 2015a. V. 3. P. 16–23.
- Marov M.Ya., Rusol A.V. Gas-dust protoplanetary disc: modeling collisional interaction of primordial bodies // J. Modern Physics. 2015b. V. 6. P. 181.
- Perry J.D., Gostomski E., Matthews L.S., Hyde T.W. The influence of monomer shape on aggregate morphologies // Astron. and Astrophys. 2012. V. 539. Article id. A99.
- Ringl C., Branga E.M., Bertoldi D.S., Urbassek H.M. Collisions of porous clusters: A granular-mechanics study of compaction and fragmentation // Astrophys. J. 2012. V. 752. P. 151–164.
- Tazaki R., Nomura H. Outward motion of porous dust aggregates by stellar radiation pressure in protoplanetary disks // Astrophys. J. 2015. V. 799. Article id. 119. 9 p. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/2/119>
- Tazaki R., Tanaka H., Okuzumi S., Kataoka A., Nomura H. Light scattering by fractal dust aggregates // Astrophys. J. 2016. V. 823. Article id. 70. 16 p. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/70>
- Tielens A. G. G. M., Allamandola L.J. Evolution of interstellar dust // Physical Processes in Interstellar Clouds / Eds Morfill G.E., Sholer M. Dordrecht: Reidel Publishing Company, 1987. P. 333–376.
- Tielens A.G.G.M., Waters L.B.F.M., Bernatowicz T.J. Origin and Evolution of Dust in Circumstellar and Interstellar Environments // Chondrites and the Protoplanetary Disk. ASP Conf. Series. V. 341 / Eds Krot A.N., Scott E.R.D., Reipurth B. San Francisco: Astron. Soc. of the Pacific, 2005. P. 605–631.
- Tielens A.G.G.M. Chemical and physical properties of interstellar dust // The Spectral Energy Distribution of Galaxies Proceedings IAU Symp. No. 284 / Eds Tuffs R.J., Popescu C.C. Cambridge University Press, 2011. P. 72–81.
- Umstätter Ph., Urbassek H. Fragmentation and energy dissipation in collisions of polydisperse granular clusters // Astron. and Astrophys. 2020. V. 633. Article id. A24. 7 p. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936527>
- Wada K., Tanaka H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T. Numerical simulation of dust aggregate collisions. I. Compression and disruption of two-dimensional aggregates // Astrophys. J. 2007. V. 661. P. 320–313.
- Wada K., Tanaka H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T. Numerical simulation of dust aggregate collisions. II. Compression and disruption of three-dimensional aggregates in head-on collisions // Astrophys. J. 2008. V. 677. P. 1296–1308.
- Wada K., Tanaka H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T. Collisional growth conditions for dust aggregates // Astrophys. J. 2009. V. 702. P. 1490–1501.
- Wada K., Tanaka H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T. Growth and disruption of dust aggregates by collisions // COSMIC DUST—NEAR AND FAR ASP Conference Series. / Eds Henning Th., Grun E., Steinacker J. 2009. V. 414. P. 347–355.
- Wright E.L. Long-wavelengths absorption by fractal dust grains // Astrophys. J. 1987. V. 320. P. 818–824.
- Wright E.L. Fractal dust grains around R Coronae Borealis stars // Astrophys. J. 1989. V. 346. P. L89–L91.
- Youdin A.N., Goodman J. Streaming instabilities in protoplanetary disks // Astrophys. J. 2005. V. 620. P. 459–469.

УДК 523-52

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ПЫЛЕ-ЛЕДЯНЫХ КЛАСТЕРОВ НА ЛИНИИ ЛЬДА В ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКАХ

© 2021 г. М. Я. Маров^{a, *}, А. В. Русол^{a, **}, А. Б. Макалкин^{a, b, ***}

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

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

*e-mail: marovmail@yandex.ru

**e-mail: fermata@inbox.ru

***e-mail: makalkin@ifz.ru

Поступила в редакцию 02.06.2020 г.

После доработки 14.12.2020 г.

Принята к публикации 24.02.2021 г.

Представлены результаты математического (имитационного) моделирования структуры и свойств гетерогенных фрактальных пыле-ледяных кластеров размером ~ 0.1 – 10 см и их распада на фрагменты на линии водяного льда в протопланетных дисках. Основная цель работы — выяснение условий, при которых распад кластера в результате сублимации льда приводит к образованию крупных фрагментов, сопоставимых по массе и размерам с исходным кластером или, напротив, мелких и мало-массивных фрагментов. Преобладание по массе крупных или мелких фрагментов с внутренней стороны от линии льда с учетом различий их взаимодействия с газом в диске может оказать существенное влияние на локализацию и специфику формирования планетезималей. Предполагается, что кластеры состоят из пылевых агрегатов двух типов: один — преимущественно из водяного льда с малой примесью более тугоплавкого вещества, другой — преимущественно из менее летучего чем лед вещества; при этом размеры агрегатов обоих типов в десятки–сотни раз меньше размера кластера. Варьируются соотношения размеров, плотностей и массовых долей агрегатов обоих типов. При выборе значений этих параметров используются кометные данные. Показано, что крупные массивные фрагменты с внутренней стороны линии льда могут образовываться, если ледяные агрегаты в среднем существенно крупнее тугоплавких. В этом случае массивные тугоплавкие фрагменты образуются даже при относительно высокой массовой доле водяного льда ($> \sim 0.3$), согласующейся с протосолнечным отношением масс тугоплавкой и ледяной компонент ≤ 2 , при условии, что отношение плотностей тугоплавких и ледяных агрегатов $< \sim 3$. Если же отношение плотностей порядка 10, то массивные фрагменты образуются при значительно меньшей доле льда (~ 0.1), которая, однако, не противоречит кометным данным.

Ключевые слова: планеты; формирование, протопланетный диск, пылевые агрегаты, пыле-ледяные кластеры, линия льда, планетезимали, моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X2103004X

ВВЕДЕНИЕ

Изучение фрагментации пыле-ледяных кластеров в протопланетных дисках на линии водяного льда (“снеговой линии”) при движении (миграции) вещества к центральной звезде непосредственно связано с определением зоны образования планетезималей во внутренней области диска. На этой линии (фронте испарения) при низких давлениях, характерных для протопланетных дисков, начинается сублимация льда и кластеры претерпевают значительные структурные изменения. Если кластеры достаточно разреженные (проницаемые) и состоят из небольших частиц, то на фронте испарения происходит полная сублимация льда, в результате которой кластер распадается и образуются безводные (безледные)

фрагменты, состоящие из пылевых агрегатов. От соотношения размеров и масс исходного кластера и его фрагментов, образовавшихся в результате испарения льда, зависит дальнейшая судьба фрагментов в диске. При малых размерах фрагменты будут накапливаться с внутренней стороны линии льда и образовывать планетезимали вблизи нее (Saito, Sirono, 2011; Ida, Guillot, 2016). Если же эти размеры после испарения льда не слишком малы по сравнению с исходным кластером, то из-за эффективной потери углового момента при трении о газ они будут перемещаться на меньшие радиальные расстояния, где может произойти накопление пылевой компоненты вещества диска, необходимое для образования планетезималей в зоне формирования внутренних

планет (Drażkowska и др., 2016; Макалкин, Артюшкова, 2017).

С физической точки зрения, процесс фрагментации пыле-ледяных кластеров на линии льда является примерно одинаковым для околосолнечного и других протопланетных дисков. Это подтверждается наблюдениями протопланетных дисков, в частности, диска вокруг молодой звезды HL Tau, в котором часть наблюдаемых колец можно связать с фазовыми переходами, на внутреннем из которых происходит сублимация льда воды (Carrasco-González и др., 2019). Таким образом, механизм изменения структуры вещества в рамках рассматриваемой эволюционной модели можно распространить на формирование систем экзопланет, содержащих планеты земного типа.

Влияние структуры содержащих лед и пылевую компоненту кластеров на процесс накопления вещества, ведущий к образованию планетезималей вблизи линии льда, изучалось в работе (Schoonenberg, Ormel, 2017). При этом рассматривались только два варианта структуры пыле-ледяных кластеров, которые предполагались плотными: первый – двуслойные частицы с силикатным ядром и ледяной оболочкой, второй – кластеры со многими силикатными частицами микронных размеров, заключенными внутри сплошного ледяного массива (куска льда с микронными вкраплениями).

Однако структура кластеров с внешней стороны от линии льда может быть более сложной. Об этом, в частности, свидетельствуют данные по комете 67P/Чурюмова–Герасименко. Была получена оценка пористости ядра кометы на уровне (70–80)% (Davidsson и др., 2016), обнаружено наличие в ядре пылевых агрегатов, имеющих фрактальную структуру, наряду с более плотными агрегатами типа гальки (pebbles). Получено высокое отношение масс тугоплавкого (труднотелечего) вещества и водяного льда δ внутри ядра ($\delta > 3$), найдено различие в составе образующих комету частиц (Fulle и др., 2016; 2019). Выяснилось, что ядро кометы состоит из довольно плотных агрегатов с размерами $> \sim 1$ мм и пористостью $\sim 50\%$, состоящих из тугоплавкого (нелетучего) вещества – силикатов, сульфидов и большой доли органики (углеводородов) – и не содержащих или почти не содержащих льда (Blum и др., 2017; Fulle и др., 2019). Более крупные агрегаты, ~ 1 см, в комете 67P состоят на 80–90% по массе из тугоплавкого вещества и на 10–20% из водяного льда (Fulle и др., 2016; 2019). Массовая доля плотных агрегатов (пемблов) составляет до 99% вещества кометы, а около 1% приходится на рыхлые пылевые агрегаты с фрактальной структурой. Обнаружение фрактальных пылевых агрегатов в комете 67P может быть объяснено только сохранением первичного допланетного вещества в кометном ядре (Blum, 2018). Данные, полученные при полетах к другим кометам (1P/Halley, 9P/Tempel 1, 81P/Wild 2, 103P/Hartley 2) и по результатам наземных наблюдений (см. статью Fulle и др., 2019 и библио-

графию в ней) также накладывают ограничения на состав кометных ядер, сформировавшихся на допланетной стадии.

Эксперименты по столкновениям мелких пылевых агрегатов, имеющих фрактальную структуру, показали, что их изначальное уплотнение и соответствующий рост фрактальной размерности приводит к слипанию агрегатов, а затем, по мере их дальнейшего уплотнения, слипание сменяется отскоком при взаимных столкновениях, когда их размеры достигают ~ 0.1 – 1 см в случае тугоплавких агрегатов. Размеры могут быть значительно больше у фрактальных агрегатов, состоящих преимущественно из водяного льда, поскольку наибольшая относительная скорость, при которой еще возможно их слипание, на порядок выше (Kataoka и др., 2013; Gundlach, Blum, 2015; Blum и др., 2017; Blum, 2018). Слипание ледяных частиц с тугоплавкими должно быть менее эффективным. Образование характерных для кометы 67P агрегатов, преимущественно или почти полностью состоящих из тугоплавкого вещества, возможно, происходило в области протопланетного диска с малым содержанием водяного льда либо на более ранней стадии при температуре выше температуры конденсации водяного льда.

Таким образом, с учетом новых кометных данных структуру пылевых агрегатов за линией водяного льда можно представить в виде фрактального кластера, состоящего из агрегатов двух типов: тугоплавких (состоящих преимущественно из менее летучих веществ, чем водяной лед) и ледяных (состоящим в основном из водяного льда). Оба типа агрегатов имеют высокую пористость, не менее той, которая характерна для тугоплавкой и ледяной компонент вещества кометы 67P/Чурюмова–Герасименко. Возможно, тугоплавкие агрегаты могут содержать незначительное количество льда на поверхности или в микропорах, а ледяные агрегаты могут содержать единичные или множественные тугоплавкие ядра, не оказывающие существенного влияния на среднюю плотность агрегата. Пока неизвестно, как ведут себя при столкновениях в условиях протопланетного диска пылевые частицы и агрегаты смешанного состава, содержащие тугоплавкую компоненту и лед.

Если пыле-ледяные самогравитирующие сгущения образовались в протопланетном диске в результате потоковой неустойчивости (Youdin, Goodman, 2005; Bai, Stone, 2010; Колесниченко, Маров, 2019) и/или гравитационной неустойчивости в обогащенном пылью экваториальном слое диска (Coradini и др., 1981; Goodman, Pindor, 2000; Youdin, 2011; Макалкин, Зиглина, 2018), то в результате гравитационного коллапса пыле-ледяного сгущения, состоящего из агрегатов с преимущественно пылевым и ледяным или смешанным составом, получается вещество, аналогичное кометному, при отношении масс пылевой и ледяной компонент в диапазоне $3 < \delta < 9$ (Lorek и др., 2016). Однако в протокометном и первичном ко-

метном веществе возможны более низкие, протосолнечные значения этого отношения, характерные для протопланетных дисков: $1.5 < \delta < 2$ (Pollack и др., 1994; Дорофеева, 2020). Хотя фрактальная размерность пыле-ледяного кластера за линией льда является недостаточно определенной величиной, можно ожидать, что она должна быть достаточно низкой, учитывая, что плотность кластера была меньше или существенно меньше, чем средняя объемная плотность кометы.

В данной работе путем численного моделирования исследуется структура гетерогенного фрактального кластера, состоящего из тугоплавких пылевых агрегатов и летучих ледяных агрегатов, которые полностью испаряются на линии водяного льда в протопланетном диске при движении к центральной звезде. В рассматриваемых моделях пренебрегается малой примесью водяного льда в тугоплавких агрегатах и считается, что плотности и радиусы тугоплавких агрегатов не изменяются при пересечении линии льда. Также пренебрегается возможным наличием мелких тугоплавких включений внутри ледяных агрегатов, которые сохраняются при испарении льда и дают некоторую (незначительную) добавку в тугоплавкое вещество в виде мелких (вероятно, микронных) пылевых частиц.

Исследуются свойства фрагментов, образующихся в результате полного испарения льда. Предположение, что при пересечении линии льда кластер полностью теряет ледяную компоненту и распадается на тугоплавкие фрагменты, является достаточно обоснованным при высокой проницаемости кластера с размером $< \sim 10$ см и размерах агрегатов, образующих кластер, $< \sim 1$ см. При таких размерах ледяных агрегатов полное испарение льда внутри кластера происходит в протопланетном диске за время порядка ~ 1 года (Drażkowska, Alibert, 2017).

Размеры тугоплавких пылевых агрегатов $< \sim 1$ см соответствуют получаемым в лабораторных экспериментах по взаимным соударениям таких агрегатов и в численных моделях образования планетезималей (Blum, 2018). Они согласуются с приведенными выше данными наблюдений по комете 67P/Чурюмова–Герасименко. По данным численного моделирования пористость ледяных агрегатов существенно больше и, соответственно, фрактальная размерность и плотность существенно меньше, чем у тугоплавких агрегатов (Blum, 2018; Lorek и др., 2016).

Основная цель исследования — выяснить условия, при которых в результате сублимации ледяных агрегатов образуются фрагменты малых масс и размеров по сравнению с исходным кластером за линией льда, а также условия, при которых образуются большие фрагменты, массы и размеры которых составляют значительную долю массы и размера исходного кластера. В первом случае мелкие фрагменты из-за малой скорости

радиального дрейфа должны накапливаться у линии льда, что способствует образованию здесь планетезималей. Во втором случае крупные фрагменты эффективно теряют угловой момент при трении о газ, что способствует их быстрому дрейфу от линии льда к центру диска и препятствует накоплению твердого вещества с внутренней стороны от линии льда, в области главного астероидного пояса в Солнечной системе и вероятной аналогичной зоны в планетных системах у других звезд.

Дальнейшее изменение масс фрагментов, образовавшихся на линии льда, происходит при их последующих столкновениях. Они могут как объединяться в более крупные кластеры (Drażkowska и др., 2016), так и распадаться на более мелкие фрагменты (Gundlach, Blum, 2015). При относительных скоростях $< \sim 1$ м/с фрагменты растут, при существенно больших скоростях — распадаются на части (Blum, 2018). Эти скорости зависят от интенсивности турбулентных движений и могут быть существенно меньше в средней плоскости протопланетного диска, чем вдали от нее (Carrea и др., 2017; Макалкин, Артюшкова, 2017). В данной статье рассматривается только образование фрагментов на линии льда и не прослеживается их дальнейшая эволюция.

ИСХОДНАЯ МОДЕЛЬ И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Рассматривается модель структуры рыхлых кластеров сантиметрового — дециметрового размера, состоящих из смеси льда воды и пыли, которые при движении в газе протопланетного диска по направлению к центру пересекают линию водяного льда (“снеговую линию”) и в дальнейшем вносят вклад в образование планетезималей в зоне формирования планет земной группы. Предполагается, что пыле-ледяной кластер обладает фрактальной структурой и что содержащиеся в нем тугоплавкие и ледяные агрегаты имеют сферическую форму.

При построении модели используется алгоритм, в котором при формировании структуры кластера направление “стыковки” отдельных образующих его частиц (агрегатов) задается с помощью сплайнов, радиусы кривизны которых корректируются с целью обеспечения заданной фрактальной размерности (Русол, 2021). Такие характерные формы внутренней структуры кластера, напоминающие ветви, похожи на получаемые в лабораторных экспериментах (Wurm и др., 2003) и численных экспериментах (Marov, Rusol, 2015) “пушистые” образования с микронными и субмикронными частицами. Применяемый нами метод проницаемых частиц позволил моделировать сложные взаимодействия при кластер-кластерных столкновениях (Маров, Русол, 2011, 2018) и оценить параметры, обеспечивающие образование протяженных пространственных структур. Та-

кой усовершенствованный подход к построению кластера (Русол, 2021) можно назвать имитационным моделированием в том смысле, что он позволяет заменить крайне затратное (требующее использования суперкомпьютера) моделирование агрегирования системы при кластер-кластерных столкновениях на существенно более простое моделирование формирования кластера. При этом, однако, учитываются основные особенности его структуры, интересующие нас в данном исследовании: получение необходимой фрактальной размерности и соответствующей ей пористости, а также внутренней гетерогенности кластера, состоящего из агрегатов двух различных типов, отличающихся размерами, плотностями и содержанием по массе.

При формировании исходной структуры кластера чередование входящих в него тугоплавких и ледяных агрегатов определяется случайным образом, причем частота появления частиц каждого сорта управляется задаваемыми параметрами, в качестве которых используются массовые доли каждого сорта частиц (x_d и x_w) в формируемом кластере. В результате серии расчетов удается получить состав кластера, в котором значения массовых долей x_d и x_w близки к задаваемым значениям. Здесь и дальше нижние индексы d и w обозначают две компоненты твердого вещества с внешней стороны от линии льда в протопланетном диске: тугоплавкую пылевую компоненту и водяной лед.

В данной работе в основном рассматриваются кластеры с фрактальной размерностью $D_\beta = 2.75$. При такой фрактальной размерности пористость находится в диапазоне 70–80%, как следует из рассчитанных нами моделей (см. ниже), поэтому реализуется высокая проницаемость кластера, соответствующая его моделируемой “ворсистой” структуре. Параметр D_β определяется уравнением (2) в работе (Русол, 2021). Для проверки влияния величины фрактальной размерности на параметры кластеров и образующихся фрагментов предприняты также расчеты с варьируемой фрактальной размерностью (от 2.5 до 2.8) при фиксированных значениях других исходных параметров.

Высокая проницаемость кластера и небольшие размеры образующих его агрегатов $< \sim 0.1 - 1$ см, которые могут полностью терять водяной лед за время порядка ~ 1 года (Drażkowska, Alibert, 2017), позволяют вполне обоснованно предположить, что при пересечении линии льда кластер полностью теряет ледяную компоненту и распадается на тугоплавкие фрагменты.

В модели учтено, что тугоплавкие и ледяные частицы (агрегаты) полидисперсны, т.е. имеют распределение по размерам. Для обоих типов частиц принято обратное степенное распределение по радиусу частицы с показателем $p = 3.5$, которое достаточно универсально: оно неплохо соответствует распределению по размерам как мельчайших межзвездных частиц, так и кратеров на телах

Солнечной системы, создаваемых ударами крупных тел. Отметим вместе с тем, что варьирование показателя p в пределах от 3 до 4 не оказывает существенного влияния на основные результаты моделирования.

Помимо фрактальной размерности D_β к варьируемым входным параметрам модели относятся:

R_{cl} – радиус кластера, который определяется как сфера наименьшего радиуса, охватывающая центры всех сферических агрегатов (частиц), составляющих данный кластер;

$R_{d, \min}$ и $R_{d, \max}$ – минимальный и максимальный радиусы тугоплавких пылевых агрегатов (pebbles);

$R_{w, \min}$ и $R_{w, \max}$ – минимальный и максимальный радиусы агрегатов, состоящих из водяного льда;

ρ_d и ρ_w – плотности тугоплавких и ледяных агрегатов;

$\delta = \delta_s = x_{d, s} / x_{w, s}$ – задаваемое (приближенное) отношение массовых долей тугоплавкой пылевой компоненты и водяного льда в кластере, которое затем уточняется в результате расчета ($x_{d, s} + x_{w, s} = 1$).

Необходимость уточнения задаваемого значения δ связана с тем, что при моделировании кластера используется вариант формирования композиции частиц путем случайного выбора из массивов, сформированных по медианным значениям радиусов частиц, с последующей их заменой на распределение радиусов частиц по обратному степенному закону. Такой алгоритм приводит к погрешности массовых долей тугоплавких и ледяных частиц, следовательно, и параметра δ , а также фрактальной размерности кластера.

Параметрами подобия в рассматриваемой модели (в предположении сферической формы как кластера, так и агрегатов) являются отношения:

$$\begin{aligned} r_{d, \min} &= R_{d, \min} / R_{cl}, & r_{d, \max} &= R_{d, \max} / R_{cl}, \\ r_{w, \min} &= R_{w, \min} / R_{cl}, & r_{w, \max} &= R_{w, \max} / R_{cl}. \end{aligned} \quad (1)$$

При сохранении этих отношений (для заданного распределения частиц по размерам) сохраняются и отношения объемов агрегатов к объему кластера. Поэтому все результаты моделирования должны зависеть от указанных выше отношений, а не от абсолютных значений радиусов, что и было подтверждено численными экспериментами. С учетом этого в качестве входных параметров в расчетах использовались относительные радиусы $r_{d, \min}$, $r_{d, \max}$, $r_{w, \min}$ и $r_{w, \max}$, определяемые соотношениями (1). Эти минимальные и максимальные значения относительного радиуса принимались различными для агрегатов каждого типа – тугоплавких и ледяных.

Отношения характерных размеров тугоплавких и ледяных агрегатов в протопланетном диске

неизвестны. В серии рассматриваемых нами моделей отношения $r_{d, \min}/r_{w, \min}$ и $r_{d, \max}/r_{w, \max}$ варьировались от 0.1 до 10. Наименьший радиус агрегатов обоих типов принимался не менее 0.003 радиуса кластера. Возможные частицы еще меньшего радиуса не учитывались в расчетах из-за вычислительных ограничений на полное число частиц в кластере.

При моделировании использовались различные значения плотности тугоплавких агрегатов. Одно из них, $\rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3$, соответствует пористости $\sim 50\text{--}60\%$ для вещества, состоящего из силикатов, сульфидов и органики в кометах и объектах пояса Койпера (Davidsson и др., 2016; Fulle и др., 2019) и в протопланетном диске на стадии образования планетезималей (Kothe и др., 2010). Рассматривались также модели с существенно меньшими значениями плотности, $\rho_d = 0.3\text{--}0.6 \text{ г/см}^3$; они соответствуют более высокой пористости, $\sim 75\text{--}90\%$, которая получается по результатам моделирования роста силикатных агрегатов в протопланетном диске (Zsom и др., 2010; Lorek и др., 2016; 2018). Для агрегатов, состоящих из водяного льда, использовались два значения. С учетом высокой пористости ледяных агрегатов в условиях протопланетного диска ($\sim 90\%$) (Lorek и др., 2018) было принято значение $\rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3$. Рассмотрен также вариант с существенно более высокой плотностью $\rho_w = 0.4 \text{ г/см}^3$, которая лучше согласуется с кометными данными (Fulle и др., 2017).

Задаваемые значения отношения массовых долей тугоплавкой и ледяной компонент внутри кластера (δ) в представленных моделях варьировались в широких пределах: от 2 до 9. Этот диапазон полностью охватывает вероятный диапазон значений δ для комет и протокометного вещества $3 < \delta < 9$ (Fulle и др., 2019; Lorek и др., 2016), а нижняя граница диапазона не противоречит данным для протопланетного диска $1.5 < \delta < 2$ (Pollack и др., 1994; Дорофеева, 2020).

В модели вычисляются следующие параметры:

N_{cl} , N_d , N_w — полное количество частиц (агрегатов) в кластере, количество тугоплавких частиц и ледяных частиц в нем ($N_d + N_w = N_{cl}$);

M_{cl} , M_d и M_w — масса кластера и суммарные массы составляющих его тугоплавких и ледяных частиц ($M_{cl} = M_d + M_w$).

Эти массы позволяют рассчитать среднюю объемную плотность кластера

$\rho_{cl} = M_{cl}/V_{cl}$ где $V_{cl} = (4/3 \pi R_{cl}^3)$, а также получить уточненные значения массовых долей тугоплавкой и ледяной компонент $x_d = M_d/M_{cl}$ и $x_w = M_w/M_{cl}$ и, следовательно, уточненное значение $\delta = \delta = x_d/x_w$. С помощью вычисленных значений ρ_{cl} , x_d и x_w , а также задаваемых плотностей агрегатов ρ_d и ρ_w рассчитывается пористость (макропористость) кластера ψ , определяемая из соотношения $\psi = 1 - V_d/V_{cl} = 1 - \rho_{cl}/\rho_a$, где V_d — объем, за-

нимаемый тугоплавкими и ледяными агрегатами внутри кластера, ρ_a — средняя плотность вещества агрегатов, составляющих кластер (плотность кластера при нулевой пористости), которая равна $\rho_a = (x_d/\rho_d + x_w/\rho_w)^{-1}$.

К вычисляемым параметрам также относятся:

N_{fr} — количество тугоплавких фрагментов, образующихся в результате сублимации ледяных частиц в кластере,

N_i , M_i и L_i — количество тугоплавких агрегатов в i -м фрагменте, масса и максимальный линейный размер фрагмента (поскольку фрагменты имеют неправильную форму). Для параметров фрагментов также удобно пользоваться относительными величинами $n_i = N_i/N_d$; $m_i = M_i/M_d$; $l_i = L_i/2R_{cl}$, которые обозначают соответственно относительное содержание всех тугоплавких агрегатов (по числу частиц) в i -м фрагменте, их массовую долю в нем, а также максимальный размер фрагмента по отношению к диаметру кластера.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Нами были проведены серии численных экспериментов по распаду кластеров при различных исходных параметрах задачи. Ниже приведены результаты расчетов для семи вариантов (соответственно, Модели 1–7). Значения как исходных, так и рассчитываемых параметров по всем моделям для удобства сравнения моделей приведены в табл. 1.

Модель 1. Для этой модели характерно то, что в ней тугоплавкие агрегаты в кластере на порядок крупнее ледяных. Значения задаваемых параметров следующие: $r_{d, \min} = 0.05$, $r_{w, \min} = 0.005$, $r_{d, \min}/r_{w, \min} = r_{d, \max}/r_{w, \max} = 10$, $r_{d, \max}/r_{d, \min} = r_{w, \max}/r_{w, \min} = 2$, $\rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3$, $\rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3$, $\delta_s = x_{d, s}/x_{w, s} = 9$.

Рассчитанные значения параметров: $\rho_{cl} = 0.169 \text{ г/см}^3$, $x_d = 0.9004$; $x_w = 0.0996$, $\delta = 9.04$, $\psi = 0.706$, $N_{cl} = 597658$, $N_d = 461$, $N_w = 597197$, $N_{fr} = 413$.

Рассчитанные значения x_d и x_w соответствуют значению $\delta = 9.04$, которое очень близко к заданному (ориентировочному) значению.

На рис. 1 приведен вид кластера до и после сублимации льда. Видно, что он распался на мелкие фрагменты, несмотря на минимальную массовую долю льда для наших моделей с $x_w \approx 0.1$, соответствующую максимальному отношению $\delta = x_d/x_w \approx 9$.

На рис. 2 показан вид и значения параметров трех наибольших по массе фрагментов, образовавшихся в результате испарения ледяных агрегатов, входящих в состав кластера. В модели 1 каждый из этих фрагментов состоит всего лишь из трех частиц (агрегатов). Как видно из значений параметров m и l на рис. 2, массовая доля тугоплавких частиц в этих фрагментах (m), а также их максимальные относительные размеры (l) по

Таблица 1. Параметры моделей

Исходные параметры	Номер модели						
	1	2	3	4	5	6	7
$r_{d, \min}$	0.05	0.005	0.005	0.003	0.005	0.005	0.005
$r_{w, \min}$	0.005	0.005	0.05	0.03	0.05	0.05	0.05
$r_{d, \min}/r_{w, \min}$	10	1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$r_{d, \max}/r_{w, \max}$	10	1	0.1	0.1	0.5	0.1	0.1
$r_{d, \max}/r_{d, \min}$	2	2	2	10	10	2	2
$r_{w, \max}/r_{w, \min}$	2	2	2	10	2	2	2
$\rho_d, \text{ г/см}^3$	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	0.3	1.2
$\rho_w, \text{ г/см}^3$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.4
$\delta_s = x_{d,s}/x_{w,s}$	9	9	9	9	9	2.25	2.25
Рассчитанные параметры	Номер модели						
	1	2	3	4	5	6	7
x_d	0.9004	0.9002	0.899	0.887	0.897	0.693	0.692
x_w	0.0996	0.0998	0.101	0.113	0.103	0.307	0.308
$\delta = x_d/x_w$	9.04	9.02	8.91	7.85	8.71	2.26	2.25
$\rho_{cl}, \text{ г/см}^3$	0.169	0.105	0.111	0.142	0.158	0.0391	0.158
ψ	0.706	0.816	0.805	0.735	0.719	0.790	0.787
N_{cl}	597658	652109	295990	799445	194993	321070	324543
N_d	461	279795	295605	798589	194449	320619	324130
N_w	597197	372314	385	856	544	451	413
N_{fr}	413	28774	1547	570	25871	928	986
$\Sigma_3 m$	0.030	0.003	0.35	0.49	0.021	0.37	0.40
$\Sigma_{12} m$	0.074	0.011	0.51	0.65	0.063	0.53	0.55
l_{\max}	0.046	0.236	0.997	0.999	0.667	0.999	0.998

Примечание. Расшифровка обозначений – в тексте статьи.

сравнению с диаметром кластера очень малы. В табл. 1 приведены значения суммарной массовой доли тугоплавкого вещества кластера в трех самых крупных фрагментах ($\Sigma_3 m$), равной $(M_1 + M_2 + M_3)/M_d$, которая для модели 1 равна 0.03. (Нумерация фрагментов начинается с самого массивного и идет в порядке убывания их масс.) В двенадцати крупнейших фрагментах содержится массовая доля пылевого (тугоплавкого) вещества: $\Sigma_{12} m = 0.074$. В табл. 1 также приведено значение наибольшего размера фрагментов l_{\max} , которое получается путем сравнения максимального линейного размера каждого фрагмента и выбора наибольшего из них. Для модели 1 получено значение $l_{\max} = 0.0456$.

Очевидно, увеличение массовой доли льда приводит к распаду кластера на отдельные тугоплавкие частицы (агрегаты). В то же время, как показывают расчеты, увеличение плотности ле-

дяных агрегатов в несколько раз (до $\rho_w = 0.4 \text{ г/см}^3$) из-за уменьшения доли объема кластера, приходящейся на ледяные агрегаты, увеличивает массы и размеры тугоплавких фрагментов в несколько раз, но они остаются очень малыми по сравнению с полной массой тугоплавкого вещества и размером кластера.

Модель 2. В отличие от модели 1, в этой модели взят один и тот же диапазон (от минимального до максимального) радиусов тугоплавких и ледяных агрегатов; при этом по сравнению с моделью 1 тугоплавкие агрегаты имеют на порядок меньшие размеры: $r_{d, \min} = 0.005$, $r_{w, \min} = 0.005$, $r_{d, \min}/r_{w, \min} = r_{d, \max}/r_{w, \max} = 1$. Остальные значения входных параметров такие же, как в модели 1: $r_{d, \max}/r_{d, \min} = r_{w, \max}/r_{w, \min} = 2$, $\rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3$, $\rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3$, $\delta_s = 9$.

В результате расчетов получены следующие значения параметров: $\rho_{cl} = 0.105 \text{ г/см}^3$, $x_d = 0.9002$,

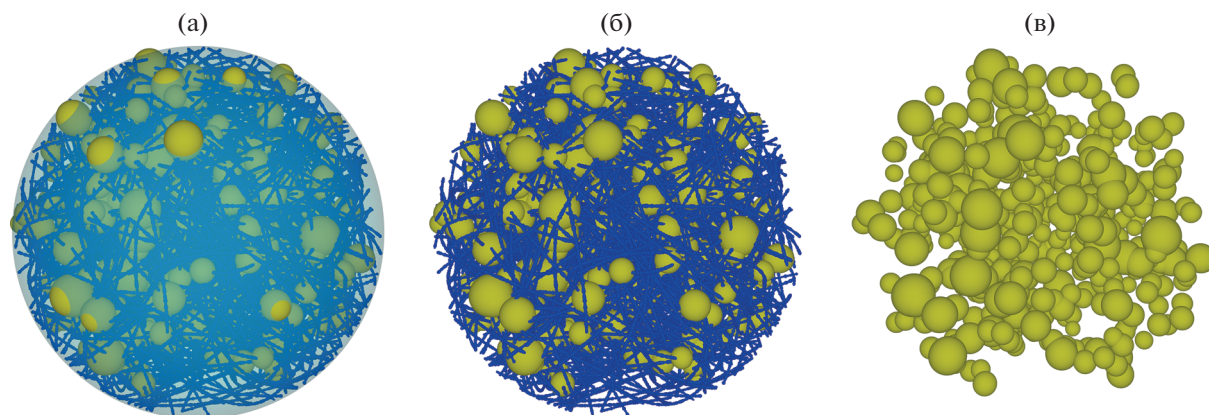


Рис. 1. Фрактальный кластер, модель 1: (а) охватывающий объем, (б) кластер до сублимации льда, (в) после сублимации льда.

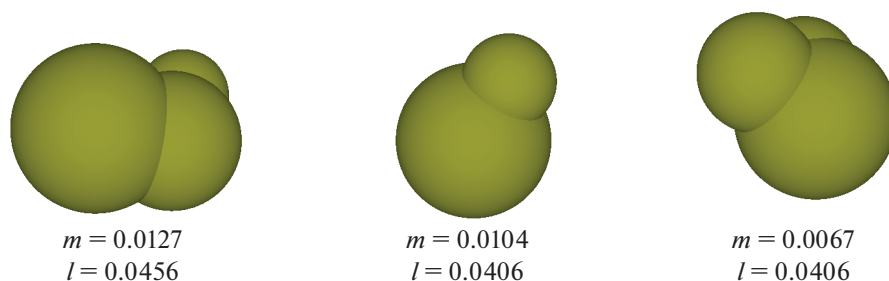


Рис. 2. Три фрагмента, наибольшие по массе, в модели 1 (в порядке убывания массы). m – доля массы тугоплавкого вещества кластера в каждом из фрагментов, l – максимальный размер каждого из фрагментов по отношению к диаметру кластера.

$x_w = 0.0998$, $\delta = 9.02$, $\psi = 0.816$, $N_{cl} = 652109$, $N_d = 279795$, $N_w = 372314$; $N_{fr} = 28774$. Вид кластера по этой модели до и после испарения льда показан на рис. 3.

На рис. 4 показан вид трех тугоплавких фрагментов в модели 2 (в каждом из них – около 300 тугоплавких частиц) и значения масс и наибольших размеров фрагментов m и l . Как видно, массовая доли тугоплавких частиц (m) в этих наибольших фрагментах еще меньше, чем в модели 1, из-за более мелких размеров частиц в модели 2, а максимальные относительные размеры (l) по сравнению с моделью 1 увеличились в несколько раз, но малы по сравнению с диаметром кластера.

Массовая доля тугоплавкого вещества кластера в трех самых массивных фрагментах $\Sigma_3 m$ модели 2 составляет всего лишь 0.003 – в 10 раз меньше, чем в модели 1, а $\Sigma_{12} m = 0.011$, в 7 раз меньше, чем в модели 1. При этом наибольший линейный размер фрагментов l_{max} , в пять раз больше, чем в модели 1 (см. табл. 1).

Модель 3. Ее отличие от модели 2 в том, что в ней радиусы ледяных агрегатов на порядок больше радиусов тугоплавких агрегатов. Соответственно, заданные значения радиусов таковы: $r_{d, min} = 0.005$,

$r_{w, min} = 0.05$, $r_{d, min}/r_{w, min} = r_{d, max}/r_{w, max} = 0.1$. Остальные заданные значения параметров такие же, как в моделях 1 и 2: $r_{d, max}/r_{d, min} = r_{w, max}/r_{w, min} = 2$, $\rho_d = 1.2$ г/см³, $\rho_w = 0.1$ г/см³, $\delta_s = x_{d, s}/x_{w, s} = 9$.

Рассчитаны следующие значения параметров: $\rho_{cl} = 0.111$ г/см³, $x_d = 0.8991$, $x_w = 0.1009$, $\psi = 0.805$, $N_{cl} = 295990$, $N_d = 295605$, $N_w = 385$; $N_{fr} = 1547$. Рассчитанные величины x_d и x_w дают значение $\delta = 8.91$, близкое к заданному.

Вид кластера до и после сублимации льда показан на рис. 5.

На рис. 6 показан вид трех самых массивных тугоплавких фрагментов, образовавшихся из-за сублимации льда для модели 3 (в каждом из них 20–40 тыс. частиц) и значения массы и максимального размера каждого из фрагментов (m и l). Суммарная массовая доля тугоплавких частиц в трех самых крупных фрагментах $\Sigma_3 m$ в этой модели равна 0.35, что на два порядка больше, чем в модели 2. В двенадцати крупнейших фрагментах содержится чуть более половины массы всего пылевого (тугоплавкого) вещества: $\Sigma_{12} m = 0.51$. Размеры 12-ти крупнейших фрагментов лишь на 10–20% меньше диаметра кластера. Такие фрагменты

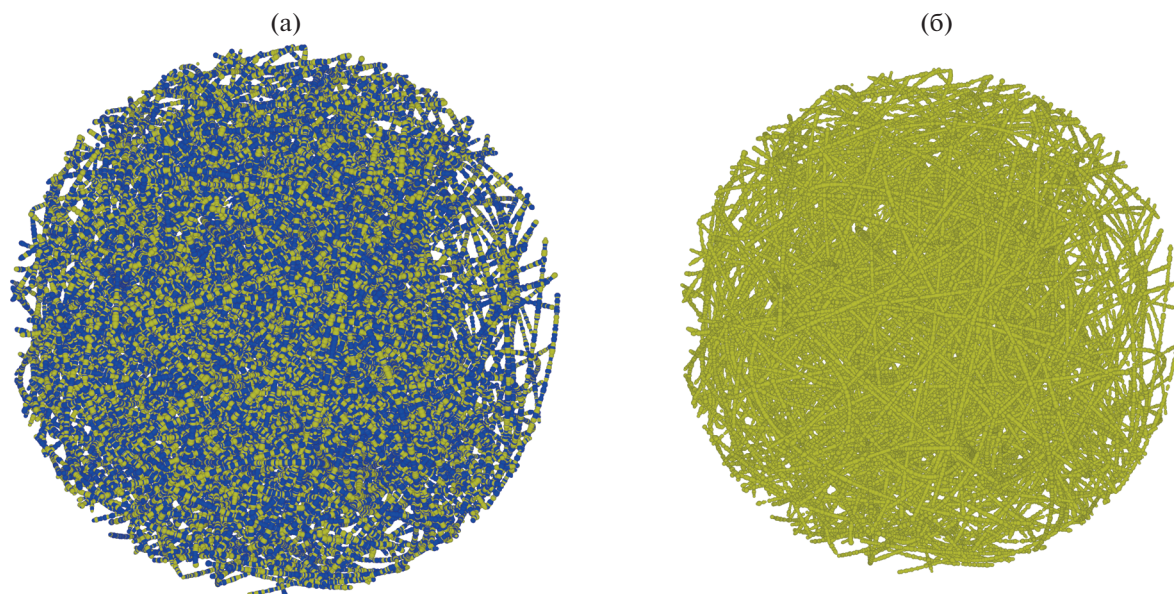


Рис. 3. Фрактальный кластер (модель 2): (а) до сублимации льда, (б) после сублимации льда.

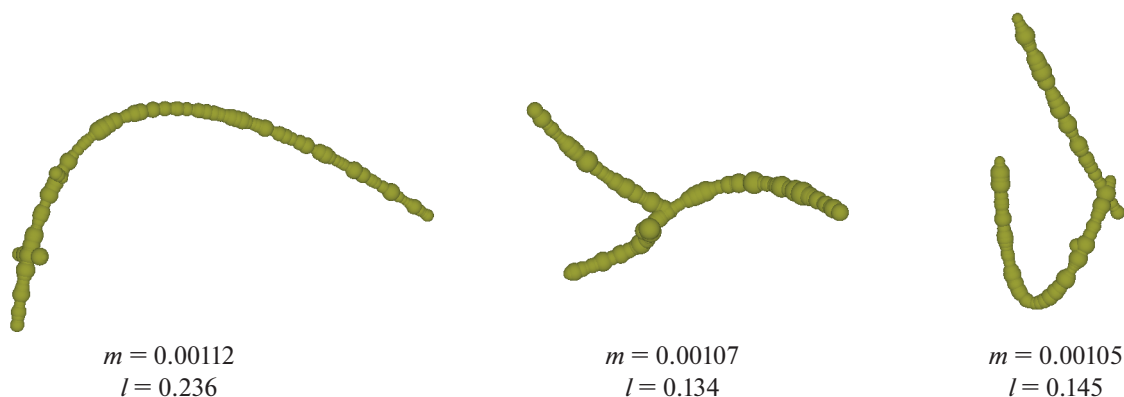


Рис. 4. Три фрагмента, наибольшие по массе в модели 2. Обозначения m и l , как на рис. 2.

должны испытывать значительное лобовое сопротивление в газе диска и эффективно терять орбитальный угловой момент.

Отметим, что в построенных моделях не учитывается возможность аккумуляции фрагментов, находящихся внутри охватывающего объема кластера после испарения льда. Такая аккумуляция за счет “сцепления” фрагментов приведет к значительному увеличению масс и плотностей крупнейших фрагментов и может обеспечить образование суперфрагмента, содержащего в себе подавляющую часть массы тугоплавкого вещества кластера; при этом лишь небольшая часть массы может остаться в мелких фрагментах.

Модель 4. Данная модель отличается от модели 3 тем, что в ней отношение максимального и минимального радиусов как пылевых (тугоплавких), так и ледяных агрегатов в пять раз больше,

чем в модели 3: вместо 2 это отношение принято равным 10. При этом минимальные значения радиусов обоих типов частиц на 40% меньше их значений в модели 3, а максимальные в 3 раза больше максимальных значений в модели 3. В результате этого (с учетом распределения радиусов агрегатов обоих типов по обратному степенному закону с $p = 3.5$) основная масса как тугоплавкого, так и ледяного вещества, оказывается в более крупных частицах.

В модели 4 приняты следующие значения радиусов: $r_{d, \min} = 0.003$, $r_{w, \min} = 0.03$, $r_{d, \min} / r_{w, \min} = r_{d, \max} / r_{w, \max} = 0.1$, $r_{d, \max} / r_{d, \min} = r_{w, \max} / r_{w, \min} = 10$. Остальные заданные значения параметров такие же, как в моделях 1 – 3: $\rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3$, $\rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3$, $\delta_s = 9$.

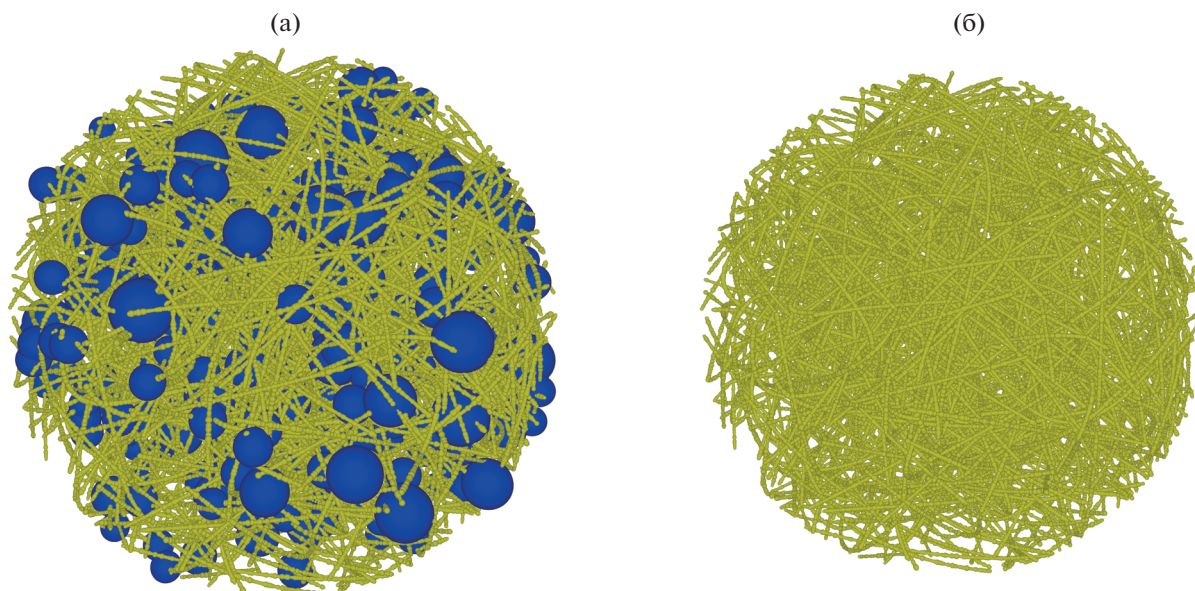


Рис. 5. Фрактальный кластер (модель 3): (а) до сублимации льда, (б) после сублимации льда.

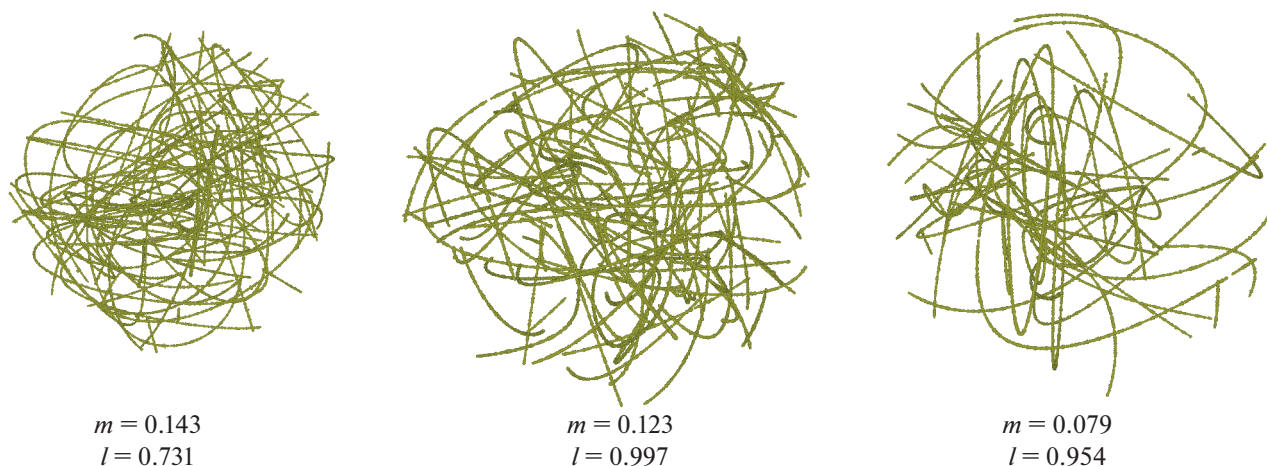


Рис. 6. Три наиболее массивных фрагмента в модели 3. Нумерация фрагментов – в порядке убывания массы. Смысл параметров m и l – как на рис. 2.

Вид полученного кластера до и после сублимации льда показан на рис. 7. Рассчитанные значения параметров: $\rho_{cl} = 0.142 \text{ г/см}^3$, $x_d = 0.887$, $x_w = 0.113$, $\delta = 7.85$, $\psi = 0.735$, $N_{cl} = 799445$, $N_d = 798589$, $N_w = 856$; $N_{fr} = 570$.

Три крупнейших фрагмента, полученные в модели 4, показаны на рис. 8. Наблюдается почти 9-кратное превышение массы в первом фрагменте по сравнению со вторым. В трех наибольших фрагментах содержится масса $\Sigma_3 m = 0.49$, т.е. почти половина всей массы тугоплавкой компоненты. В 12-ти фрагментах с наибольшим количеством частиц содержится полная масса $\Sigma_{12} m = 0.65$, т.е. по сравнению с моделью 3 наблюдается более

сильная концентрация массы в крупнейших фрагментах, которая может быть связана с трехкратным бóльшим верхним пределом в распределении пылевых агрегатов по размерам. Размеры 12-ти наибольших пылевых агрегатов превышают 85% диаметра кластера, а у 8 из 12 – превышают 95% диаметра.

Как следует из сравнения рассчитанных масс фрагментов в моделях 3 и 4, при увеличении отношений максимального и минимального радиусов в степенном распределении по размерам тугоплавких и ледяных агрегатов: $r_{d, \max}/r_{d, \min}$ и $r_{w, \max}/r_{w, \min}$ происходит увеличение концентрации массы в крупнейших фрагментах, образовавшихся после испарения ледяной компоненты

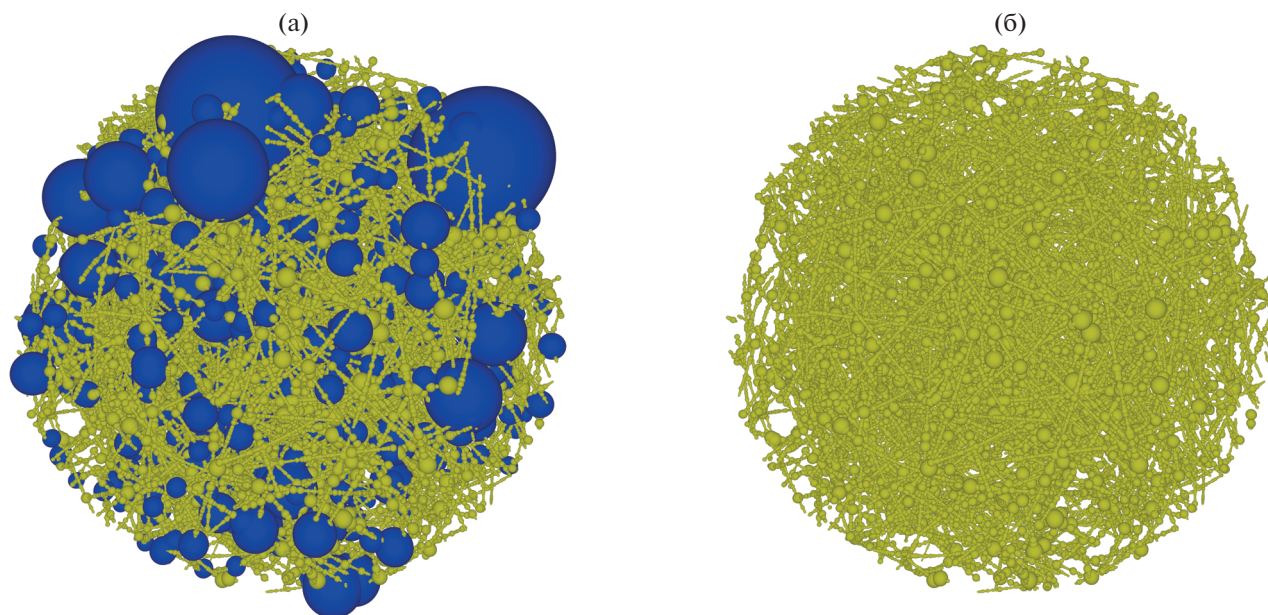


Рис. 7. Фрактальный кластер (модель 4): (а) до сублимации льда, (б) после сублимации льда.

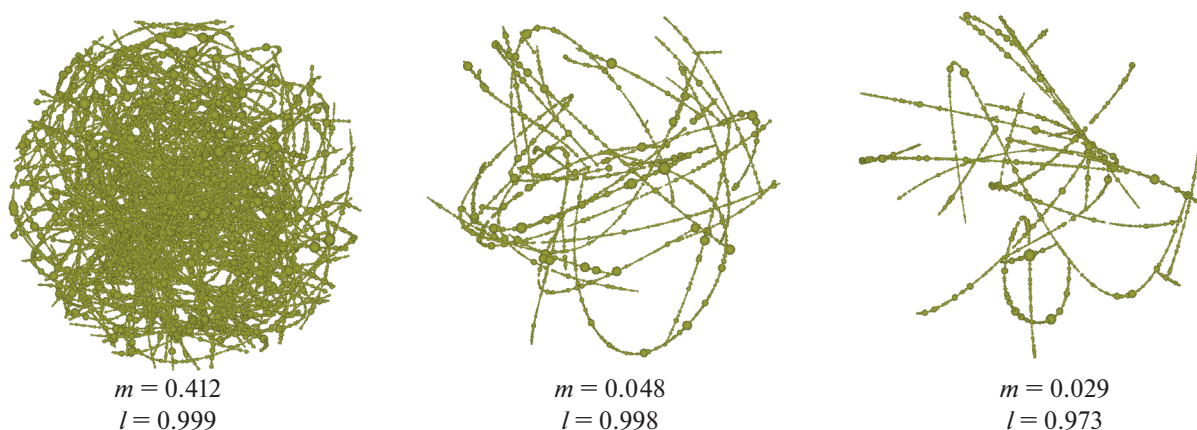


Рис. 8. Три наиболее массивных фрагмента в модели 4. Параметры m и l – как на рис. 2.

кластера: в модели 4 массовая доля тугоплавкого вещества в трех крупнейших фрагментах на 10–30% больше, чем в модели 3, и достигает 0.5, а в 12 крупнейших фрагментах в модели 4 эта масса на 15–25% больше, чем в модели 3, и достигает 0.65. Это, вероятно, связано с тем, что из-за трехкратного больших значений максимальных масс в распределениях как тугоплавких, так и ледяных частиц, основная часть массы тугоплавкой компоненты содержится в более крупных частицах, чем наибольшие частицы в модели 3, и это приводит к увеличению масс фрагментов. Других принципиальных различий между моделями 3 и 4 не наблюдается.

Модель 5. В этой модели, как и в модели 4, отношение максимального и минимального радиу-

сов для пылевых (тугоплавких) агрегатов равно 10, но в отличие от предыдущей модели, для ледяных агрегатов это отношение в пять раз меньше, то есть равно 2, как в модели 3. При этом максимальный радиус тугоплавких агрегатов равен минимальному радиусу ледяных. Кроме того, минимальные и максимальные радиусы тугоплавких агрегатов в $5/3 \approx 1.67$ раза больше таких радиусов в модели 4. Поэтому основная масса тугоплавкого вещества в модели 5 находится в более крупных частицах, а ледяного вещества – в более мелких, чем в предыдущей модели. Остальные параметры оставлены без изменения. В целом, набор значений входных параметров имеет вид: $r_{d, \min} = 0.005$, $r_{w, \min} = 0.05$, $r_{d, \min}/r_{w, \min} = 0.1$, $r_{d, \max}/r_{w, \max} = 0.5$,

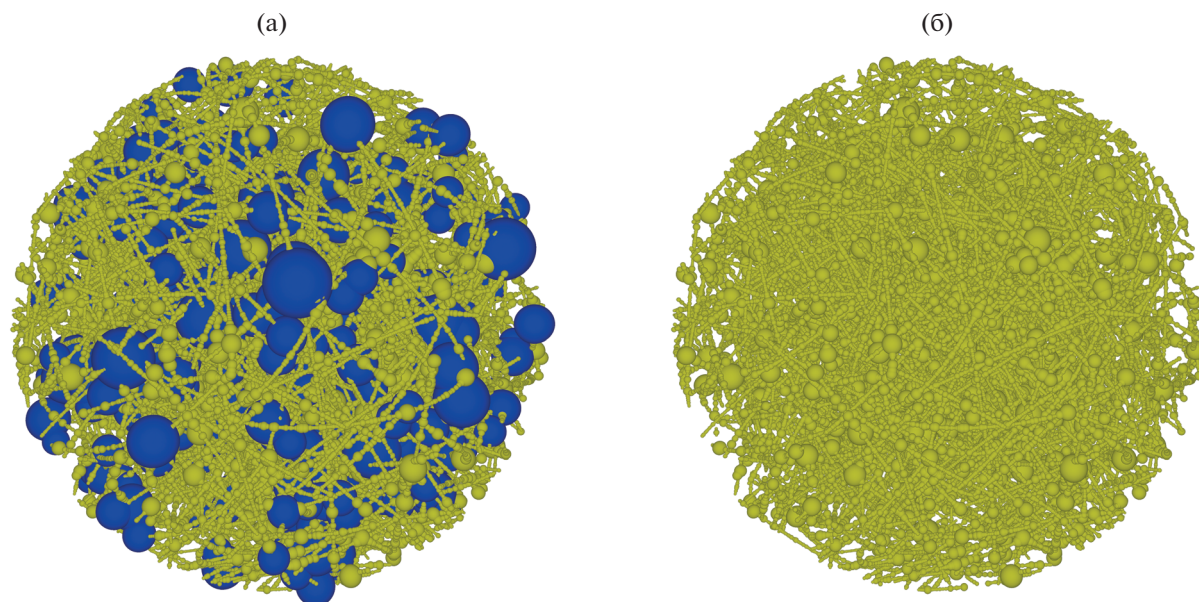


Рис. 9. Фрактальный кластер (модель 5): (а) до сублимации льда, (б) после сублимации льда.

$$r_{d, \max}/r_{d, \min} = 10, r_{w, \max}/r_{w, \min} = 2, \rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3, \rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3, \delta_s = 9.$$

Рассчитанные значения параметров: $\rho_{cl} = 0.158 \text{ г/см}^3, x_d = 0.897, x_w = 0.103, \delta = 8.71, \psi = 0.719, N_{cl} = 194993, N_d = 194449, N_w = 544; N_{fr} = 25871.$

Вид кластера до и после сублимации льда представлен на рис. 9. Особенность модели 5 — более узкий диапазон радиусов ледяных агрегатов, примыкающий к верхней границе диапазона радиусов тугоплавких агрегатов. Поэтому в данной модели радиусы ледяных и тугоплавких агрегатов, осредненные по массам внутри своего диапазона, отличаются не в 10 раз, как в моделях 3 и 4, а в 2.5–3 раза. В результате модель по различию средних радиусов тугоплавких и ледяных частиц является промежуточной между моделями 3 и 4 с одной стороны и моделью 2 — с другой. Эта особенность модели 5 ответственна за очень сильное уменьшение доли полной массы тугоплавкого вещества в крупнейших фрагментах.

Три наиболее массивных фрагмента в модели 5, представленные на рис. 10, имеют больше пустот и меньше ветвей, формирующих фрактальные кластеры фрагментов, чем крупнейшие фрагменты модели 4. Особенно важно, что суммарная массовая доля первых трех фрагментов $\Sigma_3 m$ в модели 5 составляет всего лишь 0.021, а 12 крупнейших фрагментов $\Sigma_{12} m = 0.063$ несмотря на то, что максимальные размеры этих фрагментов составляют от 25 до 67% диаметра первичного кластера.

Можно отметить еще одну особенность модели 5, отраженную на рис. 10: при очень малых массах крупнейших фрагментов максимальный

размер каждого фрагмента сопоставим с радиусом кластера. Это связано с тем, что в распределении тугоплавких частиц преобладают мелкие частицы, тогда как основная масса содержится в более крупных.

При осреднении по массам для каждого типа агрегатов в модели 5 отношение средних радиусов пылевых и ледяных агрегатов получается менее 3 (тогда как в моделях 3 и 4 оно равно 10). При этом, для модели 5 характерны более крупные тугоплавкие агрегаты, чем в модели 4, и более мелкие — ледяные: первые в среднем в 1.7 раза крупнее, а вторые в 2 раза мельче. Благодаря этим факторам полное количество тугоплавких агрегатов в модели 5 получается в четыре раза меньше, а количество фрагментов — в 45 раз больше, чем в модели 4. Все это приводит к уменьшению числа частиц и массовой доли тугоплавкого вещества даже в наибольших фрагментах и снижению концентрации массы в крупнейших фрагментах в модели 5 по сравнению с моделью 4.

В результате численного моделирования было подтверждено существование параметра подобия, который определяет степень концентрации массы тугоплавкого вещества кластера в крупнейших фрагментах при заданных размерах ледяных и тугоплавких частиц (агрегатов) в кластере. Таким параметром является отношение объема, который внутри кластера занимают все тугоплавкие частицы, к объему, занимаемому ледяными частицами, V_d/V_w . Для всех моделей с заданными размерами частиц обоих видов приблизительно одинаковая степень концентрации массы тугоплавких частиц в крупнейших фрагментах реали-

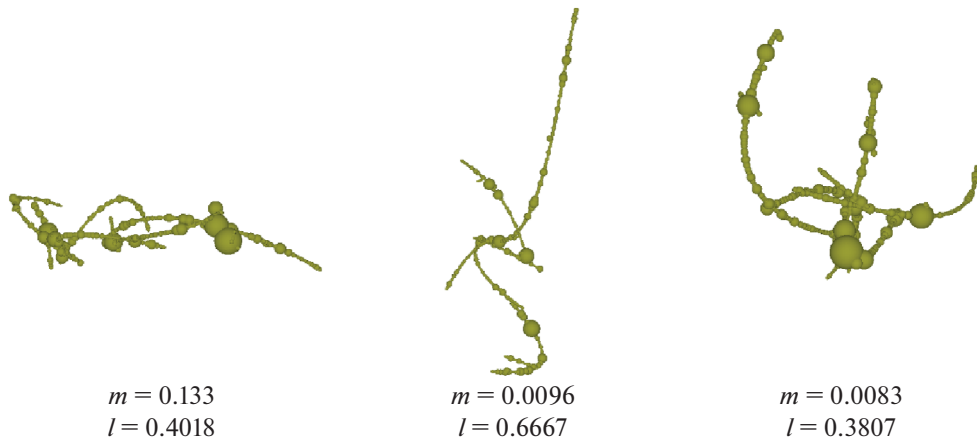


Рис. 10. Три наиболее массивных фрагмента в модели 5. Смысл параметров m и l , как на рис. 2.

зуется при одинаковых отношениях объемов V_d/V_w , то есть, когда выполняется соотношение

$$V_d/V_w = \frac{x_d}{\rho_d} / \frac{x_w}{\rho_w} = \frac{\rho_w x_d}{\rho_d x_w} = \frac{\rho_w}{\rho_d} \delta = \text{const.} \quad (2)$$

Ниже представлены результаты расчетов для двух моделей, имеющих такие же максимальные и минимальные радиусы частиц обоих типов, как в модели 3, но другие плотности частиц. При этом с помощью уравнения (2) варьировалось отношение массовых долей тугоплавких и ледяных частиц δ , чтобы получить такую же высокую степень концентрации массы тугоплавких частиц кластера в крупнейших фрагментах, как в модели 3, для которой выполняется соотношение:

$$V_d/V_w = (\rho_w/\rho_d)\delta \approx (0.1/1.2) \times 9 = 0.75 \quad (3)$$

Модель 6 предполагает, в отличие от модели 3, плотность тугоплавких агрегатов $\rho_d = 0.3 \text{ г/см}^3$, в четыре раза меньшую, чем в модели 3 (и всех предыдущих моделях) при прежней плотности ледяных агрегатов $\rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3$. Для достижения степени концентрации массы тугоплавких частиц кластера в крупнейших фрагментах, аналогичной той, которая наблюдается в модели 3, из соотношений (2) и (3) следует значение параметра $\delta = \delta_s = x_{d,s}/x_{w,s} = 0.75 \times (0.3/0.1) = 2.25$. Значения остальных параметров остаются такими же, как в модели 3, следовательно, полный набор исходных параметров имеет вид: $r_{d,\min} = 0.005$, $r_{w,\min} = 0.05$, $r_{d,\min}/r_{w,\min} = r_{d,\max}/r_{w,\max} = 0.1$, $r_{d,\max}/r_{d,\min} = r_{w,\max}/r_{w,\min} = 2$, $\rho_d = 0.3 \text{ г/см}^3$, $\rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3$, $\delta = x_d/x_w = 2.25$.

Рассчитанные значения параметров: $\rho_{cl} = 0.0391 \text{ г/см}^3$, $x_d = 0.693$, $x_w = 0.307$, $\delta = 2.26$, $\psi = 0.790$, $N_{cl} = 321070$, $N_d = 320619$, $N_w = 451$; $N_{fr} = 928$.

Суммарная массовая доля тугоплавких частиц в трех самых крупных фрагментах $\Sigma_3 m$ составляет в этой модели около 0.37, в двенадцати крупнейших фрагментах содержится чуть более половины

массы всего пылевого (тугоплавкого) вещества $\Sigma_{12} m \approx 0.53$. Размеры 12-ти крупнейших фрагментов находятся в интервале от 75 до 99.9% диаметра кластера. Эти значения массы, как видно из табл. 1, близки к полученным в модели 3.

Для иллюстрации сходства моделей с одинаковыми значениями параметра $(\rho_w/\rho_d)\delta$, входящего в уравнение (2), на рис. 11 показан вид кластера до и после сублимации льда в модели 6. При сравнении этого рисунка с рис. 5 видна высокая степень сходства структур.

Результаты расчетов для модели 6 подтвердили, что соотношение (2) справедливо с достаточно высокой степенью точности: при уменьшении плотности тугоплавких агрегатов в 4 раза, от 1.2 до 0.3 г/см³, для поддержания такой же, как в модели 3, высокой степени концентрации массы тугоплавкого вещества в крупнейших фрагментах достаточно уменьшить во столько же раз соотношение массы пыли и льда δ : от 9 до 2.25, что уже близко к протосолнечному значению.

Модель 7 отличается от предыдущей модели 6 тем, что в ней в четыре раза больше плотности как тугоплавких, так и ледяных агрегатов, то есть $\rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3$, $\rho_w = 0.4 \text{ г/см}^3$. По сравнению с моделью 3 в модели 7 в четыре раза увеличена только плотность ледяных агрегатов. Остальные входные параметры остаются такими же, как в моделях 3 и 6. В результате, полный набор значений задаваемых параметров для модели 6 имеет вид: $r_{d,\min} = 0.005$, $r_{w,\min} = 0.05$, $r_{d,\min}/r_{w,\min} = r_{d,\max}/r_{w,\max} = 0.1$, $r_{d,\max}/r_{d,\min} = r_{w,\max}/r_{w,\min} = 2$, $\rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3$, $\rho_w = 0.4 \text{ г/см}^3$, $\delta = 2.25$.

Значения параметров, полученные в результате расчета, следующие: $\rho_{cl} = 0.158 \text{ г/см}^3$, $x_d = 0.692$, $x_w = 0.308$, $\delta = 2.25$, $\psi = 0.787$, $N_{cl} = 324543$, $N_d = 324130$, $N_w = 413$; $N_{fr} = 986$.

Как видно из табл. 1, в модели 7 получена приблизительно такая же (чуть бóльшая) концентрация массы в наиболее массивных фрагментах, об-

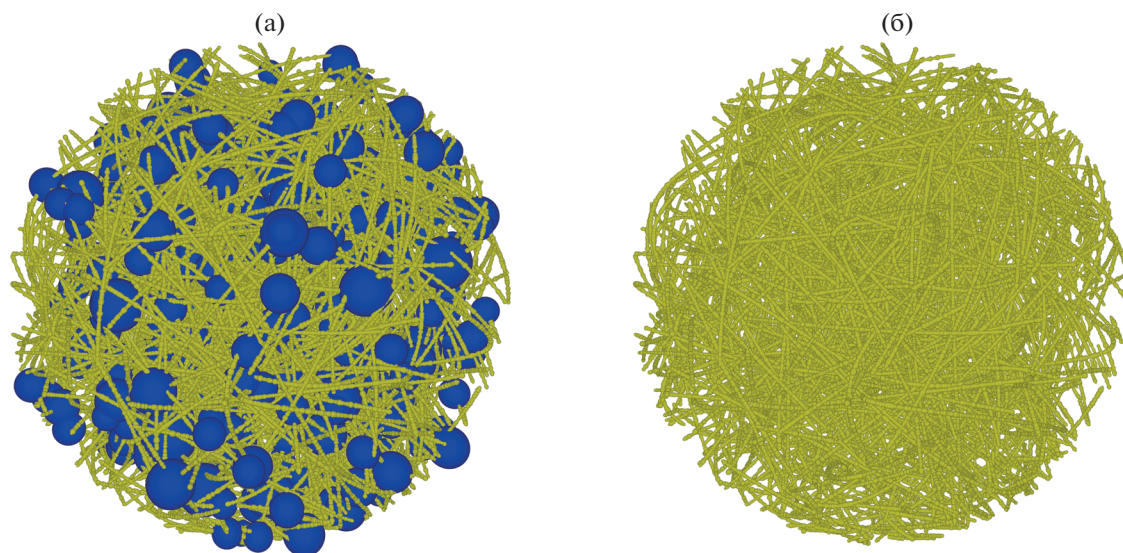


Рис. 11. Фрактальный кластер (модель 6): (а) до сублимации льда, (б) после сублимации льда.

разовавшихся в результате сублимации льда из кластера, как в моделях 3 и 6: для суммарной массовой доли тугоплавкого вещества в трех фрагментах получено $\Sigma_3 m = 0.40$, а в двенадцати наиболее массивных фрагментах $\Sigma_{12} m = 0.55$. Размеры 12 наибольших фрагментов варьируют от 0.7 до 0.998 диаметра кластера.

Расчеты модели 7 подтвердили, что при заданных значениях радиусов тугоплавких и ледяных агрегатов и фиксированном отношении их массовых долей в кластере (δ) на концентрацию масс в крупнейших фрагментах, в соответствии с формулой (2), влияет только отношение плотностей тугоплавких и ледяных агрегатов, а не их абсолютные величины.

Поскольку плотности тугоплавких пылевых агрегатов, как и агрегатов, состоящих (полностью или преимущественно) из водяного льда, в протопланетном диске неизвестны, то существование параметра подобия V_d/V_w , определяемого соотношением (2) и подтвержденного численными расчетами, может оказаться полезным. В частности, из наших численных экспериментов с учетом соотношений (2) и (3) следует, что образование крупных фрагментов в результате сублимации льда возможно даже при первичном (протокометном) отношении массовых долей тугоплавкого и ледяного вещества в диске $\delta = 1.5-2$, если отношение плотностей тугоплавкой и ледяной компонент кластера достаточно низкое, $\rho_d/\rho_w \approx 2-2.7$. Однако, оно не противоречит данным о плотности астероидов С-типа и углистых хондритов (Scheeres и др., 2015; Opeil и др., 2012).

Один из основных результатов, полученных в результате численного моделирования, заключается в том, что крупные фрагменты, сравнимые

по размеру с исходным кластером и составляющие значительную долю его массы, образуются только в том случае, если пылевые тугоплавкие агрегаты, входящие в состав кластера, значительно мельче ледяных агрегатов: при степенном распределении по радиусам (в предположении сферической формы агрегатов, принятом в данной работе), средние радиусы ледяных агрегатов (при любом способе осреднения) должны более чем в 3 раза превышать размеры тугоплавких агрегатов (при одинаковом отношении максимального и минимального радиусов для обоих типов частиц). Если же тугоплавкие агрегаты крупнее ледяных, как в модели 1, или имеют одинаковый диапазон размеров с ледяными агрегатами, как в модели 2, то даже при максимальном содержании тугоплавкой компоненты $x_d = 0.9$ в обеих моделях кластер распадается на мелкие фрагменты, каждый из которых состоит (как в модели 1) из нескольких частиц или (в модели 2), самое большее, из нескольких сотен частиц, и по массе не превышает 1% полной массы тугоплавкого вещества кластера. При этом крупнейшие фрагменты имеют размеры значительно меньше диаметра кластера. Не образуются массивные и плотные фрагменты и в случае (модель 5), когда средние размеры пылевых тугоплавких агрегатов в 2.5–3 раза больше, чем ледяных, но при этом отношение максимальных и минимальных размеров у первых гораздо шире, чем у вторых, а диапазоны размеров соприкасаются: $r_{d, \max} = r_{w, \min}$.

В остальных представленных моделях (3, 4, 6 и 7), размер тугоплавких агрегатов в кластерах на порядок меньше ледяных ($r_{d, \min}/r_{w, \min} = r_{d, \max}/r_{w, \max} = 0.1$), при этом отношение максимального радиуса к минимальному одинаково для обоих типов агрегатов. В таком случае, чтобы после испарения

льда масса тугоплавкого вещества была сконцентрирована в массивных фрагментах, нужно, чтобы выполнялось определенное соотношение между плотностями тугоплавких и ледяных агрегатов и их массовыми долями в кластере. Это соотношение вытекает из уравнения (2), в котором константа зависит от спектра размеров частиц. Для случая, когда $r_{d, \max}/r_{d, \min} = r_{w, \max}/r_{w, \min} = 2$, как в моделях 3, 6 и 7, необходимо выполнение неравенства $(\rho_w/\rho_d)\delta \geq 0.75$, следующего из соотношения (3). При более широком спектре размеров частиц, $r_{d, \max}/r_{d, \min} = r_{w, \max}/r_{w, \min} = 10$, как в модели 4, концентрирование массы в нескольких крупнейших фрагментах происходит при $(\rho_w/\rho_d)\delta \geq 0.62$. При отношении плотностей двух компонент вещества кластера $\rho_d/\rho_w = 12$, принятом в моделях 3 и 4, для образования массивных фрагментов требуется отношение масс тугоплавкого вещества и льда $\delta = x_d/x_w \geq 9$ (модель 3) или $\delta \geq 7.5$ (модель 4). В этих моделях несколько наибольших фрагментов содержат большую часть массы тугоплавкой компоненты, их размеры близки к размерам исходного кластера, а плотность и фрактальная размерность наибольшего фрагмента довольно высоки. Однако, требуемое отношение масс $\delta > 7.5$, хотя и не противоречит данным по некоторым кометам, но гораздо выше величины $\delta = 1.5-2$, характерной для протопланетных дисков. При $\rho_d/\rho_w = 3$, как в моделях 6 и 7, сосредоточение массы в нескольких крупнейших фрагментах происходит при значении $\delta > 2.2$, достаточно близкому к протосолнечному.

С целью проверки устойчивости и оценки погрешности результатов моделирования при фиксированных значениях входных параметров проведено сравнение рассчитанных значений параметров в нескольких численных реализациях выбранной модели. Результаты расчетов для модели 3 даны в табл. 2.

Четыре реализации модели 3 размещены в табл. 2 в порядке увеличения рассчитанного значения параметра $\delta = x_{d, s}/x_{w, s}$ (отношение массовых долей тугоплавкой пылевой компоненты и водяного льда в кластере), которое используемый алгоритм, как было отмечено в предыдущем разделе статьи, позволяет с определенной точностью приблизить к заданному значению $\delta = \delta_s$, равному 9 для модели 3. Из табл. 2 видно, что относительная погрешность $|\delta - \delta_s|/\delta_s$ в приведенных реализациях составляет менее 4%, и достижимо ее уменьшение до 1%, как в реализации 3, представленной в табл. 1. Пористость (ψ) в указанных реализациях отличается на еще меньшую величину: менее 1.5%. Количество частиц в кластере (N_{cl}) и отдельно частиц каждого сорта — ледяных (N_w) и тугоплавких ($N_d = N_{cl} - N_w$) варьирует в пределах ~5%, при этом отличие числа фрагментов (N_{fr}) для разных реализаций достигает максимального значения 30%. Соотношение масс между наибо-

лее массивным и вторым по массе фрагментом в разных реализациях варьирует от 1.2 до 7.5. Суммарная масса трех самых массивных фрагментов ($\Sigma_3 m$) может отличаться до полутора раз, тогда как суммарная масса в 12 крупнейших фрагментах ($\Sigma_{12} m$) для разных реализаций различается в гораздо меньших пределах — до 20%. При этом, как можно видеть из табл. 2, примерно половина этой величины обусловлена различием между заданным и вычисленным значением параметра δ , а другая половина — погрешностью вычислений при фиксированном значении δ . В целом параметр $\Sigma_{12} m$ дает удовлетворительную качественную характеристику концентрации массы в крупнейших фрагментах кластера.

Представляет также интерес оценить зависимость полученных результатов от фрактальной размерности кластера D_B при неизменных значениях других входных параметров. В частности, имеет смысл проверить, будет ли и в этом случае отношение объемов V_d/V_w , определяемое уравнениями (2) и (3), выполнять роль параметра подобия, который определяет степень концентрации массы тугоплавкого вещества кластера в крупнейших фрагментах при заданных размерах ледяных и тугоплавких частиц (агрегатов) в кластере. Поэтому была проведена серия расчетов, в которых в качестве исходных параметров использовались параметры модели 3, представленной выше, и варьировалась только фрактальная размерность кластера. В этом случае, поскольку заданные значения параметров δ , ρ_d и ρ_w неизменны, как и соотношение размеров тугоплавких и ледяных частиц, то можно ожидать, что степень концентрации массы в крупных фрагментах должна быть также неизменной при разных значениях размерности кластера D_B . Варьирование параметра D_B проводилось в пределах от 2.5 до 2.8, в которых используемый алгоритм позволял воспроизвести физически реалистичную структуру кластера и картину его фрагментации.

Полученные результаты представлены в табл. 3. Из нее, в частности видно, что в выбранном диапазоне изменения фрактальной размерности средняя плотность кластера изменяется почти в 4 раза: от 0.0355 до 0.139 г/см³, пористость существенно убывает, количество частиц обоих сортов увеличивается в несколько раз, а количество фрагментов — на порядок. При этом суммарная масса в дюжине крупнейших фрагментов $\Sigma_{12} m$ остается приблизительно на одном уровне вблизи 0.5, хотя и варьирует в пределах 10–15% из-за флуктуаций рассчитанного значения δ и ограничений алгоритма, которые обсуждались выше. Реализация, соответствующая значению $D_B = 2.5$, вероятно, из-за таких флуктуаций, несколько отклоняется от общего тренда, в частности, по anomalously большому числу фрагментов.

Таблица 2. Рассчитанные параметры для нескольких реализаций модели 3

Рассчитанные параметры	Номер реализации			
	1	2	3	4
$\delta = x_d/x_w$	8.65	8.72	8.91	9.20
$\rho_{cl}, \text{ г/см}^3$	0.116	0.110	0.111	0.115
ψ	0.794	0.805	0.805	0.801
N_{cl}	307033	291025	295990	306336
N_w	420	409	385	399
N_{fr}	1183	1241	1547	1316
$\Sigma_3 m$	0.30	0.28	0.35	0.43
$\Sigma_{12} m$	0.51	0.46	0.51	0.55

Модель 3. Исходные параметры:

$$r_{d, \min} = 0.005, r_{w, \min} = 0.05, r_{d, \min}/r_{w, \min} = r_{d, \max}/r_{w, \max} = 0.1.$$

$$r_{d, \max}/r_{d, \min} = r_{w, \max}/r_{w, \min} = 2,$$

$$\rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3, \rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3, \delta_s = x_{d,s}/x_{w,s} = 9$$

Полученные результаты подтверждают, что отношение объемов V_d/V_w играет роль параметра подобия и в случае варьирования фрактальной размерности, по крайней мере в рассмотренном диапазоне.

Для иллюстрации эффекта влияния фрактальной размерности D_β приведен вид кластера до и после сублимации льда, имеющего те же исходные параметры, что и для модели 3, показанной на рис. 5, но существенно меньшее значение параметра D_β : вместо 2.75 принято значение $D_\beta = 2.6$ (рис. 12).

Вид трех наиболее массивных фрагментов и их параметры для фрактальной размерности $D_\beta = 2.6$ представлены на рис. 13. Фрагменты выглядят гораздо более разреженными, чем на рис. 6, где показаны фрагменты для модели 3 с аналогичными параметрами, но при $D_\beta = 2.75$. Параметры модели, проиллюстрированной на рис. 12 и 13, даны в табл. 3.

Для более объективной оценки распределения фрагментов по массе при различных значениях фрактальной размерности, на примере кластеров с набором параметров, представленным в табл. 3, была рассчитана зависимость суммарной массы в n наиболее массивных фрагментах (расположенных по убыванию массы) от номера фрагмента n . Для этого фрагменты были пронумерованы в порядке убывания массы от $n = 1$ (для фрагмента с наибольшей массой) до $n = N_{fr}$, где N_{fr} — количество фрагментов, образовавшихся в результате сублимации льда из данного кластера. Масса рассчитывалась в относительных единицах, нормированная на полную массу тугоплавкого вещества кластера, равную суммарной массе составляющих его тугоплавких частиц. Доля полной массы фрагментов, содержащаяся в n наиболее массив-

ных фрагментах равна $m(n)/M_d$, где $m(n) = \sum_1^n m_i$, $M_d = \sum_1^{N_{fr}} m_i$, при этом $m(i+1) < m(i)$. Полученные зависимости для моделей кластеров с фрактальными размерностями D_β , равными 2.6, 2.65, 2.7, 2.75 и 2.8, показаны на рис. 14.

Из рис. 14 видно, как все кривые сначала (слева) круто идут вверх, достигая половины полной массы приблизительно при значении $n = 12$, для которого представлены результаты в табл. 1–3. Затем кривые расходятся, при этом кривые, соответствующие более высокой фрактальной размерности, идут ниже из-за того, что масса в этом случае распределяется между гораздо большим количеством фрагментов (см. табл. 3). Поэтому для более информативного представления распределения суммарной массы в наиболее массивных фрагментах следует по оси x показать номер фрагмента по отношению к полному числу фрагментов N_{fr} , т.е. долю от полного числа фрагментов, в которой содержится соответствующая доля массы тугоплавкого вещества кластера. Такая зависимость доли суммарной массы фрагментов от доли полного количества фрагментов, содержащей эту массовую долю, показана на рис. 15. Математически эту зависимость можно выразить в виде: $m(v)/M_d = \sum_0^v m_i/M_d$, где $v = n/N_{fr}$.

Как видно из рис. 15, концентрация массы тугоплавкого вещества в массивных фрагментах оказывается выше при более высокой фрактальной размерности кластера. Так, в 10% наиболее массивных фрагментов содержится около 75% суммарной массы фрагментов при $D_\beta = 2.6$ и около 85% при $D_\beta = 2.7$ –2.8. При этом в 40% от всего количества фрагментов содержится почти вся масса тугоплавкого вещества кластера. Разумеется, представленные на рис. 14 и 15 кривые отра-

Таблица 3. Рассчитанные параметры для модели кластера с варьируемой фрактальной размерностью D_f

Рассчитанные параметры	Исходные параметры:						
	$r_{d, \min} = 0.005, r_{w, \min} = 0.05, r_{d, \min} / r_{w, \min} = r_{d, \max} / r_{w, \max} = 0.1,$ $r_{d, \max} / r_{d, \min} = r_{w, \max} / r_{w, \min} = 2, \rho_d = 1.2 \text{ г/см}^3, \rho_w = 0.1 \text{ г/см}^3, \delta_s = x_{d, s} / x_{w, s} = 9$						
	Фрактальная размерность D_f						
	2.5	2.55	2.6	2.65	2.7	2.75	2.8
x_d	0.8997	0.899	0.898	0.898	0.897	0.899	0.898
x_w	0.1003	0.101	0.102	0.102	0.100	0.101	0.102
$\delta = x_d / x_w$	8.97	8.90	8.81	8.80	9.00	8.91	8.80
$\rho_{cl}, \text{ г/см}^3$	0.0355	0.0422	0.0579	0.0675	0.087258	0.111	0.139
ψ	0.938	0.926	0.898	0.881	0.847	0.805	0.753
N_{cl}	94569	112017	154135	179586	232381	295990	370936
N_d	94434	111875	153927	179349	232073	295605	370424
N_w	135	142	208	237	308	385	512
N_{fr}	559	244	463	496	839	1547	2397
$\Sigma_3 m$	0.32	0.17	0.27	0.23	0.30	0.35	0.27
$\Sigma_{12} m$	0.59	0.48	0.50	0.49	0.54	0.51	0.52
l_{\max}	0.994	0.990	0.987	0.983	0.996	0.997	0.993

жают реальную зависимость только в первом приближении, поскольку имеют место погрешности, связанные с согласованием моделей по параметру δ , и алгоритмическими погрешностями реализаций.

Во всех построенных моделях, как видно из табл. 1–3, рассчитанное значение пористости (ψ) варьирует от 0.7 до 0.82 (в большинстве случаев — ближе к 0.8), что значительно больше макропористости комет $\psi \approx 0.32–0.42$ (Fulle, Blum, 2017), но совершенно естественно для небольших кластеров, не входящих в состав крупных тел. Кроме того, для каждой из частиц (агрегатов), как ледяных, так и тугоплавких, выбранные значения их плотностей соответствуют микропористости ψ_1 , которая варьирует от 0.6 до 0.9 (в среднем тоже порядка 0.7–0.8). Отсюда следует, что полная по-

стости комет $\psi \approx 0.32–0.42$ (Fulle, Blum, 2017), но совершенно естественно для небольших кластеров, не входящих в состав крупных тел. Кроме того, для каждой из частиц (агрегатов), как ледяных, так и тугоплавких, выбранные значения их плотностей соответствуют микропористости ψ_1 , которая варьирует от 0.6 до 0.9 (в среднем тоже порядка 0.7–0.8). Отсюда следует, что полная по-

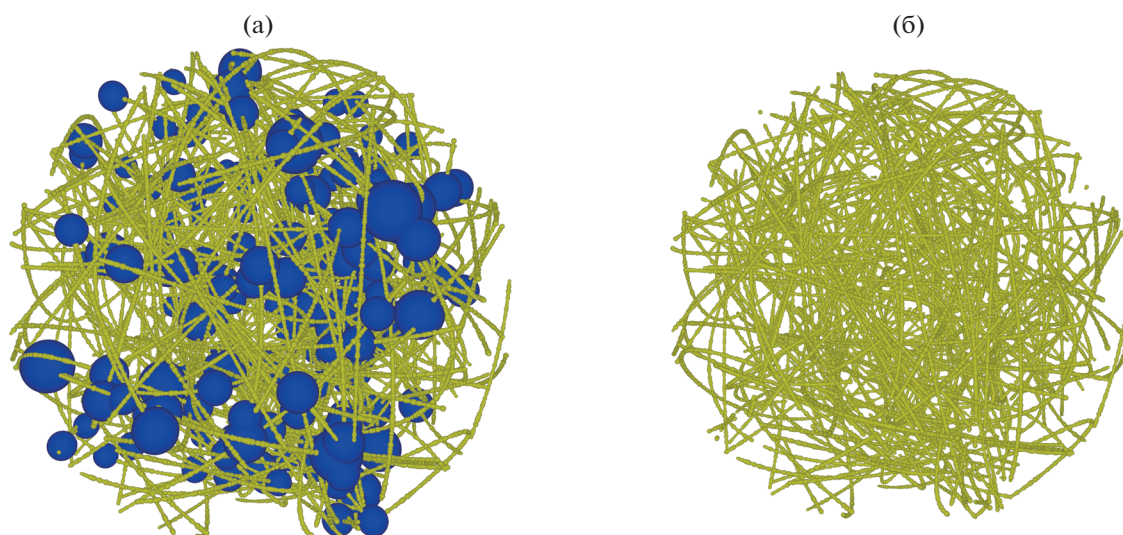


Рис. 12. Фрактальный кластер — аналог модели 3 (показанной на рис. 5), но при меньшей фрактальной размерности: $D_f = 2.6$. Вид кластера (а) до сублимации льда, (б) после сублимации льда.

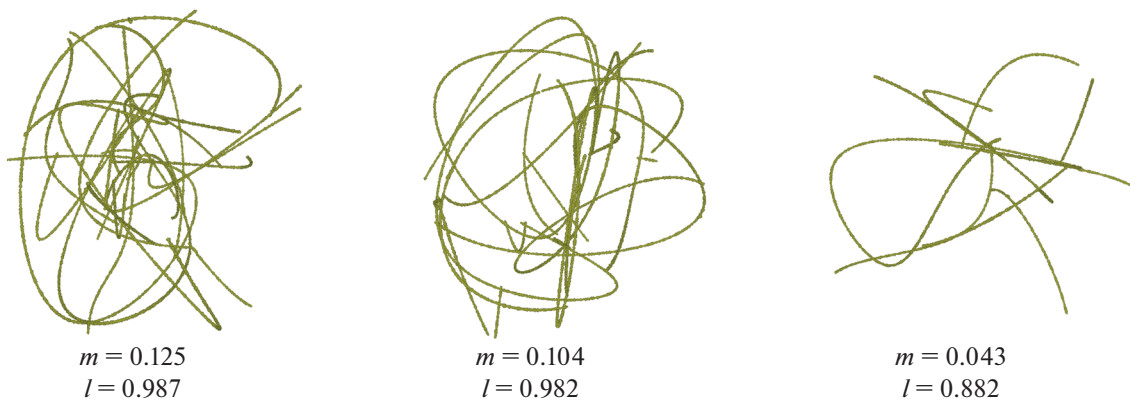


Рис. 13. Три наиболее массивных фрагмента в аналоге модели 3 при фрактальной размерности 2.6. Нумерация фрагментов – в порядке убывания массы. Смысл параметров m и l – как на рис. 2.

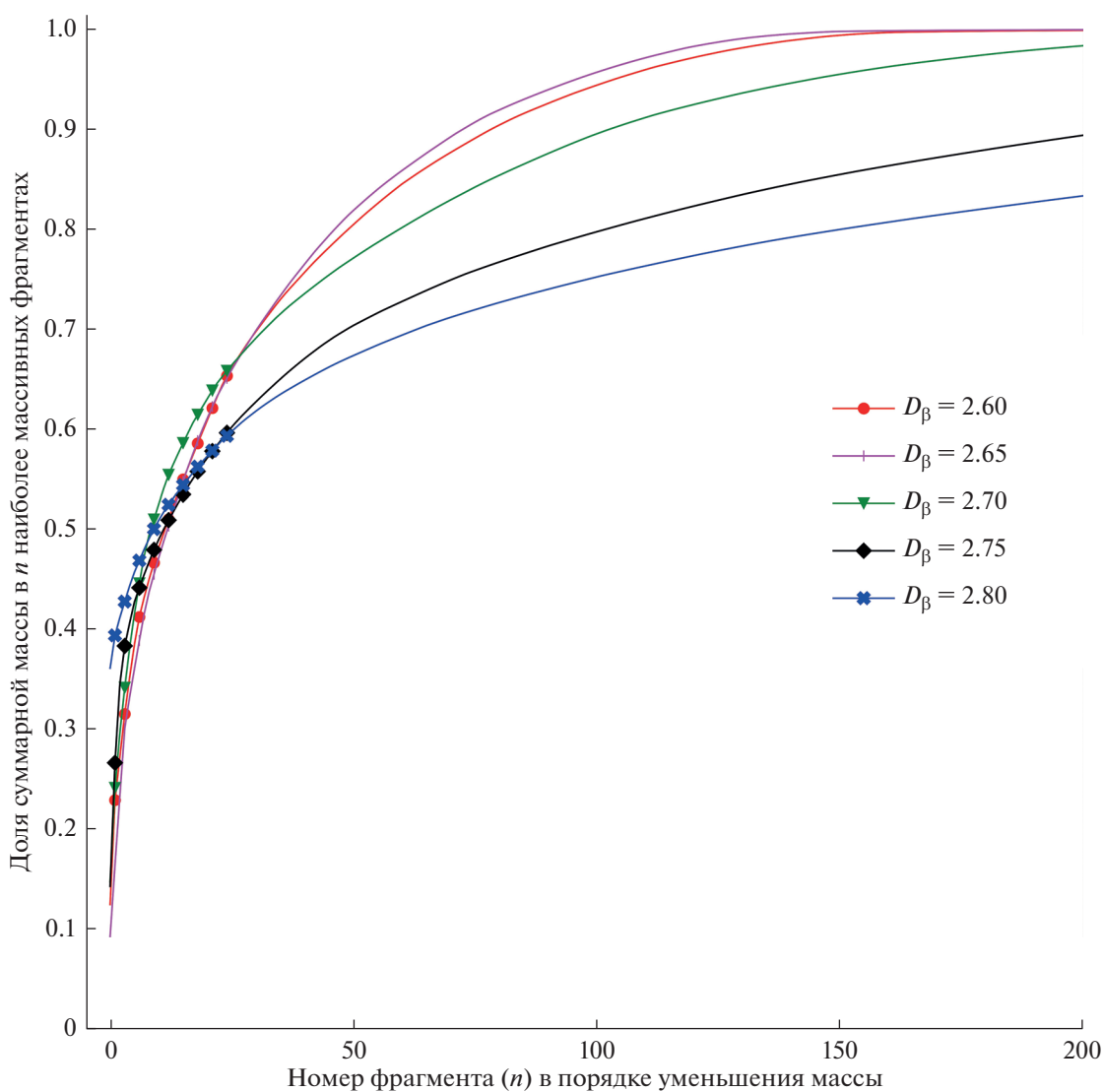


Рис. 14. Доля суммарной массы тугоплавкого вещества кластера, содержащаяся в n наиболее массивных фрагментах, пронумерованных в порядке убывания массы для кластеров с разной фрактальной размерностью D_β , указанной на рисунке (пояснения в тексте).

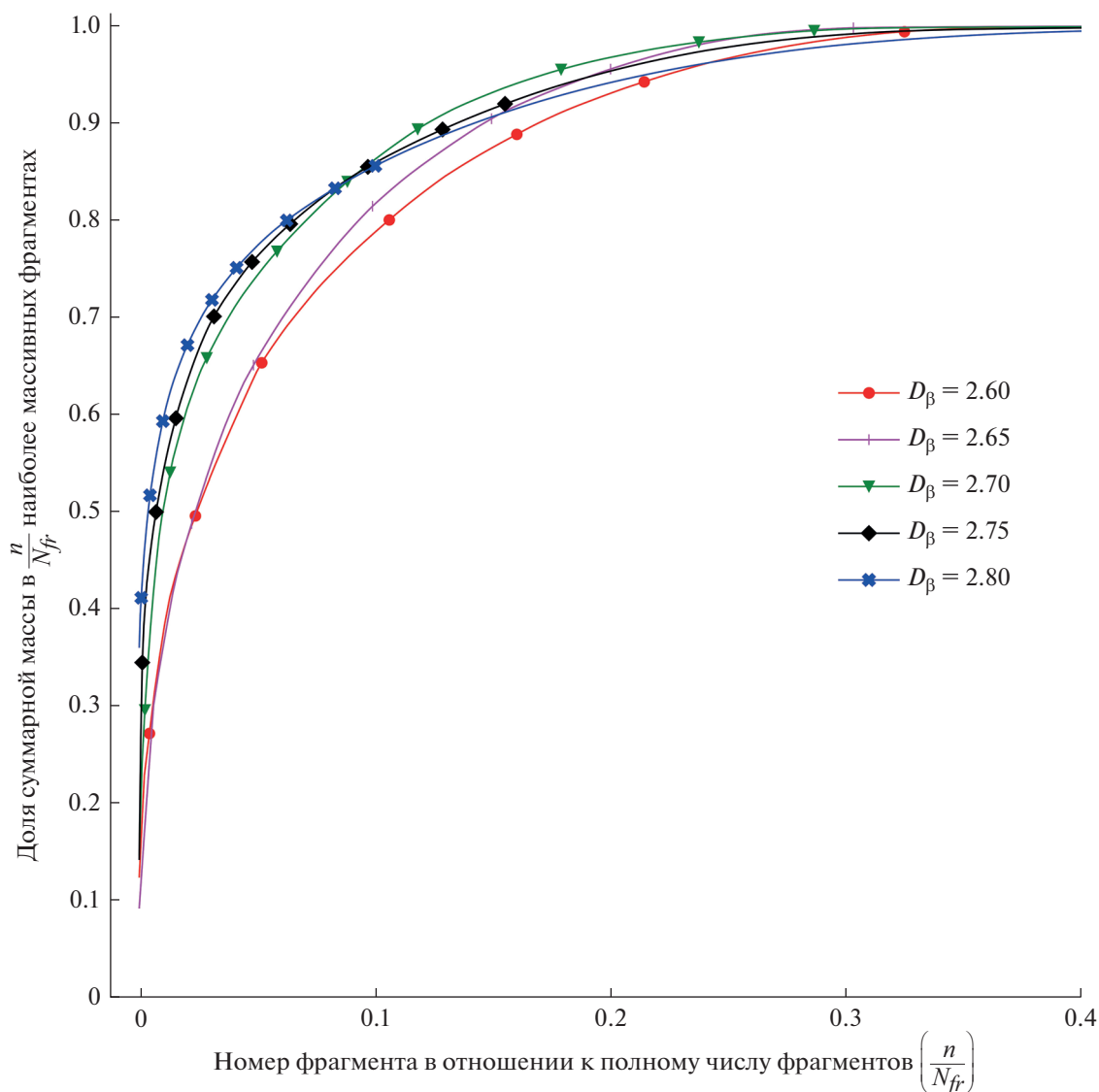


Рис. 15. Доля суммарной массы тугоплавкого вещества кластера, содержащаяся в доле (n/N_{fr}) наиболее массивных фрагментов, пронумерованных в порядке убывания массы для кластеров с разной фрактальной размерностью D_β (по-яснения в тексте).

ристость кластера, $[1 - (1 - \psi)(1 - \psi_1)]$, в наших моделях варьирует между $(1 - 0.3 \times 0.4)$ и $(1 - 0.2 \times 0.1)$, то есть лежит в интервале 0.88–0.98. Таким образом, она выше, чем пористость комет, для которых она составляет 0.75–0.85 (с максимальными значениями до 0.88 у поверхности) (Davidson и др., 2016). Меньшая пористость ядер комет представляется естественной, если кометы образовались как тела размером в единицы и десятки километров в результате гравитационного коллапса массивных пыле-ледяных сгущений, тогда как пыле-ледяные кластеры, рассмотренные в данной работе, не проходили стадию коллапса и не входили до этого в состав тел с массами кометных ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены результаты численного моделирования структуры рыхлых пылевых кластеров миллиметрового – дециметрового размера, как модельных образований в газе протопланетного диска, которые, мигрируя к центру, пересекают линию водяного льда и в дальнейшем вносят вклад в образование планетезималей в зоне формирования планет земной группы. Предполагалась фрактальная и гетерогенная структура кластера, состоящего из смеси пылевых агрегатов, называемых тугоплавкими с точки зрения их сохранения на линии льда (“снеговой линии”), и ледяных агрегатов, которые сублимируют (полностью испаряются) при ее пересечении. Возможная примесь льда в тугоплавких агрегатах

предполагалась незначительной и не учитывалась в расчетах, как и вероятная небольшая примесь мелких тугоплавких частиц внутри ледяных агрегатов. В рассмотренной модели тугоплавкие и ледяные агрегаты, как и весь кластер, имеют относительно низкие плотности из-за высокой пористости. Их размеры, состав, плотности и массовые доли в кластере принимались с учетом ограничений по кометным данным, прежде всего полученным в миссии Rosetta к комете 67/P Чурюмова–Герасименко. С учетом этих данных размеры пылевых агрегатов, входящих в состав кластеров, оцениваются в пределах от ~ 0.01 –1 см. В построенных моделях результаты зависят только от отношения радиусов агрегатов к радиусу кластера, а не от их абсолютных размеров. Однако, размеры существенны для подтверждения справедливости предположения о полном испарении ледяных агрегатов на линии льда.

В данной работе большинство моделей построены при фрактальной размерности кластеров, равной $D_B = 2.75$, которой, как получено из модельных расчетов, соответствует макропористость от 70 до 80%. С учетом того, что кластер в рассмотренных моделях состоит из агрегатов с диаметрами не менее нескольких тысячных от диаметра кластера, при такой фрактальной размерности и макропористости он имеет высокую проницаемость, что при указанных выше малых размерах агрегатов и, соответственно, сильно развитой поверхности в объеме кластера, обеспечивает быструю сублимацию льда (за время ~ 1 года) и обеспечивает распад кластера на фрагменты на линии льда.

При построении фрактальных кластеров использовалась развитая авторами методика, которая позволяет значительно ускорить построение модели фрактальных кластеров (по сравнению, например, с методикой баллистического кластер-кластерного агрегирования (БККА/ВССА), требующей использование суперкомпьютера, и, что не менее важно, построить модели гетерогенных кластеров, состоящих из агрегатов двух типов, различающихся размерами, плотностями и массовой долей внутри кластера. Работы по моделированию агрегации такого рода гетерогенных кластеров в известной нам литературе отсутствуют.

При моделировании предполагалась сферическая форма агрегатов, составляющих кластер, как и сферическая форма охватывающего кластер объема. Варьировались следующие параметры: соотношение объемов образующих кластер тугоплавких и ледяных агрегатов, как между собой, так и с объемом кластера, массовые доли тугоплавких и ледяных агрегатов, а также плотности тугоплавких и ледяных агрегатов с учетом возможных вариаций пористости. При определении плотностей тугоплавких агрегатов учитывались возможные вариации как их пористости, так и химического состава с учетом кометных данных,

при этом предполагалось, что эти агрегаты состоят из силикатов, сульфидов (с возможной примесью Fe–Ni металла) и органических соединений. Учитывалось также распределение по размерам (радиусам) как тугоплавких, так и ледяных агрегатов. Оно было принято в форме обратной степенной зависимости с показателем $p = 3.5$ для обоих типов агрегатов, при этом варьировалось отношение максимального и минимального радиусов.

Основной целью моделирования было выяснение, при каких условиях в результате испарения льда образуются мелкие фрагменты, содержащие малую долю числа частиц и массы тугоплавкой компоненты кластера, а при каких условиях – крупные и относительно плотные фрагменты, содержащие значительную долю массы тугоплавкого вещества кластера. Это важно, в частности, для понимания того, в какой области протопланетного диска с внутренней стороны от линии льда возникают условия для накопления пылевого вещества, необходимого для образования планетезималей: вблизи линии льда или же дальше от нее и ближе к центру диска, где в солнечной системе расположены внутренние планеты.

Были получены следующие основные результаты численных экспериментов:

1. Если размеры (радиусы) составляющих кластер тугоплавких агрегатов в среднем больше размеров ледяных агрегатов или одного порядка с ними, то кластер на линии льда распадается на мелкие фрагменты с массами, не превышающими $< \sim 1\%$ полной массы тугоплавкой компоненты кластера и малыми размерами и/или малым количеством ветвей (низкой фрактальной размерностью) даже при максимально возможной массовой доле тугоплавкого вещества, согласующейся с кометными данными (90%).

2. Если минимальные и максимальные радиусы тугоплавких агрегатов существенно меньше соответствующих радиусов ледяных агрегатов (в 5 и более раз), то при достаточной массовой доле тугоплавкой компоненты в результате испарения льда образуются большие и относительно плотные фрагменты, крупнейшие из которых имеют массы 15–45% от полной массы тугоплавкого вещества в кластере, а их максимальные размеры достигают величины диаметра кластера. При этом в наиболее массивных фрагментах, составляющих не более 2% от их полного числа, сосредотачивается более половины всей массы тугоплавкой компоненты вещества кластера. Крупнейшие фрагменты оказываются достаточно плотными, а их размеры достигают исходного размера кластера. Такие крупные фрагменты из-за трения о газ и потери их углового момента могут дрейфовать от линии льда во внутреннюю зону формирования планет.

3. При заданных распределениях по радиусам тугоплавких и ледяных агрегатов в кластере, распределение по массам и размерам образующихся на линии льда фрагментов зависит от отношения плотностей тугоплавких и ледяных агрегатов и отношения их массовых долей в кластере (δ). Чем меньше плотность и больше массовая доля тугоплавкого вещества в кластере, т.е. чем больше удельный объем тугоплавкой компоненты, тем более массивными и плотными оказываются крупнейшие фрагменты, соразмерные с кластером и тем большая доля массы тугоплавкой компоненты в них сосредотачивается. Если плотность тугоплавких агрегатов всего лишь в три раза больше, чем ледяных, то даже при относительно небольшом отношении массовых долей тугоплавкой компоненты и льда ($\delta \geq 2$), близком к протосолнечному отношению ($\delta = 1.5-2$), при потере льда кластером получают большие массивные фрагменты, в которых сосредоточена большая часть массы тугоплавкого вещества. При увеличении параметра δ массовая доля, сосредоточенная в нескольких крупных и массивных фрагментах, также увеличивается. В то же время, если плотность тугоплавких агрегатов на порядок больше, чем ледяных, то для образования массивных фрагментов, содержащих в себе основную массу тугоплавкого вещества кластера, необходимо наибольшее отношение масс тугоплавкой компоненты и льда из диапазона значений, согласующихся с кометными данными ($\delta = 9$).

Полученные результаты, как выяснилось, не зависят от фрактальной размерности кластера в рассмотренных пределах от 2.5 до 2.8.

Поскольку в представленных моделях не учитывается возможность сцепления отдельных фрагментов внутри объема кластера после испарения льда, то полученные результаты дают лишь нижний предел масс образовавшихся фрагментов. Благодаря взаимному сцеплению фрагментов их массы могут значительно увеличиваться, поэтому образование крупных массивных тугоплавких кластеров при объединении фрагментов становится более вероятным. Однако, это возможно только, если ледяная компонента за линией льда содержится преимущественно в более крупных агрегатах, чем тугоплавкая.

Можно ожидать, что используемый метод моделирования двухкомпонентных кластеров, несмотря на упрощенный подход к их образованию и приращению их ветвей методом сплайнов, дает реалистичные качественные результаты относительно особенностей образования фрагментов на внутренней стороне линии льда.

Развитая модель дает подход к пониманию процесса фрагментации пыле-ледяных кластеров на линии льда в протопланетных дисках вокруг молодых звезд. Она указывает на важность изучения соотношения размеров, плотностей и массовых долей агрегатов, в которых преимущественно

содержится тугоплавкая и ледяная компоненты твердого вещества, а также степени их концентрации в агрегатах разных типов. Последнее особенно существенно при моделировании взаимных столкновений рыхлых, “пушистых” (fluffy) фрактальных пылевых агрегатов, рассмотренных ранее в работе (Маров, Русол, 2018). Полученные результаты вносят существенный вклад в изучение процессов ранней эволюции протопланетных дисков.

Авторы признательны рецензентам за полезные замечания.

Данная работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ 075-15-2020-780 (N13. 1902.21.0039). Часть расчетов, относящаяся к структурной эволюции вещества в ранней Солнечной системе, проведена в соответствии с планами фундаментальных исследований, определенных госзаданиями Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН и Институту физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дорофеева В.А.* Химический и изотопный состав кометы 67P/Чурюмова–Герасименко (Обзор результатов космической миссии Rosetta–Philae). Следствия для космогонии и космохимии // *Астрон. вестн.* 2020. Т. 54. № 2. С. 110–134. (*Dorofeeva V.A.* Chemical and isotope composition of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko: The Rosetta–Philae mission results reviewed in the context of cosmogony and cosmochemistry // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 2. P. 96–120.)
- Колесниченко А.В., Маров М.Я.* Механизм потоковой неустойчивости в газопылевой среде протопланетного диска и формирование пылевых фрактальных кластеров // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. № 3. С. 195–213. (*Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Streaming instability in the gas–dust medium of the protoplanetary disc and the formation of fractal dust clusters // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 53. № 3. P. 181–198.)
- Макалкин А.Б., Артюшкова М.Е.* К образованию планетезималей: радиальное сжатие пылевого слоя, взаимодействующего с газом протопланетного диска // *Астрон. вестн.* 2017. Т. 51. № 6. С. 524–561. (*Makalkin A.B., Artyushkova M.E.* On the formation of planetesimals: radial contraction of the dust layer interacting with the protoplanetary disk gas // *Sol. Syst. Res.* 2017. V. 51. № 6. P. 491–526.)
- Макалкин А.Б., Зиглина И.Н.* Гравитационная неустойчивость в пылевом слое протопланетного диска с учетом взаимодействия слоя и окружающего газа в диске // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 6. С. 534–551. (*Makalkin A.B., Ziglina I.N.* Gravitational instability in the dust layer of a protoplanetary disk with interaction between the layer and the surrounding gas // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 6. P. 518–533.)
- Маров М.Я., Русол А.В.* Модель ударного взаимодействия тел в газопылевом протопланетном диске // *ДАН.* 2011. Т. 441. № 4. С. 464–467.
- Маров М., Русол А.В.* Оценка параметров столкновений пылевых фрактальных кластеров в газопылевом протопланетном диске // *Письма в Астрон. журн.* 2018. Т. 44. № 7. С. 1–8. (*Marov M.Ya., Rusol A.V.* Es-

- timating the parameters of collisions between fractal dust clusters in a gas–dust protoplanetary disk // *Astron. Lett.* 2018. V. 44. P. 474–481.)
- Rusol A.V.* Имитационное моделирование структуры пылевых фрактальных кластеров в протопланетных газопылевых дисках // *Астрон. вестн.* 2021. Т. 55. № 3. С. 232–243. (*Rusol A.V.* Simulation of the structure of dust fractal clusters in protoplanetary gas-dust disks // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. № 3. P. 232–243.)
- Bai X.-N., Stone J.M.* Dynamics of solids in the midplane of protoplanetary disks: Implications for planetesimal formation // *Astrophys. J.* 2010. V. 722. P. 1437–1459.
- Blum J.* Dust evolution in protoplanetary discs and the formation of planetesimals. What have we learned from laboratory experiments? // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. Iss. 2. Article id. 52. 19 p.
- Blum J., Gundlach B., Krause M., Fulle M. et al.* Evidence for the formation of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko through gravitational collapse of a bound clump of pebbles // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. P. S755–S773.
- Carrasco-González C., Sierra A., Flock M., Zhu Z., Henning T., Chandler C., Galván-Madrid R., Macías E., Anglada G., Linz H. и еще 6 соавторов.* The radial distribution of dust particles in the HL Tau disk from ALMA and VLA observations // *Astrophys. J.* 2019. V. 883. Article id. 71. 21 p.
- Carrera D., Gorti U., Johansen A., Davies M.B.* Planetesimal formation by the streaming instability in a photoevaporating disk // *Astrophys. J.* 2017. V. 839. Article id. 16. 17 p.
- Coradini A., Federico C., Magni C.* Formation of planetesimals in an evolving protoplanetary disk // *Astron. and Astrophys.* 1981. V. 98. P. 173–185.
- Davidsson B.J.R., Sierks H., Güttler C., Marzari F., Pajola M., Rickman H., A’Hearn M.F., Auger A.-T., El-Maarry M.R., Fornasier S. и еще 38 соавторов.* The primordial nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 592. Article id. A63. 30 p.
- Drążkowska J., Alibert Y., Moore B.* Close-in planetesimal formation by pile-up of drifting pebbles // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 594. Article id. A105. 12 p.
- Drążkowska J., Alibert Y.* Planetesimal formation starts at the snow line // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 608. Article id. A92. 11 p.
- Fulle M., Blum J.* Fractal dust constrains the collisional history of comets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. P. S39–S44.
- Fulle M., Blum J., Green S.F., Gundlach B., Herique A., Moreno F., Mottola S., Rotundi A., Snodgrass C.* The refractory-to-ice mass ratio in comets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 482. P. 3326–3340.
- Fulle M., Della Corte V., Rotundi A., Rietmeijer F.J.M., Green S.F., Weissman P., Accolla M., Colangeli L., Ferrari M., Ivanovski S., Lopez-Moreno J.J., Epifani E.M., Morales R., Ortiz J.L., Palomba E., Palumbo P., Rodriguez J., Sordini R., Zakharov V.* Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko preserved the pebbles that formed planetesimals // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. P. S132–S137.
- Goodman J., Pindor B.* Secular instability and planetesimal formation in the dust layer // *Icarus.* 2000. V. 148. P. 537–549.
- Gundlach B., Blum J.* The stickiness of micrometer-sized water-ice particles // *Astrophys. J.* 2015. V. 798. Article id. 34. 12 p.
- Ida S., Guillot T.* Formation of dust-rich planetesimals from sublimated pebbles inside of the snow line // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 596. Article id. L3. 5 p.
- Kataoka A., Tanaka H., Okuzumi S., Wada K.* Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression // *Astron. and Astrophys.* 2013. V. 557. Article id. L4. 4 p.
- Kohe S., Güttler C., Blum J.* The physics of protoplanetesimal dust agglomerates. V. Multiple impacts of dusty agglomerates at velocities above the fragmentation threshold // *Astrophys. J.* 2010. V. 725. P. 1242–1251.
- Lorek S., Gundlach B., Lacerda P., Blum J.* Comet formation in collapsing pebble clouds. What cometary bulk density implies for the cloud mass and dust-to-ice ratio // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 587. Article id. A128. 14 p.
- Lorek S., Lacerda P., Blum J.* Local growth of dust- and ice-mixed aggregates as cometary building blocks in the solar nebula // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 611. Article id. A18. 18 p.
- Marov M.Ya., Rusol A.V.* Gas-dust protoplanetary disc: Modeling primordial dusty clusters evolution // *J. Pure Appl. Phys.* 2015. V. 3. P. 16–23.
- Opeil C.P., Consolmagno G.J., Safaric D.J., Britt D.T.* Stony meteorite thermal properties and their relationship with meteorite chemical and physical states // *Met. Planet. Sci.* 2012. V. 47. P. 319–329.
- Pollack J.B., Hollenbach D., Beckwith S.B., Simonelly D.P.* Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks // *Astrophys. J.* 1994. V. 421. P. 615–639.
- Saito E., Sirono S.* Planetesimal formation by sublimation // *Astrophys. J.* 2011. V. 728. Article id. 20. 8 p.
- Scheeres D.J., Britt D., Carry B., Holsapple K.A.* Asteroid interiors and morphology // *Asteroids IV / Eds Michel P., DeMeo F.E., Bottke W.F.* Tucson: Univ. Arizona Press, 2015. P. 745–766.
- Schoonenberg D., Ormel C.W.* Planetesimal formation near the snowline // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 602. Article id. A21. 19 p.
- Wurm G., Relke H., Dorschner J.* Experimental study of light scattering by large dust aggregates consisting of micron-sized SiO₂ monospheres // *Astrophys. J.* 2003. V. 595. P. 891–899.
- Youdin A.N.* On the formation of planetesimals via secular gravitational instabilities with turbulent stirring // *Astrophys. J.* 2011. V. 731. Article id. 99. 18 p.
- Youdin A.N., Goodman J.* Streaming instabilities in protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 2005. V. 620. P. 459–469.
- Zsom A., Ormel C.W., Güttler C., Blum J., Dullemond C.P.* The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier // *Astron. and Astrophys.* 2010. V. 513. Article id. 57.

УДК 521.1

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ОСОБЫХ ТРАЕКТОРИЙ АСТЕРОИДА АПОФИС И ВОЗМОЖНОСТИ УВОДА ЕГО ОТ СОУДАРЕНИЙ С ЗЕМЛЕЙ

© 2021 г. Л. Л. Соколов^{а, *}, Г. А. Кутеева^а, Н. А. Петров^а,
Б. Б. Эскин^а, И. А. Баляев^а, А. А. Васильев^а

^аСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: lsok@astro.spbu.ru

Поступила в редакцию 16.07.2019 г.

После доработки 16.03.2020 г.

Принята к публикации 13.07.2020 г.

Рассматриваются сближения с Землей на траекториях, ведущих к возможным соударениям с Землей астероида Апофис. Тесные сближения, особенно в 2051 г., дают возможность использования эффекта гравитационного маневра для увода астероида от соударений при небольшой затрате энергии. Получены оценки изменения скорости Апофиса после 2029 г., которые требуются для увода от основных возможных его соударений с Землей.

Ключевые слова: астероид, резонансные возвраты, орбита соударения

DOI: 10.31857/S0320930X21010096

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проблемы обеспечения астероидно-кометной безопасности не вызывает сегодня сомнения. Этой теме посвящено огромное число работ, невозможно дать их исчерпывающий обзор. Укажем работы (Артемьева и др., 2013; Шустов и др., 2013; Акимов и др., 2015), в которых эта комплексная проблема рассматривается с общих позиций. Информацию об опасных астероидах и их характеристиках, текущем уровне опасности удобно получать, например, с регулярно обновляемого сайта sneos.jpl.nasa.gov/sentry/ (сайт NASA), а также newton.spacedys.com/neodyd/ (сайт Пизанского университета, Италия, NEOdYS).

Одной из труднейших компонент проблемы обеспечения астероидно-кометной безопасности является воздействие на астероид с целью изменения его орбиты для предотвращения столкновения с Землей. Соударение с астероидом размером менее полусотни метров может вызвать локальную катастрофу и в случае, если о соударении будет известно заблаговременно, мероприятия МЧС (в России) могут минимизировать ущерб. Если размеры астероида велики, для увода необходимо приложить большую энергию. Это принципиальная трудность, с учетом современного развития космической техники и ее обозримых перспектив, если не использовать энергию атомную (термоядерную). Последнее имеет свои очевидные проблемы, их мы обсуждать здесь не будем. Возможности атомной энергии применительно к

предотвращению соударений астероидов с Землей рассмотрены, например, в работе (Дегтярь, Волков, 2013).

Очевидно, чем больше интервал времени между воздействием на астероид и соударением, тем меньше необходимое для увода воздействие; причина — ляпуновская неустойчивость кеплерова движения. Мы будем далее рассматривать кинетический метод — удар по астероиду тяжелым телом для изменения скорости и орбиты астероида. Этот метод идейно самый простой и удобный для оценок. Очевидна также идея использования эффекта гравитационного маневра. Именно, если после воздействия на астероид до соударения с Землей имеет место тесное сближение с ней, то эффект воздействия кратно возрастает. Примером является опасный астероид Апофис, сближающийся в 2029 г. с Землей на расстояние 38 тыс. км. В работах (Ивашкин, Стихно, 2008; 2009а; 2009б и других) этот вопрос подробно исследован применительно к возможному тогда соударению Апофиса с Землей в 2036 г.; выигрыш от эффекта гравитационного маневра при воздействии на Апофис до 2029 г. составляет 4–5 десятичных порядков. Однако такое тесное сближение астероида с Землей ведет к появлению связанных с резонансными возвратами возможных соударений в большом количестве, а также к потере точности прогнозирования. Эти обстоятельства осложняют задачу. С их учетом возможности увода Апофиса от основных возможных в текущем столетии соударений были рассмотрены в работе (Соколов и др., 2018). Были

получены обнадеживающие результаты, свидетельствующие о принципиальной возможности увода Апофиса от множества известных возможных соударений при воздействии на него до сближения в 2029 г. Конечно, это будет иметь смысл только в том случае, если наблюдения этого астероида при сближении с Землей в 2020–2021 гг. покажут его реальную опасность, что очень маловероятно. В работе (Loucks и др., 2017) моделировалось движение множества виртуальных астероидов по траекториям, ведущим к соударению с Землей, и оценивалось изменение скорости за 30 лет до соударения, необходимое для его предотвращения. В среднем эта величина приращения скорости обратно пропорциональна времени до соударения (что соответствует вышеупомянутой ляпуновской неустойчивости). Были выделены траектории со сближениями (в сфере Хилла) до соударений. Их оказалось 518 из 10000. Для них потребное приращение скорости, естественно, оказалось существенно меньше, примерно в 10–100 раз.

Рассматриваются и другие способы предотвращения соударений астероида с Землей. Так, в работе (Wie и др., 2017) рассматриваются возможности и средства разрушения не очень большого астероида, когда времени на его увод от соударения уже недостаточно. В работе (Aleksandrova и др., 2016) рассматривается возможность разрушения астероида (термо)ядерным взрывом после его сближения с Землей до предполагаемого соударения с ней. Показано, что при разумных предположениях радиоактивное заражение Земле практически не грозит. В работах (Эйсмонт и др., 2013; Ледков и др., 2015) рассматривается любопытная идея удара астероида по другому астероиду для увода последнего от соударения с Землей, при этом астероид-ударник наводится на цель с использованием гравитационного маневра у Земли. Понятно, что в этом случае трудностей с энергией воздействия не возникает.

Основная цель настоящей работы — оценка принципиальной реализуемости увода астероида от соударения с Землей с использованием кинетического метода в сочетании с эффектом гравитационного маневра. Рассмотрение мы будем проводить на примере хорошо известного специалиста и подробно изученного астероида Апофис. В частности, ранее были тщательно исследованы его возможные соударения с Землей. Особые траектории, о которых говорится в названии настоящей статьи — это траектории, ведущие к возможным соударениям Апофиса с Землей. Еще конкретнее — это траектории Апофиса, ведущие к 13 его основным соударениям, рассмотренные ниже. Ограничимся случаем воздействия на астероид в первой половине текущего столетия, однако, после его тесного сближения с Землей 13 апреля 2029 г. Настоящую работу естественно считать продолжением работы (Соколов и др., 2018).

О СОУДАРЕНИЯХ АСТЕРОИДА АПОФИС С ЗЕМЛЕЙ

Астероид (99942) Апофис был открыт летом 2004 г. в обсерватории Кит ПиК (США). К концу года выяснилось, что возможно его соударение с Землей 13 апреля 2029 г. По мере роста числа наблюдений вероятность этого соударения росла, достигнув в декабре 2004 г. беспрецедентно высокого значения в 3%. Размеры астероида оценивались тогда примерно 400 м. После проведения радиолокации в начале 2005 г. и существенного уточнения орбиты Апофиса было установлено, что в 2029 г. соударение невозможно, будет иметь место тесное сближение. Минимальное расстояние в 2029 г. с тех пор уточнялось, сейчас оно равно 38 тыс. км.

Тесное сближения Апофиса с Землей в 2029 г. инициирует появление резонансных возвратов после этого сближения возможных сближений и соударений в будущем. В работе (Chesley, 2005) представлен набор возможных соударений, соответствующий точности орбиты Апофиса того времени, среди прочих — возможное соударение с Землей в 2036 г. Затем в связи с уточнением орбиты это соударение осталось основным из известных, а Апофис после 2006 до 2012 г. практически перестал наблюдаться из-за неблагоприятных условий. В это время исследовались траектории возможных соударений Апофиса с Землей, связанные с резонансными возвратами в 2036 г. (Соколов и др., 2008; 2012; Yeomans и др., 2009).

В работе (Chesley, 2011) было установлено, что важную роль играют возможные сближения Апофиса с Землей в 2051 г. (среди которых нет соударений). Резонансные возвраты после этих сближений порождают богатое множество соударений. Это множество и исследовалось далее (Соколов и др., 2013; Farnocchia и др., 2013; Соколов, Кутеева, 2015; Петров и др., 2018) после того как в результате наблюдений Апофиса в 2013 г. и уточнения его орбиты было установлено, что соударение в 2036 г. невозможно. Тем не менее это соударение “виртуального” Апофиса продолжает использоваться для моделирования (Ивашкин и др., 2017).

В настоящее время Апофис продолжает оставаться одним из опасных астероидов с вероятностью самого опасного соударения в 2068 г. порядка 7×10^{-6} . В настоящей работе мы рассматриваем выборку 13 основных возможных соударений его с Землей, ту же, что в табл. 2 из (Соколов и др., 2018); из них 7 присутствуют на сайте NASA (они обозначены в табл. 15 звездочкой). Методы, используемые нами для нахождения возможных соударений, и сравнение наших результатов с результатами других авторов обсуждаются в (Петров и др., 2018; Соколов и др., 2018) и других цитированных выше работах. Для прогнозирования движения мы используем интегратор Эверхарта (Everhart, 1974).

Таблица 1. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), номинальная орбита

Дата сближения	21.04.2051	14.09.2066
Минимальное расстояние (млн км)	7.06	7.74

Таблица 2. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2075 г.

Дата сближения	15.04.2051	13.04.2058	16.09.2067	2075
Минимальное расстояние (млн км)	1.81	0.577	5.13	0.000177

Для описания траекторий соударений мы использовали следующие характеристики:

1. Дата и момент соударения.

2. Относительное положение щели, ведущей к соударению. Это разность большой полуоси, ведущей к данному соударению, и большой полуоси некоторой фиксированной траектории (номинальной орбиты, или фиксированного соударения) в некоторый момент времени. Альтернативный метод определения положения щели – использование минимального геоцентрического расстояния в момент некоторого предыдущего тесного сближения астероида с Землей.

3. Размер щели, ведущей к соударению. Это максимальная разность больших полуосей траекторий, ведущих к данному соударению, в некоторый момент времени. Альтернативный метод определения размера щели – использование диапазона (максимальной разности) минимальных геоцентрических расстояний траекторий, ведущих к данному соударению в момент некоторого фиксированного предыдущего тесного сближения астероида с Землей.

4. Минимальное геоцентрическое расстояние в момент рассматриваемого соударения (из всех траекторий, ведущих к этому соударению).

Интересно и исключительно важно то, что указанные характеристики оказываются устойчивыми относительно малых изменений модели движения, в то время как сами исследуемые траектории демонстрируют сильнейшую ляпуновскую неустойчивость, связанную с тесными сближениями. Эти характеристики практически сохраняются при переходе от модели Солнечной системы DE405 (Standish, 1998) к модели DE430

(Folkner и др., 2014), а также при небольшом (для Апофиса) изменении номинальной орбиты. Подробнее этот вопрос обсуждается в нашей работе (Соколов и др., 2012). Высокоточное прогнозирование траектории Апофиса осложняется неопределенностью, связанной с наличием возмущающего эффекта Ярковского (Chesley, 2011; Шор и др., 2012). Указанная устойчивость характеристик возможных соударений облегчает положение.

СБЛИЖЕНИЯ С ЗЕМЛЕЙ НА ТРАЕКТОРИЯХ, ВЕДУЩИХ К ВОЗМОЖНЫМ СОУДАРЕНИЯМ АПОФИСА

Исследование возможных сближений (а не только соударений) астероидов с Землей представляет несомненный интерес. При сближении можно найти потерянный объект, уточнить орбиту из наблюдений; можно использовать эффект гравитационного маневра для целесообразного изменения орбиты астероида.

Имеющиеся сегодня ресурсы (например, вышеуказанные сайты NASA, NEODyS) позволяют получить сближения на номинальных орбитах опасных астероидов. Однако сближения с Землей на других возможных траекториях могут заметно отличаться и требуют специального исследования. Прежде всего, нас интересуют сближения на траекториях, ведущих к соударениям.

Для астероида Апофис мы выбрали 13 основных на сегодня возможных соударений, рассмотренных также в нашей работе (Соколов и др., 2018). В табл. 2–14 приведены полученные нами сближения с Землей на соответствующих траек-

Таблица 3. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2064 г.

Дата сближения	15.04.2051	14.04.2058	2064
Минимальное расстояние (млн км)	1.77	0.577	0.00453

Таблица 4. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2056 г.

Дата сближения	14.04.2051	2056
Минимальное расстояние (млн км)	0.179	0.00415

Таблица 5. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2060 г.

Дата сближения	14.04.2051	2060
Минимальное расстояние (млн км)	0.129	0.00437

Таблица 6. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2055 г.

Дата сближения	14.04.2051	2055
Минимальное расстояние (млн км)	0.0934	0.00588

Таблица 7. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2074 г.

Дата сближения	14.04.2051	2074
Минимальное расстояние (млн км)	0.135	0.000300

Таблица 8. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2066 г.

Дата сближения	14.04.2051	2066
Минимальное расстояние (млн км)	0.183	0.00519

Таблица 9. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2065 г.

Дата сближения	14.04.2051	2065
Минимальное расстояние (млн км)	0.199	0.00296

Таблица 10. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2078 г.

Дата сближения	14.04.2051	2078
Минимальное расстояние (млн км)	0.209	0.000331

Таблица 11. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2091 г.

Дата сближения	14.04.2051	30.09.2052	10.04.2064	2091
Минимальное расстояние (млн км)	0.220	7.28	6.52	0.00568

Таблица 12. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2077 г.

Дата сближения	13.04.2051	11.09.2060	11.04.2068	2077
Минимальное расстояние (млн км)	0.746	8.68	2.45	0.00245

ториях, а в табл. 1 – сближения на номинальной на сегодня траектории. В первой строке каждой из этих таблиц – дата сближения, во второй – минимальное геоцентрическое расстояние (млн км). Мы ограничились сближениями на расстоянии менее 10 млн км.

Большое число менее тесных сближений, которые встречаются, не могут дать заметного эффекта гравитационного маневра. Обращает на себя внимание важная тенденция, отмеченная нами в работе (Соколов и др., 2019): сближения на траек-

ториях соударения заметно более тесные и позволяют надеяться на то, что эффект гравитационного маневра даст возможность осуществить увод от соударений приемлемыми средствами. Подчеркнем, что это только тенденция, а не однозначная закономерность. В работе (Соколов и др., 2019) наличие сближений на траекториях, ведущих к соударениям, рассматривалось для опасного астероида 2008 EX5, а также для “виртуальных” на сегодня траекторий соударения астероида Апофис, связанных со сближениями в 2036 г. Эти последние рассматривались в работе (Соколов и др.,

Таблица 13. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2068 г.

Дата сближения	13.04.2051	15.09.2060	2068
Минимальное расстояние (млн км)	0.763	5.29	0.000185

Таблица 14. Сближение Апофиса с Землей, минимальные расстояния (млн км), соударение в 2076 г.

Дата сближения	13.04.2051	12.04.2059	13.09.2068	2076
Минимальное расстояние (млн км)	1.23	2.12	6.78	0.000724

Таблица 15. Избранные соударения астероида Апофис с Землей, положения и размеры щелей; необходимый для увода от соударения импульс скорости в 2035 г.

N	Дата	Da (10^3 км)	R_{51} (10^6 км)	da , м	dR_{51} , км	$\Delta V \times 10^{-12}$ (а. е./сут.)
1	2075	43.1	1.805	30.	3.7	0.93
2	2064	42.4	1.767	15.	2.0	0.50
3	2056	15.8	0.179	60.	9.8	2.4
4*	2060	15.0	0.129	21.	3.1	0.75
5	2055	14.4	0.093	12.	2.2	0.50
6	2074	10.3	0.134	21.	2.7	0.66
7	2066	9.49	0.183	18.	2.6	0.64
8*	2065	9.23	0.198	45.	5.6	1.4
9*	2078	9.06	0.209	45.	5.8	1.4
10*	2091	8.88	0.219	9.0	1.2	0.30
11*	2077	0.28	0.745	42.	5.6	1.35
12*	2068	0.00	0.763	1500	210.	50
13*	2076	-7.51	1.225	150	21.	5.0

2012). Подчеркнем, что рассматриваемая ситуация для возможных траекторий конкретного астероида и для траекторий семейства “виртуальных” астероидов (как например в работе (Loucks и др., 2017)) с точки зрения сближений, предшествующих соударениям, существенно другая.

Любопытно сегодня вспомнить работу (Елькин, Соколов, 1995), в которой высказано аналогичное утверждение о наличии сближений, предшествующих соударениям, и сделана попытка его обоснования примитивными средствами. В этой работе сближения, предшествующие соударениям, рассматривались с точки зрения заблаговременного обнаружения опасных астероидов.

ИЗМЕНЕНИЯ СКОРОСТИ АСТЕРОИДА, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ СОУДАРЕНИЙ

В табл. 15 приведены характеристики рассматриваемых избранных 13 основных соударений. Эта таблица является расширенным вариантом табл. 2 из нашей работы (Соколов и др., 2018).

Величина Da (10^3 км) есть разность оскулирующей (01.05.2035) большой полуоси, ведущей к данному соударению, и оскулирующей большой полуоси, ведущей к “основному” соударению в 2068 г. в тыс. км. Эта величина характеризует положение данной щели. Величина da (м) есть максимальная разность оскулирующих на тот же момент больших полуосей, для траекторий, ведущих к данному соударению в м. Эта величина характеризует размер данной щели. Дополнительно приведены положения R_{51} (10^6 км) и размеры dR_{51} (км) ведущих к соударениям щелей, определенные нами по минимальному геоцентрическому расстоянию при сближении с Землей в 2051 г. (как в нашей работе (Соколов и др., 2012) по минимальному геоцентрическому расстоянию при сближении с Землей в 2036 г.). Именно, R_{51} (10^6 км) есть минимальное геоцентрическое расстояние в 2051 г. для траекторий, ведущих к данному соударению в млн. км; dR_{51} (км) – максимальная разность минимальных геоцентрических расстояний для траекторий, ведущих к данному соударению. В последнем столбце приведено полученное нами приращение модуля скорости $\Delta V \times 10^{-12}$ (а. е./сут.)

по ее направлению в момент 01.05.2035, необходимое для того, чтобы минимальное геоцентрическое расстояние в соответствующий момент превосходило 10^4 км, т.е. не было соударения. Обращает на себя внимание близость к прямой пропорциональности трех последних столбцов. Причина в том, что приведенные в них числа фактически характеризуют одну и ту же величину — размер ведущих к соударениям щелей, хотя в разных переменных и в разные моменты времени. Отсюда прямо пропорциональная зависимость. Размер щели, ведущей к соударению, можно приближенно характеризовать, во-первых, диапазоном значений оскулирующей большой полуоси в некоторый момент (в данном случае 01.05.2035). Второй способ оценки использует диапазон минимальных геоцентрических расстояний при сближении с Землей (в данном случае в 2051 г.) для траекторий, ведущих к данному соударению. Третий способ оценки использует величину приращения скорости в некоторый момент (в данном случае 01.05.2035), необходимой для увода от соударения. При этом предполагается, что астероид без приращения скорости достигает минимального возможного для данного соударения геоцентрического расстояния.

Таким образом, чтобы увести Апофис от самого опасного соударения в 2068 г., достаточно изменить его скорость в 2035 г. на 0.087 мм/с. Приведенные в нашей работе (Соколов и др., 2018) оценки показывают, что такого изменения скорости можно достичь, если использовать ударник массой всего в три раза больший, чем в эксперименте с астероидом Дидим, о котором мы говорили выше. Таким образом, получаем ударник массой одна тонна, что в принципе соответствует возможностям современной космической техники. Мы пользовались упрощающим предположением о том, что орбита Апофиса в момент воздействия на него известна точно. Сравнительно малые величины нужного изменения скорости получились в частности благодаря эффекту гравитационного маневра при сближениях, в основном в 2051 г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере основных возможных в настоящее время соударений с Землей астероида Апофис показано, что соответствующие траектории содержат более тесные сближения с Землей, чем, например, его номинальная траектория. Это важное свойство отмечалось нами ранее для других астероидов. Диапазоны минимальных геоцентрических расстояний в 2051 г. для траекторий, ведущих к каждому соударению, характеризуют размеры соответствующих щелей, также, как и диапазоны больших полуосей в некоторый момент, и также как необходимые для увода от соударения изменения скорости астероида в тот же

момент. Эти величины приблизительно пропорциональны друг другу, что позволяет оценить необходимое изменение скорости, если известны размеры щели по большой полуоси. Для рассмотренных 13 основных соударений необходимые изменения скорости в 2035 г. были вычислены и установлена указанная приближенная зависимость. Оценки изменения скорости были получены при упрощающем предположении о точном знании орбиты астероида. Таким образом, заблаговременно увести от соударения с Землей астероид средних размеров в принципе можно с учетом возможностей современной техники.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 18-12-00050). При выполнении настоящей работы использовался компьютерный кластер Вычислительного центра Ресурсного центра Научного парка Санкт-Петербургского государственного университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акимов В.А., Глазачев В.О., Емельяненко В.В., Краминцев А.П., Нароенков С.А., Попова О.П., Пучков В.А., Рыхлова Л.В., Савельев М.И., Светцов В.В., Трубецкая И.А., Шувалов В.В., Шугаров А.С., Шустов Б.М. Астероидно-кометная опасность: стратегия противодействия. М.: Всеросс. научно-исслед. ин-т по проблемам гражданской обороны и чрезвычайных ситуаций МЧС России, 2015. 272 с.
- Артемова Н.А., Баканас Е.С., Барабанов С.И., Витязев А.В., Волков В.А., Глазачев В.О., Дегтярь В.Г., Емельяненко В.В., Иванов Б.А., Кочетова О.М., Куликова Н.В., Медведев Ю.Д., Нароенков С.А., Немчинов И.В., Печерникова Г.В., Польш В.Г., Попова О.П., Рыхлова Л.В., Светцов В.В., Симонов А.В., Соколов Л.Л., Тиммербаев Р.М., Чернетенко Ю.А., Шор В.А., Шувалов В.В., Шустов Б.М. Астероидная опасность: вчера, сегодня, завтра. М.: Физматлит, 2013. 384 с.
- Ракетная концепция системы противоастероидной защиты Земли. М.: Машиностроение, 2013.
- Дегтярь В.Г., Волков В.А. Ракетная концепция системы противоастероидной защиты Земли. М.: Машиностроение, 2013.
- Елькин А.В., Соколов Л.Л. О последовательных прохождениях АСЗ вблизи Земли // Всеросс. Конф. с международным участием "Астероидная опасность — 95, 23–25 мая 1995 года. Тез. докл. Т. 2. С. 41. Санкт-Петербург: Институт теоретической астрономии РАН, Международный ин-т проблем астероидной опасности, 1995.
- Ивашкин В.В., Стихно К.А. О проблеме коррекции орбиты сближающегося с Землей астероида (99942) Apophis // Докл. РАН. Механика. 2008. Т. 419. № 5. С. 624–627.
- Ивашкин В.В., Стихно К.А. О применении гравитационного воздействия на астероид Apophis для коррекции его орбиты // Докл. РАН. Механика. 2009(а). Т. 424. № 5. С. 621–626.

- Ивашкин В.В., Стихно К.А.* О предотвращении возможного столкновения астероида Апофис с Землей // *Астрон. вестн.* 2009(6). Т. 43. № 6. С. 502–516. (Sol. Syst. Res. 2009. V. 43. № 6. P. 483–496).
- Ивашкин В.В., Стихно К.А., Гуо П. (Guo Peng)* О структуре множества вероятных траекторий соударения астероида Апофис с Землей в 2036 г. // *Докл. РАН. Механика.* 2017. Т. 475. № 4. С. 389–394.
- Ледков А.А., Эйсмонт Н.А., Боярский М.Н., Федяев К.С., Назиров Р.Р.* Управление движением околоземных астероидов // *Письма в Астрон. журн.* 2015. Т. 41. № 1–2. С. 72–89.
- Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Соколов Л.Л.* О траекториях соударения астероидов 2015 RN35 и Апофис с Землей // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 4. С. 330–342. (Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 4. P. 326–337).
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Питьев Н.П.* Особенности движения астероида 99942 Apophis // *Астрон. вестн.* 2008. Т. 42. № 1. С. 20–29. (Sol. Syst. Res. 2008. V. 42. № 1. P. 18–27).
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Борисова Т.П., Петров Н.А., Питьев Н.П., Шайдулин В.Ш.* Траектории соударения астероида Апофис с Землей в XXI веке // *Астрон. вестн.* 2012. Т. 46. № 4. С. 311–320. (Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 4. P. 291–300).
- Соколов Л.Л., Борисова Т.П., Васильев А.А., Петров Н.А.* Свойства траекторий соударения астероидов с Землей // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. № 5. С. 441–447. (Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 5. P. 408–413).
- Соколов Л.Л., Кутеева Г.А.* Возможные соударения астероида Апофис после уточнения его орбиты // *Вестн. Санкт-Петербургского университета.* 2015. Сер. 1. Т. 2(60). Вып. 1. С. 148–156.
- Соколов Л.Л., Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Шмыров А.С., Эскин Б.Б.* О возможности увода Апофиса от соударений с Землей с использованием кинетического метода // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 4. С. 343–350. (Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 4. P. 338–346).
- Соколов Л.Л., Петров Н.А., Эскин Б.Б., Кутеева Г.А.* Сближения с Землей опасных астероидов // *XLIII Академические чтения по космонавтике, 29 января–1 февраля 2019 г. Сб. тезисов.* Т. 1. С. 120–121. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2019.
- Шор В.А., Чернетенко Ю.А., Кочетова О.М., Железнов Н.Б.* О влиянии эффекта Ярковского на орбиту Апофиса // *Астрон. вестн.* 2012. Т. 46. № 2. С. 131–142. (Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 2. P. 119–129).
- Шустов Б.М., Рыхлова Л.В., Кулешов Ю.П., Дубов Ю.Н., Елкин К.С., Вениаминов С.С., Боровин Г.К., Молотов И.Е., Нароенков С.А., Барабанов С.И., Емельяненко В.В., Девяткин А.В., Медведев Ю.Д., Шор В.А., Холшевников К.В.* Концепция системы противодействия космическим угрозам: астрономические аспекты // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. № 4. С. 327–340. (Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 4. P. 302–314).
- 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. С. 352–360. (Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 4. P. 325–333).
- Aleksandrova A.G., Galushina T.Yu., Prishchepenko A.B., Kholshchevnikov K.V., Chechettkin V.M.* The preventive destruction of a hazardous asteroid // *Astron. Reports.* 2016. V. 60. № 6. P. 613–621.
- Chesley S.R.* Potential impact detection of near-Earth asteroids: The Case of 99942 (2004 MN4) // *Asteroids, Comets, Meteors: Proc. IAU Symposium 229th, 2005.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. P. 215–228.
- Chesley S.R.* Asteroid Impact Hazard Assessment With Yarkovsky Effect // 2011 IAA Planet. Defense Conf.: From Threat to Action 9–12 May 2011, Bucharest, Romania.
- Everhart E.* Implicit single-sequence methods for integrating orbits // *Celest. Mech.* 1974. V. 10. P. 35–55.
- Farnocchia D., Chesley R.S., Chodas P.W. et al.* Yarkovsky-driven impact risk analysis for asteroid (99942) Apophis // arXiv:1301.1607v2 [astro-ph.EP] 19 Feb 2013.
- Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H., Park R.S., Kuchynka P.* The Planetary and Lunar Ephemeris DE430 and DE431 // *JPL Interplanet. Network Progress Report.* 2014. V. 42–196. P. 1–81.
- Loucks M.E., Carrico J.P., Lu E.T., Clark R.* Chapman Asteroid Deflection Requirements as a Function of Warning Time Presented at “Asteroids, Comets, Meteors 2017”, Montevideo, Uruguay, April 10–14 2017.
- Standish E.M.* JPL Planetary and Lunar ephemerides, DE405/LE405 / Interoffice Memorandum, 1998. 312. F-98-048. 18 p.
- Wie B., Zimmerman B., Llyzhoft J., Vardaxis G.* Planetary defense mission concepts for disrupting/pulverizing hazardous asteroids with a short warning time // *Astrodynamics.* 2017. V. 1. № 1. P. 3–21. <https://doi.org/10.1007/s42064-017-0002-9>.
- Yeomans D.K., Bhaskaran S., Broschart S.B., Chesley S.R., Chodas P.W., Swweetsen T.H., Schweickart R.* Deflecting a Hazardous Near-Earth Object 1 IAA Planetary Defense Conference: Protecting Earth from Asteroids, 27–30 April 2009, Granada, Spain. 14 p.

УДК 523

ВЕКОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ДИНАМИКЕ ОБЪЕКТОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В ОБЛАСТЯХ LEO–МЕО ОКОЛОЗЕМНОГО ОРБИТАЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА

© 2021 г. А. Г. Александрова^{a, *}, Е. В. Блинкова^{a, **}, Т. В. Бордовицына^{a, ***},
Н. А. Попандопуло^{a, ****}, И. В. Томилова^{a, *****}

^aТомский государственный университет, Томск, Россия

*e-mail: aleksann@sibmail.com, aleksandrovaannag@mail.ru

**e-mail: zbizk322@mail.ru

***e-mail: tvbord@sibmail.com

****e-mail: nikas.popandopulos@gmail.com

*****e-mail: irisha_tom@mail.ru

Поступила в редакцию 09.04.2020 г.

После доработки 17.02.2021 г.

Принята к публикации 24.02.2021 г.

В работе представлены результаты выявления вековых резонансов, действующих на объекты, движущиеся в областях LEO–МЕО. Результаты получены на основании обработки данных обширного численного эксперимента по исследованию орбитальной эволюции объектов, движущихся в диапазоне больших полуосей от 8000 км до зоны функционирования навигационной систем ГЛОНАСС (25500 км), с наклонениями от 0° до 180° вне зон орбитальных резонансов. Даны карты распределения выявленных вековых резонансов. Приведен анализ орбитальной эволюции объектов.

Ключевые слова: динамика околоземных объектов, области LEO–МЕО, вековые резонансы, особенности орбитальной эволюции

DOI: 10.31857/S0320930X21030014

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является одной из серии работ, спланированных авторами по исследованию динамической структуры всего околоземного орбитального пространства. Ранее нами столь подробно динамическая структура рассматривалась только для областей функционирования навигационных систем GPS и ГЛОНАСС (Томилова и др., 2018), и областей с орбитальным резонансом, например, вся область орбитального резонанса 1 : 2 с вращением Земли (Томилова и др., 2020) и 1 : 3 (Томилова и др., 2019).

Областям с орбитальными резонансами посвящено довольно много работ (например, Кузнецов и др., 2012; 2014; Allan, 1967a; 1967b; Gedeon, 1969; Sochilina, 1982; Вашковьяк, 1991; Томилова и др., 2018; 2019; 2020). В данной работе приведены результаты исследования структуры вековых резонансов в областях LEO–МЕО (Low Earth Orbit – Medium Earth Orbit) с наклонениями от 0° до 180°, начиная от 8000 км по большой полуоси (где уже не так сильно действие атмосферы и имеет смысл рассматривать влияние вековых резонансов) и до зоны функционирования навигацион-

ной системы ГЛОНАСС (25500 км), которая была исследована ранее (Томилова и др., 2018). Рассматриваемая область является очень сложной в динамическом отношении, поскольку в ней действуют и орбитальные, и вековые резонансы. Данная работа посвящена выявлению и анализу действия только вековых резонансов и не затрагивает орбитальные резонансы.

Как мы уже отмечали ранее, исследование динамической структуры околоземного орбитального пространства является актуальной задачей, поскольку знание динамических особенностей различных областей этого пространства необходимо и при разработке новых спутниковых систем, и при определении областей паркинга отработавших объектов.

В данной работе мы не рассматривали влияние светового давления на объекты. Сила светового давления способна кардинально менять орбитальную эволюцию объектов с большой парусностью (отношением площади миделева сечения к массе) (Кузнецов, 2011; Кузнецов и др., 2011; Александрова и др., 2018a; 2019) и является вторым по величине воздействия возмущающим

фактором после гравитационного поля Земли для таких объектов (Кузнецов и др., 2012; 2014). В случае малой парусности динамическая структура с учетом светового давления и без него совпадает (Александрова и др., 2018а; 2018б). Исследованию резонансной структуры околоземного пространства с учетом влияния светового давления для различных значений парусности будет посвящена отдельная работа.

Мы не рассматриваем также влияние на динамическую эволюцию параметров вывода объекта в точку стояния. Эти вопросы исследованы (см., например, Прохоренко, 2006).

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Поставленная цель была реализована как с использованием отработанного в указанных выше работах алгоритма, так и с применением нового подхода к анализу вековых резонансов, предложенному в (Александрова и др., 2020) и позволяющему все исследования проводить в рамках численного моделирования. Аналитический подход используется только для того, чтобы обозначить типы рассматриваемых вековых резонансов

Исследование динамической структуры орбитального пространства осуществлялось с использованием быстрой ляпуновской характеристики MEGNO (Mean Exponential Growth of Nearby Orbits) (Cincotta, Simo, 2000; Cincotta и др., 2003; Valk и др., 2009).

Численное моделирование движения объектов производилось на кластере “СКИФ Cyberia” Томского государственного университета с использованием программного комплекса “Численная модель движения систем ИСЗ” (Александрова и др., 2017), и его модифицированной версии (Александрова и др., 2020), построенных с использованием высокоточного интегратора Гаусса–Эверхарта (Авдюшев, 2010). В процессе моделирования учитывались возмущения от гармоник геопотенциала до 10 порядка и степени, а также возмущения от Луны и Солнца. Совместно с уравнениями движения интегрировались уравнения для вычисления параметров MEGNO (Бордовицына и др., 2010).

Исследование структуры вековых резонансов осуществлялось при помощи численно-аналитической методики, которая была изложена в наших более ранних работах, например, (Бордовицына, Томилова, 2016; Александрова и др., 2018б; 2019), а также дополнена новым подходом, представленным в (Александрова и др., 2020).

Для того, чтобы обозначить вековые резонансы, проявление которых возможно в динамике рассматриваемых объектов используется аналитическая методика: из аргументов возмущающей

функции для однократно (1) и двукратно (2) осредненной ограниченной задачи трех тел

$$\underline{\psi} = (l - 2p' + q')M' + (l - 2p)\omega - (l - 2p')\omega' + \bar{m}(\Omega - \Omega'), \quad (1)$$

$$\underline{\underline{\psi}} = (l - 2p)\omega - (l - 2p')\omega' + \bar{m}(\Omega - \Omega') \quad (2)$$

выбираются соотношения, которые при определенном наборе целочисленных индексов l, p, p', \bar{m}, q' удовлетворяют правилу

$$\underline{\underline{\psi}} \approx 0, \quad \underline{\psi} \approx 0, \quad (3)$$

т.е. являются резонансными соотношениями. Далее одно или два подчеркивания ψ и $\underline{\psi}$ указывают на полувековой или вековой характер резонанса соответственно.

Здесь обозначения элементов орбит общепринятые

$$\begin{aligned} M' &= M'_0 + \bar{n}'(t - t_0), \quad \omega' = \omega'_0 + \dot{\omega}'(t - t_0), \\ \Omega' &= \Omega'_0 + \dot{\Omega}'(t - t_0), \\ \omega &= \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0), \quad \Omega = \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0), \end{aligned} \quad (4)$$

причем штрихом помечены орбитальные элементы возмущающего тела.

В процессе исследования вековые частоты в движении спутника $\dot{\Omega}, \dot{\omega}$ определяются путем численного моделирования (Александрова и др., 2020) с использованием уравнений Ньютона Эйлера

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{r \sin u}{p \sin i} W; \\ \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{\cos v}{e} S + \frac{\sin v}{e} \left(1 + \frac{r}{p}\right) T - \frac{r \sin u}{p \operatorname{tg} i} W, \end{aligned} \quad (5)$$

где S, T, W – возмущающие ускорения, записанные в орбитальной системе координат и связанные с правыми частями уравнений движения известными соотношениями (Бордовицына, Авдюшев, 2016). Вековые частоты возмущающих тел также получают численно с использованием фонда координат больших планет DE438 и производной от интерполяционного полинома Лагранжа 12-го порядка:

$$\frac{dx}{dt} = \sum_{i=1}^n \left(x_i \prod_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^n \frac{1}{(t_i - t_j)} \left(\sum_{j=1}^n \prod_{\substack{k=1, \\ k \neq i, k \neq j}}^n (t - t_k) \right) \right). \quad (6)$$

В формулах (5), (6) обозначения орбитальных элементов также общепринятые.

Исследование эволюции резонансных аргументов (1) и (2) обязательно (Мюррей, Дермотт, 2010) для выявления наличия резонанса и его характера. Если резонансный аргумент испытывает либрационное изменение во времени, то резо-

Таблица 1. Типы апсидально-нодальных вековых резонансов $\underline{\psi}$ низких порядков

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	8	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	15	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}'_{S,L}$
2	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	9	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}$	16	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}'_{S,L}$
3	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	10	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}$	17	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$
4	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	11	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}$	18	$\dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$
5	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	12	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}$	19	$\dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$
6	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	13	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}'_{S,L}$	20	$\dot{\omega}$
7	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	14	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}'_{S,L}$		

Таблица 2. Типы полувековых резонансов $\underline{\psi}$ со скоростью движения возмущающего тела второго–пятого порядков

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$\bar{n}'_{S,L} - \dot{\omega}$	5	$\bar{n}'_{S,L} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	9	$\bar{n}'_{S,L} - \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	13	$\bar{n}'_{S,L} - 2\dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$
2	$\bar{n}'_{S,L} + \dot{\omega}$	6	$\bar{n}'_{S,L} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	10	$\bar{n}'_{S,L} + \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	14	$\bar{n}'_{S,L} + 2\dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$
3	$\bar{n}'_{S,L} - 2\dot{\omega}$	7	$\bar{n}'_{S,L} + \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	11	$\bar{n}'_{S,L} - 2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	15	$\bar{n}'_{S,L} - 2\dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$
4	$\bar{n}'_{S,L} + 2\dot{\omega}$	8	$\bar{n}'_{S,L} - \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	12	$\bar{n}'_{S,L} + 2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$	16	$\bar{n}'_{S,L} + 2\dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$

нанс считается устойчивым, а при наличии переходов от либрационного изменения к циркуляционному и обратно резонанс неустойчив. При чисто циркуляционном изменении резонансного аргумента считается, что резонанс отсутствует.

Для определения границ устойчивости резонанса в данной методике используются динамические портреты вековых резонансов, которые строятся в фазовой плоскости (Мюррей, Дертмотт, 2010; Морбиделли, 2014)

$$x = e \cos \psi, \quad y = e \sin \psi, \quad (7)$$

где e – эксцентриситет орбиты спутника, ψ – критический аргумент.

В табл. 1 и 2 приведены наборы рассматриваемых вековых резонансов: апсидально-нодальных до четвертого порядка включительно (табл. 1) и резонансов, связанных со средним движением возмущающего тела, второго–пятого порядков (табл. 2). Причем, индексы L и S относятся к возмущениям от Луны и Солнца соответственно.

Поскольку величины $\dot{\omega}'_S$ и $\dot{\Omega}'_S$, связанные с прецессией орбиты Земли, пренебрежимо малы, формулы, приведенные в табл. 1 для апсидально-нодальных резонансов, связанных с Солнцем, существенно упрощаются, и эти резонансы практически становятся геометрическими.

Геометрический резонанс $\underline{\psi} = \dot{\omega} \approx 0$, трактуемый как $\underline{\psi} = \dot{\pi} \pm \dot{\Omega} = \dot{\omega} \approx 0$ (Shevchenko, 2017) является резонансом первого порядка. Для двукратно осредненной ограниченной задачи трех тел этот резонанс был открыт Лидовым (1961) в задачах о движении ИСЗ и Козаи (1962) – в динамике астероидов. В наших исследованиях мы используем численное моделирование без какого-либо осреднения. Поэтому все выявленные нами резонансы будут резонансами полной возмущенной задачи, содержащей влияние несферичности потенциала Земли, а также влияние притяжения Луны и Солнца. Влияние каждого из возмущающих факторов на движения спутника может давать

$\dot{\omega} \approx 0$, поэтому мы будем отделять суммарное влияние всех трех возмущающих факторов от влияния каждого из них.

При этом там, где это возможно, мы будем использовать для сравнения результаты, полученные М.Л. Лидовым (1961) и другими авторами в рамках осредненной задачи. По нашему мнению, это сравнение интересно и с теоретической, и с практической точки зрения.

Классификация основной части вековых резонансов, действующих на движение ИСЗ, была впервые дана Дж. Куком (Cook, 1962), а аналитическая теория вековых спутниковых резонансов представлена в работах (Breiter, 2001a; 2001b; Daquin и др., 2016), термин “резонанс Лидова–Козаи” впервые появился в работе (Breiter, 2001b). С. Хьюз (1980; 1981) был первым, кто предложил использовать численное моделирование в исследовании влияния вековых резонансов. В работах (Chao, Gick, 2004; Rossi, 2008) были впервые применены совместно аналитический и численный подходы к исследованию проблемы.

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ВЕКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В РАССМАТРИВАЕМОЙ ОБЛАСТИ ОРБИТАЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА

Общая оценка динамической структуры вековых резонансов осуществлялась на основе результатов численного эксперимента, который проводился по методике, изложенной в предыдущем разделе. Принимались во внимание только гравитационные возмущения, определяемые влиянием несферичности гравитационного поля Земли, а также притяжением Луны и Солнца.

Все исследования проводились на модельных объектах, которые были распределены равномерно в интервале больших полуосей от 8000 до 25500 км с шагом в 200 км, с наклонениями от 0° до 180° с шагом 5° и начальным эксцентриситетом, равным 0.001. Расчет орбитальной эволюции проводился на интервале времени 100 лет и в случае необходимости продлевался до 300 лет.

На рис. 1 и 2 приведены данные о распределении вековых апсидально-нодальных резонансов, являющихся следствием соизмеримости параметров прецессии орбиты спутника, возникающей под действием возмущений, и параметров прецессии возмущающих тел: Солнца (рис. 1) и Луны (рис. 2). (На рис. 1–4 для краткости критический аргумент обозначен без подчеркивания, как ψ с нижним индексом, который отражает номер резонанса для рис. 1–2 из табл. 1, а для рис. 3–4 из табл. 2.) Как было отмечено выше, параметры прецессии орбиты Солнца, являющиеся отражением прецессии орбиты Земли, пренебрежимо малы, поэтому многие резонансные соот-

ношения для Солнца, приведенные в табл. 1 совпадают, что и показано на рис. 1. Кроме того, все эти резонансы являются геометрическими, то есть связывают только параметры прецессии орбиты самого спутника, возникающие под действием возмущений, и зависят от наклонения.

Таким образом, на рис. 1 апсидально-нодальные резонансы с номерами 18, 19 и 20 являются резонансом $\dot{\omega} \approx 0$. Как было показано в нашей работе (Александрова и др., 2016), влияние этого резонанса впервые становится заметным в этой области орбитального пространства. Далее мы рассмотрим этот вопрос более подробно.

Апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией орбиты Луны (рис. 2), более плотно покрывают рассматриваемую область орбитального пространства. Обращает на себя внимание тот факт, что резонанс $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) \approx 0$ с номером 17 присутствует и для Солнца, и для Луны на всем диапазоне больших полуосей при трех значениях наклонения 0° , 90° и 180° . В следующем разделе мы также рассмотрим этот вопрос на конкретных примерах орбитальной эволюции объектов.

На рис. 3 и 4 показано распределение вековых резонансов, возникающих вследствие соизмеримости параметров прецессии орбиты спутника со средними движениями возмущающих тел: Солнца (рис. 3) и Луны (рис. 4). Вековые резонансы со средним движением Солнца распределены в диапазоне больших полуосей от 8000 до 21000 км по обе стороны от наклонения 90° , а вековые резонансы со средним движением Луны проявляются только на орбитах, большие полуоси которых менее 16000 км и только в динамике объектов с обратным движением.

Полученные сведения о распределении резонансов были сопоставлены с орбитальной эволюцией объектов.

ОСОБЕННОСТИ ОРБИТАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОБЪЕКТОВ

Орбитальная эволюция объектов рассматриваемой области не отличается существенным разнообразием, несмотря на большое количество действующих резонансов. Наибольший интерес представляет влияние вековых резонансов первого порядка. К таковым относятся апсидально-нодальный резонанс $\underline{\underline{\psi}} = \pi \pm \dot{\Omega} = \dot{\omega} \approx 0$ и нодальные резонансы $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) \approx 0$.

Остановимся на действии этих резонансов более подробно.

Сложность проявления резонанса $\dot{\omega} \approx 0$ в динамике околоземных объектов состоит в том, что помимо влияния внешних тел, которое приводит

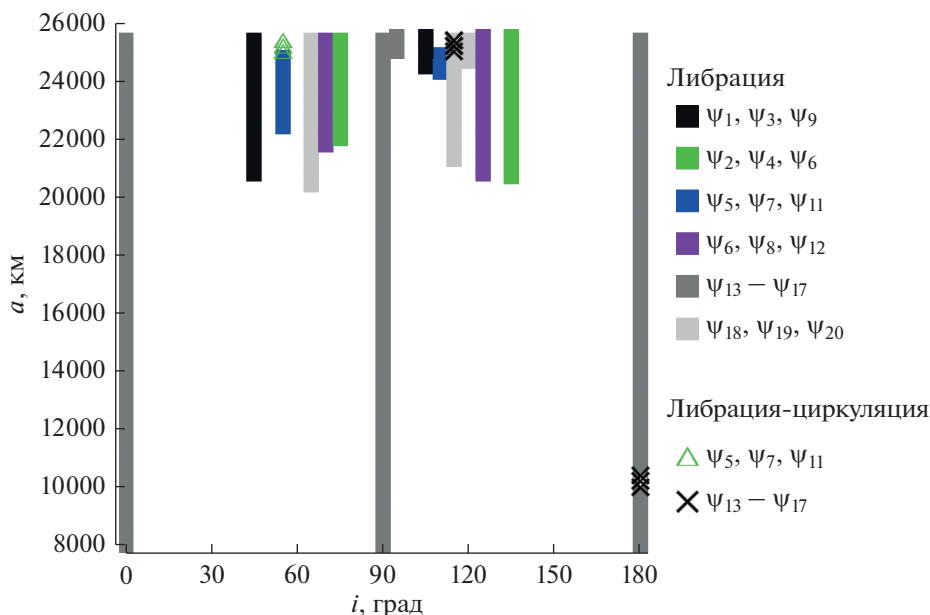


Рис. 1. Распределение апсидально-нодальных вековых резонансов, связанных с прецессией орбиты Солнца. Классификация выполнена по типу колебаний критического аргумента $\underline{\psi}$ (на графике обозначен без подчеркивания, чтобы не загромождать рисунок).

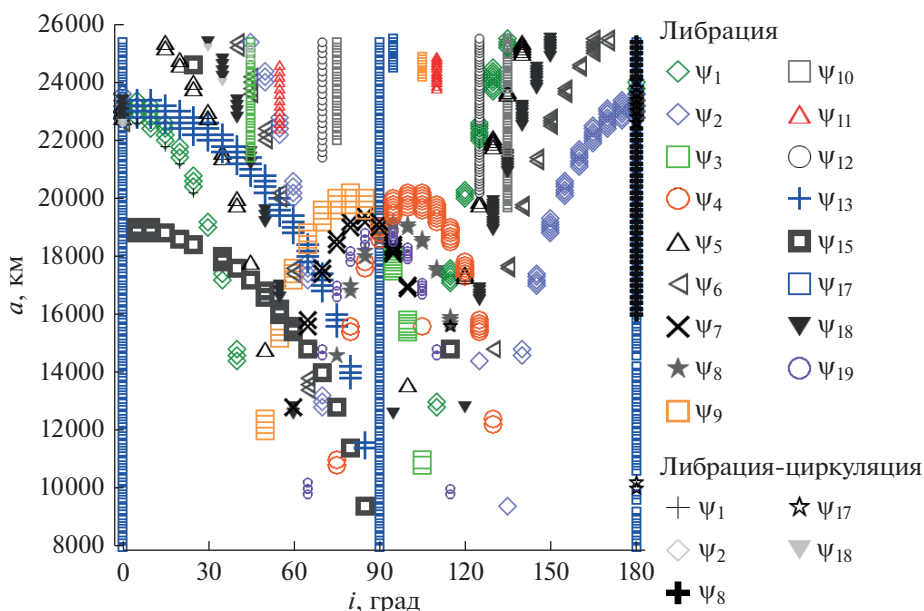


Рис. 2. Распределение апсидально-нодальных вековых резонансов, связанных с прецессией орбиты Луны. Классификация выполнена по типу колебаний критического аргумента $\underline{\psi}$ (на графике обозначен без подчеркивания, чтобы не загромождать рисунок).

к появлению резонанса типа Лидова–Козаи, на эти объекты действует несферичность Земли, влияние которой в окрестности критического наклонения тоже может давать $\dot{\omega} \approx 0$. Наложение этих влияний может приводить к различным эф-

фектам, которые до настоящего времени мало изучены.

Применяемая нами методика позволяет выявить наличие резонанса $\dot{\omega} \approx 0$ в динамике объекта на 100-летнем интервале времени при больших

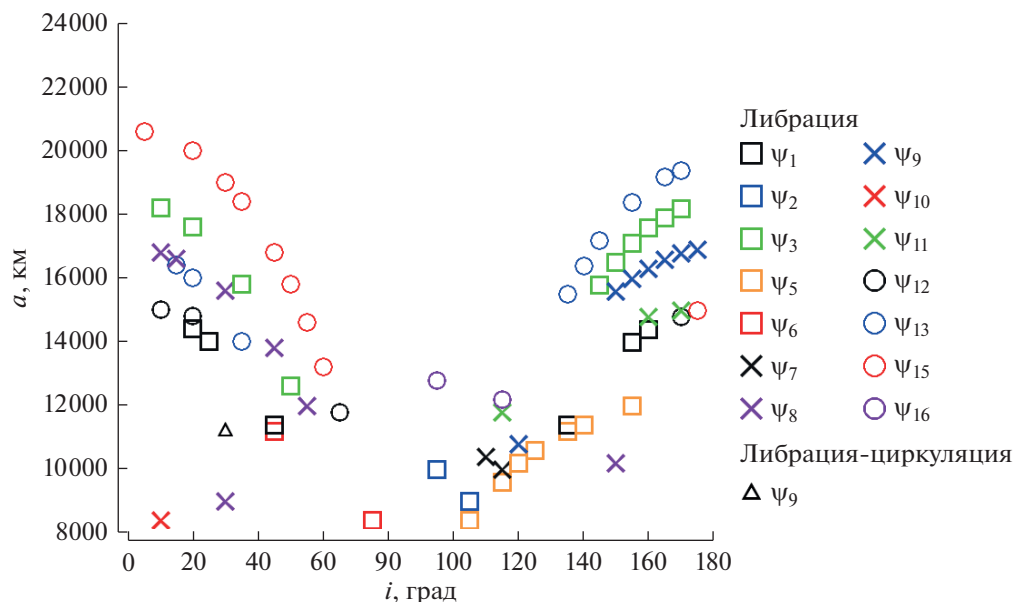


Рис. 3. Распределение вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца. Классификация выполнена по типу колебаний критического аргумента ψ (на графике обозначен без подчеркивания, чтобы не загромождать рисунок).

полуосях от 10000 км, хотя в орбитальной эволюции этот резонанс проявляется очень незначительным ростом эксцентриситета, только начиная с больших полуосей равных 23000 км (рис. 5). Результаты, приведенные на рис. 5, получены при значениях долгот, равных $\omega = 90^\circ$, $\Omega = 0^\circ$.

Здесь и далее в данных об орбитальной эволюции приводится осредненный параметр MEGNO, показанный пунктирной линией. Для осредненного параметра MEGNO характерны следующие

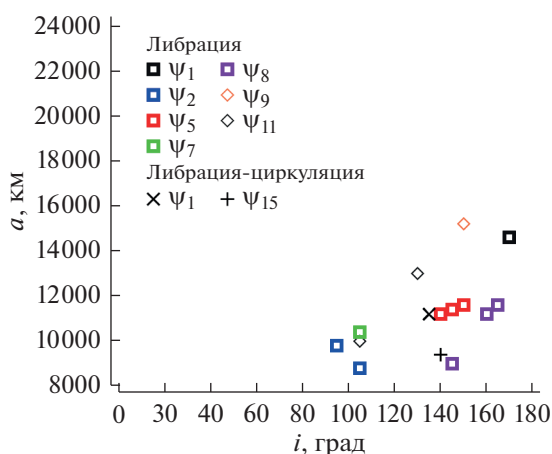


Рис. 4. Распределение вековых резонансов, связанных со средним движением Луны. Классификация выполнена по типу колебаний критического аргумента ψ (на графике обозначен без подчеркивания, чтобы не загромождать рисунок).

свойства: для устойчивых орбит типа гармонического осциллятора он стремится к 0, для квазипериодических (регулярных) орбит — к 2, для неустойчивых орбит принимает значения существенно большее 2 (Cincotta и др., 2003).

Результаты показывают, что только на 300-летнем интервале времени удастся увидеть появление эффекта взаимосвязанных колебаний значений аргумента перигея и эксцентриситета (своеобразной перекачки энергии между эксцентриситетом и наклоном), который похож на эффект Лидова—Козаи. Интересно было понять, как взаимодействуют все три возмущающих фактора. Для этого была рассмотрена идеализированная задача: движение объекта моделировалось в предположении, что не только Луна и Солнце, но и центральное притяжение являются притяжением точечных масс, а сжатие Земли рассматривается как самостоятельная сила. При этих предположениях на 300-летнем интервале времени в эклиптической системе координат была исследована эволюция данного объекта под влиянием различных сочетаний, действующих факторов (рис. 6). Наклонение объекта при переходе к эклиптике составило примерно 40° .

Данные, приведенные на рис. 6, показывают, что действие Луны, Солнца и даже совместное действие Луны и Солнца не приводят к хоть сколько-то значительному росту эксцентриситета ($e_{\max} = 0.01$) и только действие трех факторов дает заметный эффект ($e_{\max} = 0.5$) (рис. 5б).

Однако сжатие не всегда усиливает указанный выше эффект. Может быть и обратное действие

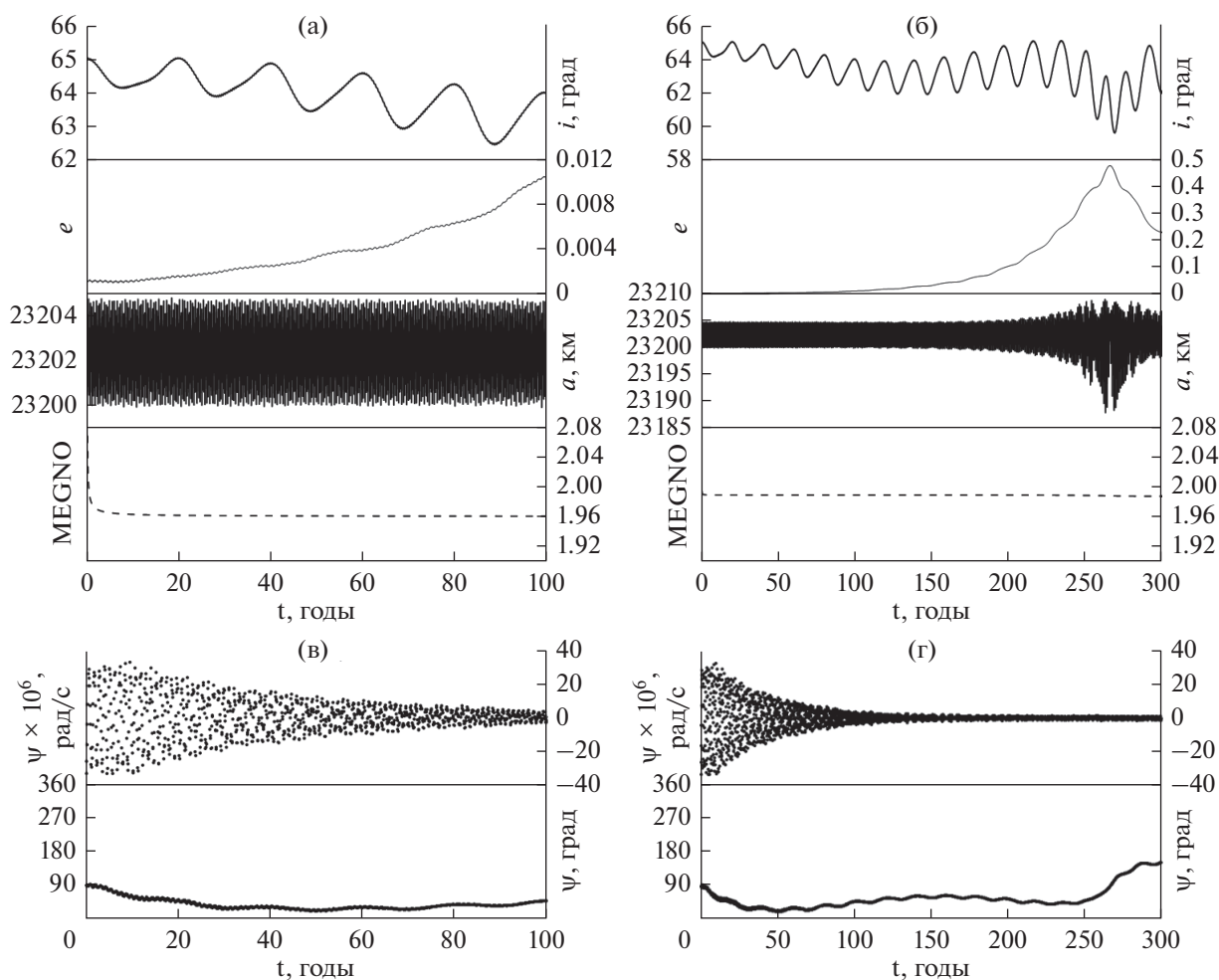


Рис. 5. Особенности динамики объекта под действием резонанса $\dot{\omega} \approx 0$, с учетом возмущений от несферичности Земли и притяжения Луны и Солнца: (а) орбитальная эволюция на 100-летнем интервале времени; (б) орбитальная эволюция на 300-летнем интервале времени; (в, г) изменение во времени параметров резонанса: резонансного соотношения $\underline{\psi}$ и резонансного аргумента $\underline{\psi}$ (на графике обозначения даны без подчеркивания, чтобы не загромождать рисунок).

(Томилова и др., 2020). Все зависит от того, каким будет наклонение орбиты объекта в эклиптической системе координат. Для того, чтобы в этом убедиться, рассмотрим в рамках той же идеализированной задачи движение объекта с близкими значениями позиционных переменных, но при значениях долгот, равных $\omega = 90^\circ$, $\Omega = 180^\circ$ (рис. 7). Наклонение при переходе к плоскости эклиптики составляет примерно 88° .

Приведенные на рис. 7 результаты показывают, что главным источником возникновения эффекта перекачки энергии между эксцентриситетом и наклонением (т.е. эффекта взаимосвязанных колебаний значений аргумента перигея и эксцентриситета), в данном случае являются возмущения от Луны, влияние Солнца способствует более раннему проявлению эффекта, а возмущения от сжатия Земли эффект полностью нивели-

руют. Это особенно заметно в эклиптической системе координат.

Обратимся к резонансным характеристикам идеализированной задачи (рис. 8) и сравним их с известными из литературных источников (Лидов, 1961; Васьковьяк, Тесленко, 2016) характеристиками проявления резонанса и эффекта Лидова–Козаи в двукратно осредненной задаче. Характерными особенностями орбитальной эволюции объектов, подверженных действию резонанса Лидова–Козаи, является рост эксцентриситета орбиты, который на длительных интервалах времени может сопровождаться перекачкой энергии между эксцентриситетом и наклонением (эффект Лидова–Козаи) при сохранении интеграла $c_1 = \sqrt{1 - e^2} \cos i$, причем c_1 должно лежать в пределах $0 \leq c_1 \leq 3/5$. Острый резонанс Лидова–Козаи и быстрый рост эксцентриситета имеет место при

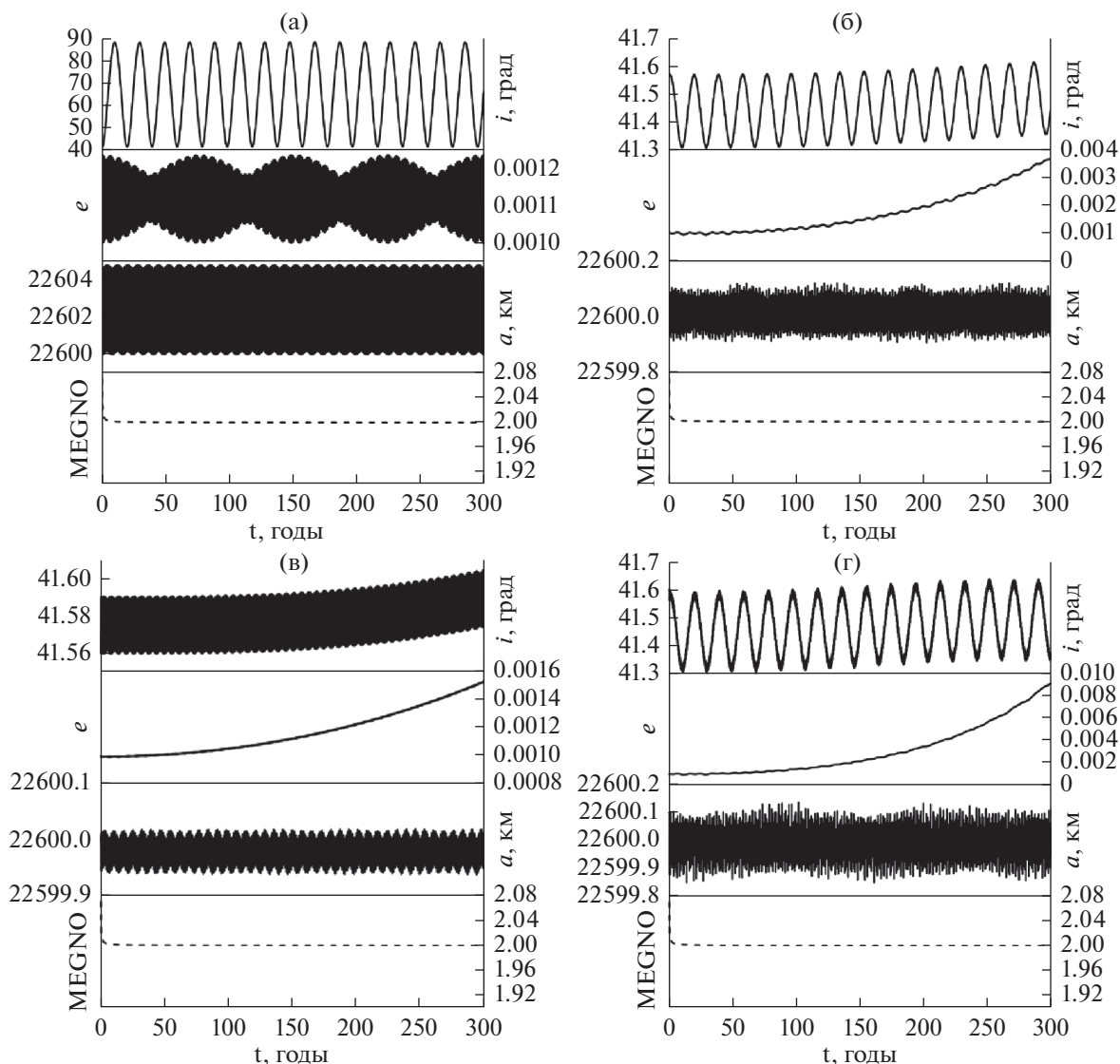


Рис. 6. Орбитальная эволюция объекта при наклоне орбиты к эклиптике примерно 40° на 300-летнем интервале времени под действием: (а) возмущений от сжатия Земли, (б) возмущения от Луны, (в) возмущения от Солнца, (г) возмущения от Луны и Солнца.

долготе перигея от узла $\omega = 90^\circ$, при близости к нулю значения интеграла Лидова–Козаи и при отрицательном значении интеграла Лидова

$$c_2 = e^2 (2/5 - \sin^2 \omega \sin^2 i).$$

На рис. 8 приведены резонансные характеристики для двух случаев орбитальной эволюции. Рис. 8а и 8в показывают поведение резонансных характеристик и численных аналогов интегралов движения c_1, c_2 в динамике объекта при учете возмущений от Луны и Солнца, а рис. 8б, 8г – при учете трех возмущающих факторов: сжатия Земли, а также притяжения Луны и Солнца. Кроме интеграла Лидова–Козаи, приведен интеграл Лидова.

Представленные на рис. 7 и 8 данные показывают, что явления, подобные эффекту и резонансу Лидова–Козаи, присутствуют в динамике рассматриваемого объекта, причем острый резонанс проявляется около момента времени, соответствующего 175 гг. В окрестности этого момента имеет место быстрый рост эксцентриситета, долгота перигея от узла $\omega = 90^\circ$, при близости к нулю значения интеграла Лидова–Козаи и при отрицательном значении интеграла Лидова, что находится в соответствии с теоретическими результатами, полученными в осредненной задаче (Лидов, 1961; Вашковьяк, Тесленко, 2016). Влияние сжатия полностью искажает картину. Эксцентриситет уже не растет, а колеблется в пределах 0.001–0.003, интеграл Лидова–Козаи колеб-

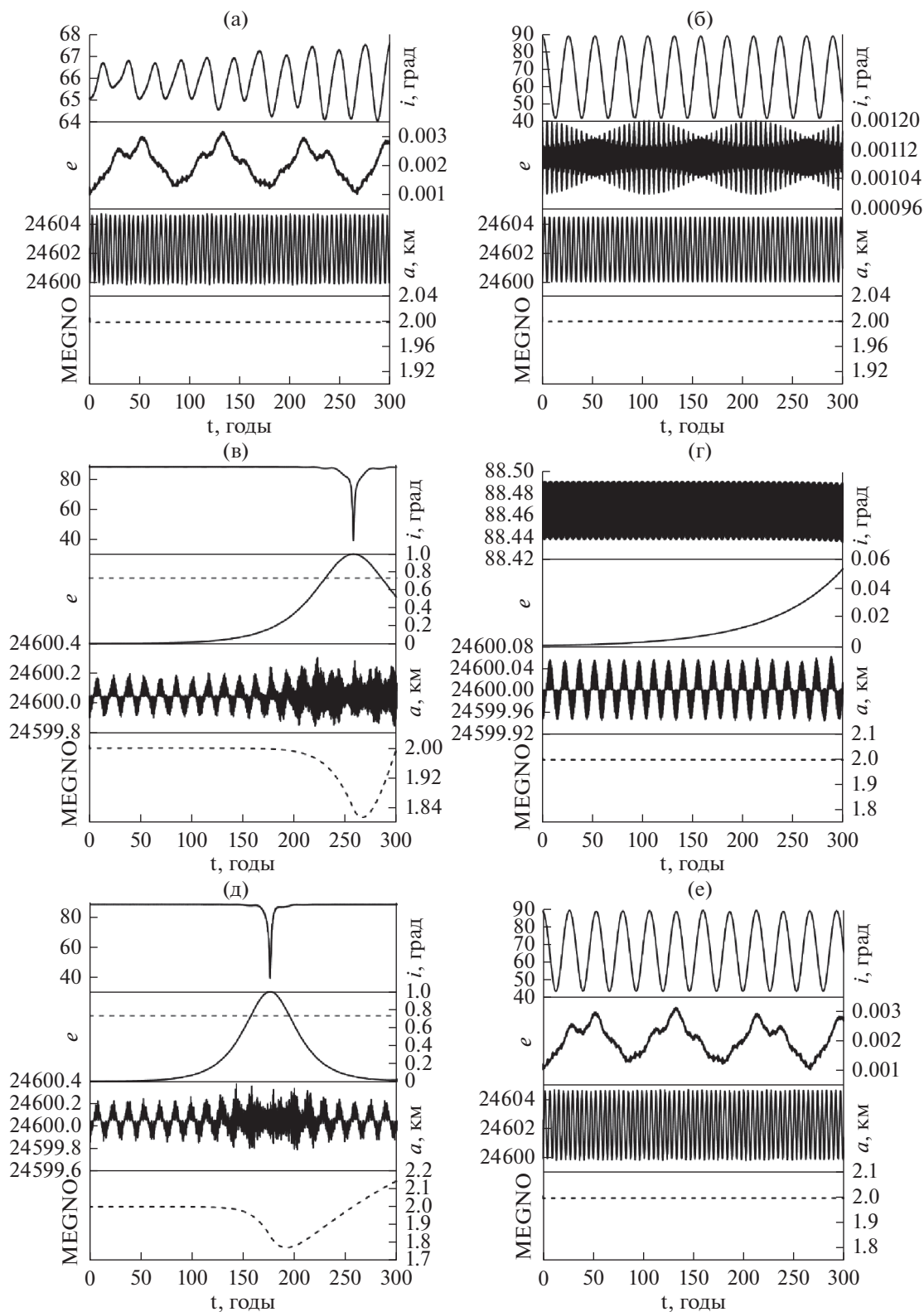


Рис. 7. Особенности динамики объекта при наклонении орбиты к эклиптике примерно 88° на 300-летнем интервале: (а) орбитальная эволюция объекта в экваториальной системе координат с учетом возмущения от сжатия и внешних тел, далее орбитальная эволюция в эклиптической системе координат с учетом: (б) возмущения от сжатия Земли, (в) возмущения от Луны, (г) возмущения от Солнца, (д) возмущений от Луны и Солнца, (е) орбитальная эволюция под действием всех трех возмущающих факторов. На рис. (в, д) на графиках эволюции эксцентриситета пунктирная линия отсекает значения эксцентриситета, по достижении которых в реальной задаче спутник попадает в плотные слои атмосферы и сгорает.

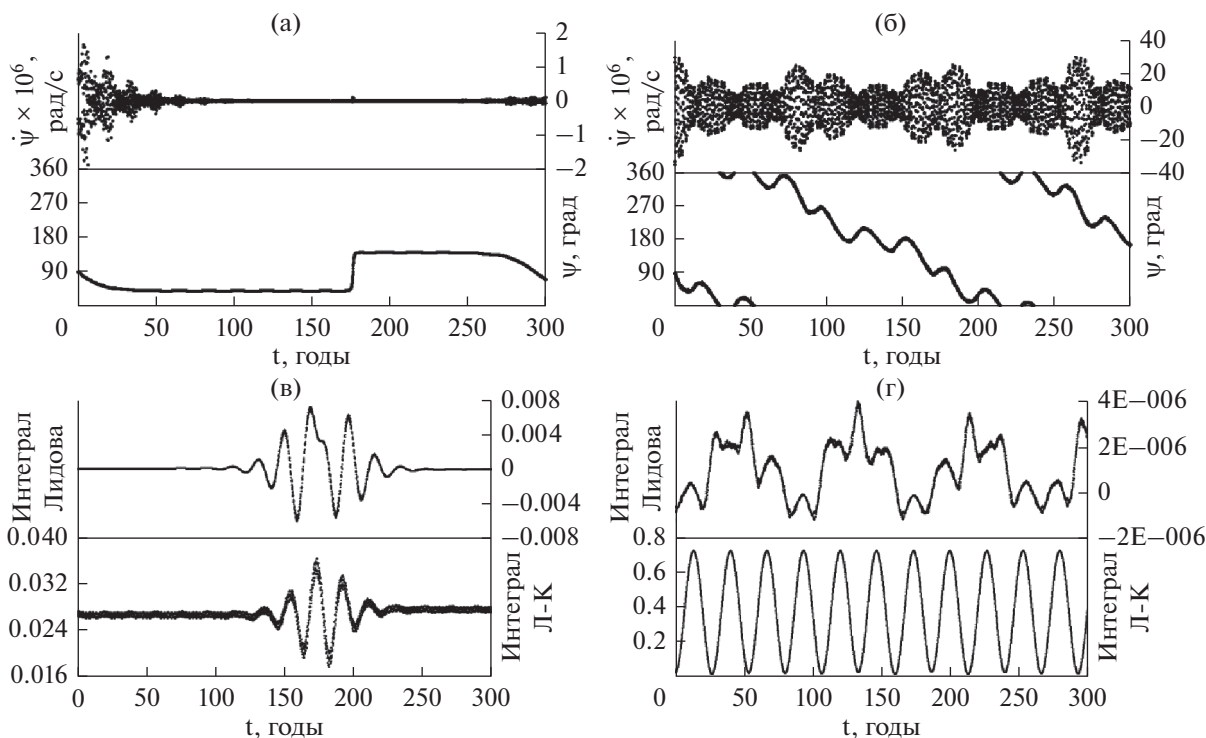


Рис. 8. Резонансные характеристики динамики объекта, приведенного на рис. 7: (а, в) с учетом возмущений от Луны и Солнца; (б, г) с учетом возмущений от сжатия Земли и притяжения Луны и Солнца; (а, б) изменение во времени резонансного соотношения $\bar{\psi}$ и резонансного аргумента $\bar{\psi}$ (на графике обозначения даны без подчеркивания, чтобы не загромождать рисунок); (в, г) эволюция во времени интегралов Лидова и Лидова–Козаи.

лется в достаточно больших пределах, а интеграл Лидова переходит в зону положительных значений, резонансное соотношение по-прежнему неоднократно проходит через нулевое значение, но резонансный аргумент демонстрирует переходы от либрации к циркуляции, т.е. резонанс есть, но он неустойчив.

Приведенный пример показывает, что существует прямая связь между явлениями, наблюдаемыми в численном моделировании и эффектами, полученными в двукратно осредненной задаче.

Можно предположить, что на более низких орбитах действие резонанса, подобного резонансу Лидова–Козаи, нивелируется влиянием сжатия Земли.

Пример такой орбитальной эволюции приведен на рис. 9. Рассмотрена орбитальная эволюция объекта и его резонансных характеристик при совместном действии трех факторов: сжатия Земли, Луны и Солнца (рис. 9а, 9б), а также при раздельном влиянии сжатия Земли (рис. 9в, 9г), и Луны, и Солнца (рис. 9д, 9ж). При отсутствии сжатия влияние Луны и Солнца проявляется ростом эксцентриситета, и резонансные характеристики указывают на наличие устойчивого резонанса типа Лидова–Козаи. При совместном учете всех трех факторов влияние сжатия превалирует.

Интересно отметить, что проблема совместного влияния сжатия и векового апсидально-нодального резонанса $\dot{\omega} \approx 0$ на движение ИСЗ была впервые сформулирована М.Л. Лидовым в работе (Лидов, Ярская, 1974), а для спутников Урана было показано, что значительное влияние сжатия удерживает на орбитах спутники, наклоненные к плоскости ураноцентрической орбиты Солнца на 98° (Вашковък, Тесленко, 2016).

Рассмотрим далее влияние на динамику околоземных объектов нодального резонанса

$\bar{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) \approx 0$. Как было показано выше, он присутствует в динамике объектов на всем исследуемом диапазоне больших полуосей при трех значениях наклона $0^\circ, 90^\circ$ и 180° .

На рис. 10 для сравнения показана орбитальная эволюция трех объектов, имеющих одинаковые значения большой полуоси 20000 км, одинаковые начальные эксцентриситеты, равные 0.001, и разные наклоны орбит: $0^\circ, 90^\circ$ и 180° . Кроме того приведены данные об изменении резонансных характеристик объектов и об эволюции компонент составляющей резонанса величины $\dot{\Omega}$, формула (5). Движение во всех трех случаях регулярно. Для объектов с наклонами 0° и 180° ор-

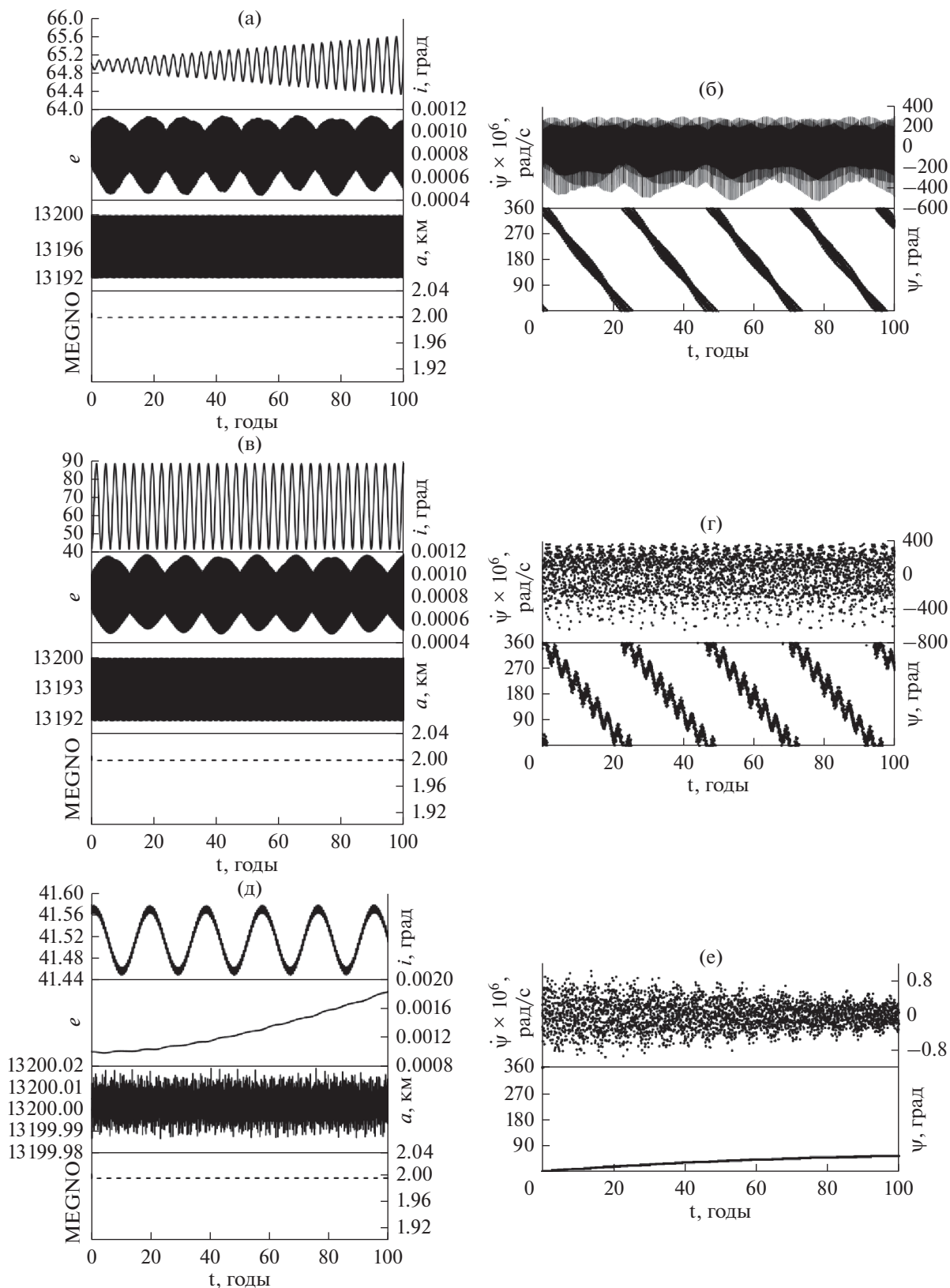


Рис. 9. Особенности динамической эволюции объектов на более низких орбитах: слева — орбитальная эволюция объектов и справа — для резонанса $\dot{\omega} \approx 0$ изменение во времени резонансного соотношения $\dot{\psi}$ и резонансного аргумента ψ (на графике, как и ранее подчеркивания опущены, чтобы не загромождать рисунок): (а, б) в экваториальной системе координат с учетом возмущения от сжатия Земли и притяжения внешних тел; (в, г) в эклиптической системе координат с учетом возмущения от сжатия Земли; (д, е) в эклиптической системе координат с учетом возмущений от Луны и Солнца.

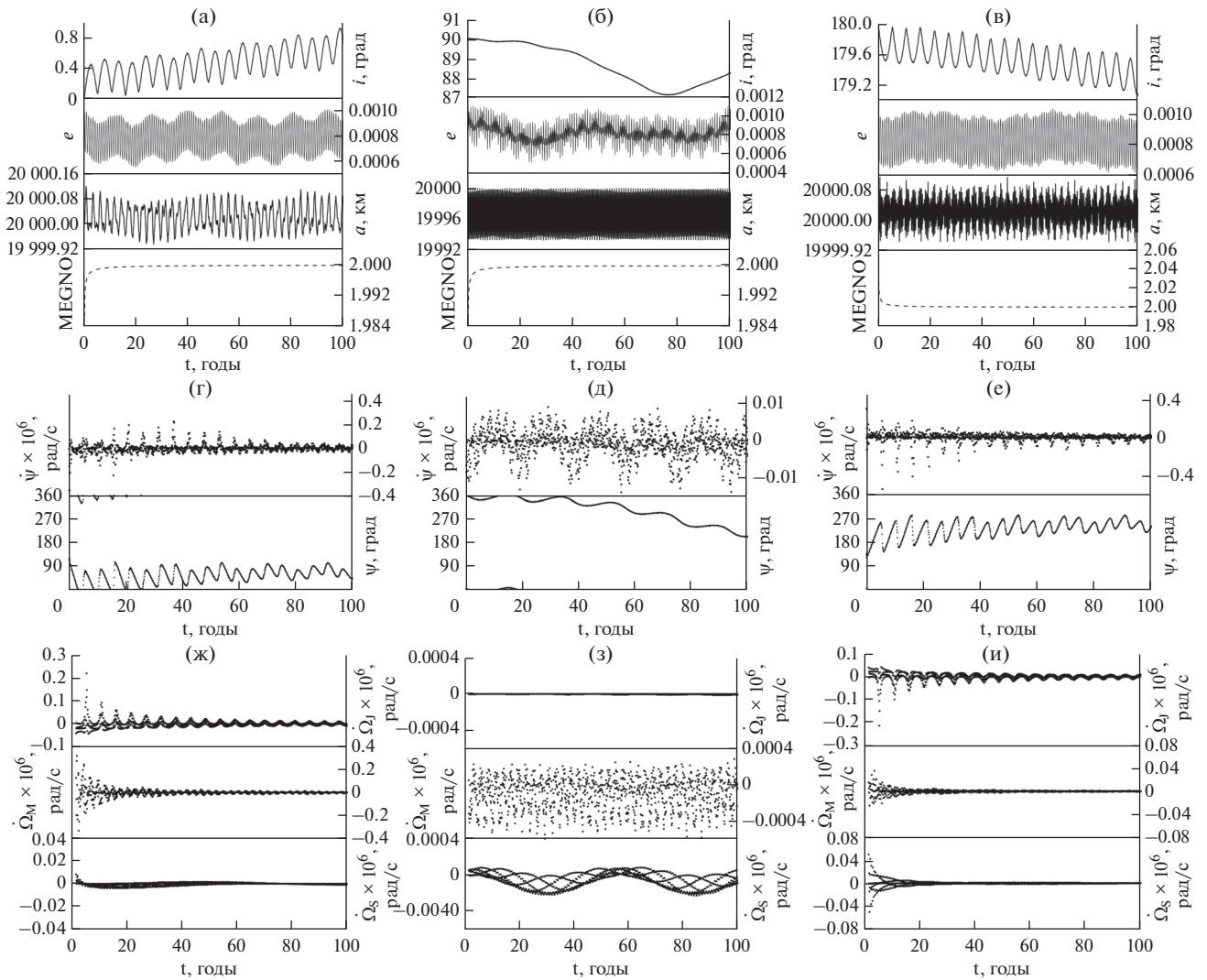


Рис. 10. Особенности динамики объектов в условиях действия векового резонанса $\underline{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) \approx 0$: орбитальная эволюция объекта с наклоном орбиты (а) 0° ; (б) 90° ; (в) 180° ; пункты г, д, е) соответствующие пунктам (а), (б), (в) резонансные характеристики: изменение во времени резонансного соотношения $\underline{\psi}$ и резонансного аргумента $\underline{\Psi}$ (на графике, как и ранее, подчеркивания опущены, чтобы не загромождать рисунок); пункты ж), з), и) соответствующие пунктам г), д), е) покомпонентные расшивровки структуры $\dot{\Omega}$.

битальная эволюция подобна (рис. 10а, 10б), присутствует вековой уход по наклону в пределах одного градуса. Орбитальная эволюция объекта с наклоном 90° несколько иная. Здесь имеют место долгопериодические колебания.

Остановимся на резонансных характеристиках, приведенных на рис. 10г, 10д, 10е. Численные оценки поведения резонансных соотношений указывают на множественное прохождение этих соотношений через нулевые значения. Окрестность, в которой колеблется около нуля резонансное соотношение для объекта с наклоном 90° существенно меньше, чем у объектов с наклонами 0° и 180° . Приведенные изменения во

времени компонент величины $\dot{\Omega}$ показывают, что амплитуды колебаний компонент около нуля для объекта с наклоном 90° на три порядка меньше, чем для двух других объектов. Учитывая, что величина $\dot{\Omega}'_L$ имеет порядок примерно 1×10^{-8} , обращение в ноль величины $\underline{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L)$ зависит от значений входящей в него величины $\dot{\Omega}$. То же самое можно сказать и о резонансе $\underline{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$.

Совместное действие нескольких устойчивых вековых резонансов не приводит к возникновению хаотичности в движении объекта (Бордови-

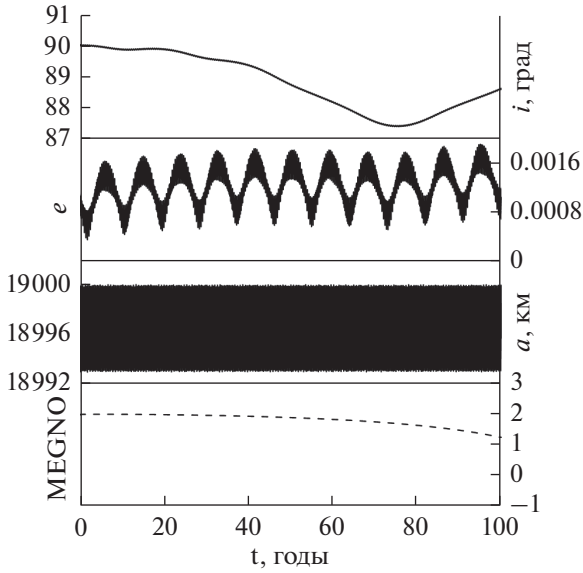


Рис. 11. Орбитальная эволюция объекта, подверженного действию четырех устойчивых вековых апсидально-нодальных резонансов.

цына, Томилова, 2016). Пример такого движения приведен на рис. 11, 12.

На рис. 11 дана орбитальная эволюция объекта, подверженного действию четырех устойчивых вековых апсидально-нодальных резонансов, а на рис. 12 даны резонансные характеристики движения. На рис. 12а, 12в, 12д, 12ж приведены (сверху

вниз) изменения резонансных соотношений и резонансных аргументов. На рис. 12б, 12г, 12е, 12з показаны фазовые портреты. Приведенные на рис. 12 данные позволяют с уверенностью говорить о том, что резонансы устойчивы на всем рассматриваемом временном интервале. Других резонансов в движении объекта нет. Таким образом, наложение нескольких устойчивых вековых резонансов не приводит к возникновению хаотичности (рис. 11 MEGNO меньше 2). В эволюции наклона орбиты заметно влияние резонансов $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) \approx 0$.

И наоборот, совместное действие устойчивых и неустойчивых вековых резонансов вызывает появление хаотичности в движении объекта (рис. 13).

На объект, эволюция которого показана на рис. 13, действуют на всем интервале прогнозирования два устойчивых вековых резонанса первого порядка и четыре неустойчивых резонанса более высоких порядков, в том числе два со средними движениями Луны и Солнца. Движение объекта имеет высокую степень хаотичности (MEGNO значительно больше 2), а в орбитальной эволюции просматривается влияние устойчивых резонансов $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) \approx 0$.

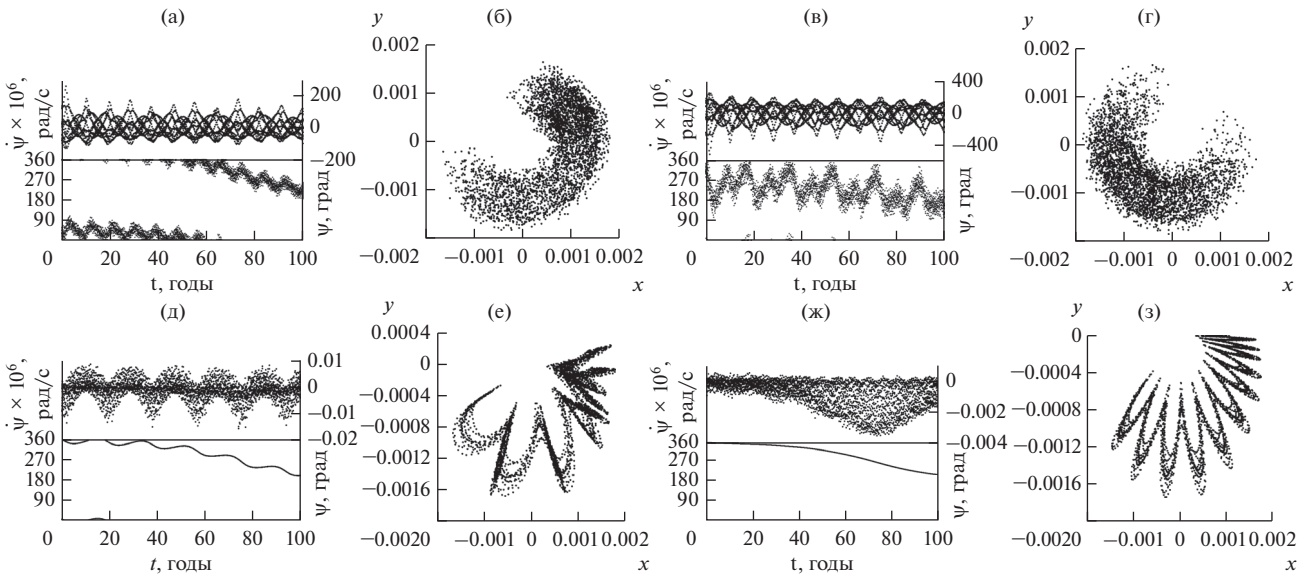


Рис. 12. Резонансные характеристики четырех вековых резонансов, действующих на объект, приведенный на рис. 11: для резонансов (а, б) $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_L$, (в, г) $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) + 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_L$, (д, е) $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L)$, (ж, з) $\underline{\underline{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$ (а, в, д, ж) эволюция резонансных соотношений и соответствующих резонансных аргументов (на графике, как и ранее, подчеркивания опущены); (б, г, е, з) фазовые портреты.

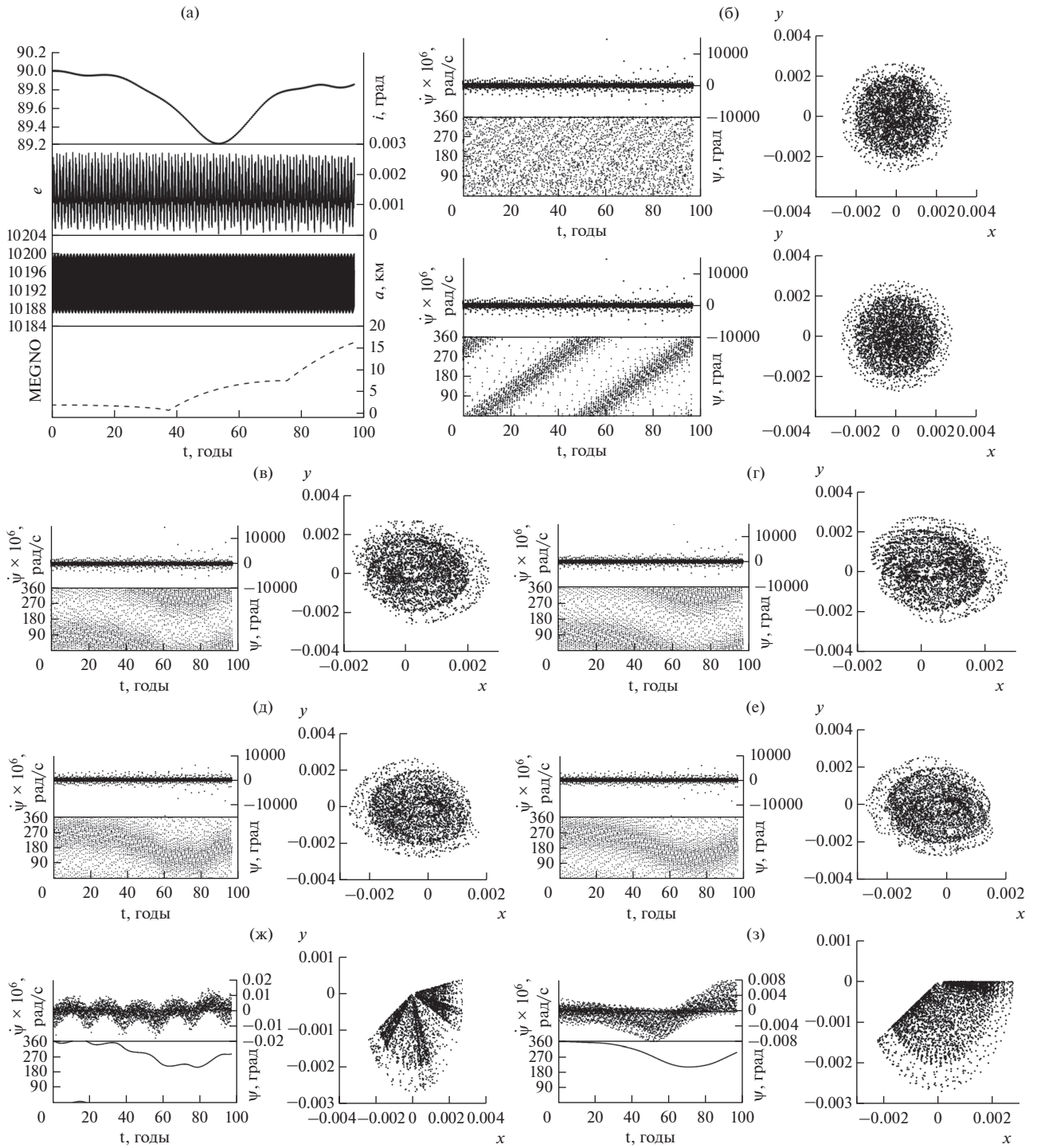


Рис. 13. Орбитальная эволюция объекта, подверженного действию двух устойчивых и четырех неустойчивых вековых резонансов: (а) орбитальная эволюция объекта, (б–з) изменение во времени резонансных характеристик и фазовые портреты резонансов; (б) для резонанса со средним движением Луны и Солнца $\dot{\psi} = \bar{n}_{L,S} + \dot{\omega} \approx 0$; для резонанса $\dot{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} \approx 0$, (в) с Луной, (г) с Солнцем; для $\dot{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} \approx 0$, (д) с Луной, (е) с Солнцем; для $\dot{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) \approx 0$, (ж) с Луной, (з) с Солнцем. На графиках, как и ранее, подчеркивания опущены.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в данной работе результаты по выявлению вековых резонансов, действующих на объекты, движущиеся в областях LEO—MEO, и анализу их влияния на орбитальную эволюцию позволяют сделать ряд выводов.

Апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией орбиты Луны более плотно покрывают рассматриваемую область орбитального пространства, чем аналогичные резонансы, связанные с прецессией орбиты Солнца, которая является отражением прецессии орбиты Земли.

Используемая методика выявляет резонанс $\dot{\omega} \approx 0$, начиная с больших полуосей, равных 20000 км, при наклонении близком 65° к экватору Земли. Для объектов, движущихся в рассматриваемом диапазоне больших полуосей, на 100-летнем интервале времени эффект взаимосвязанных колебаний значений аргумента перицентра и эксцентриситета (перекачки энергии между эксцентриситетом и наклонением), подобный эффекту Лидова—Козаи не успевает проявиться. Однако орбитальная эволюция на 300-летнем интервале показывает наличие такого эффекта, который может либо подавляться, либо усиливаться действием несферичности Земли в зависимости от наклонения орбиты к плоскости эклиптики. Анализ орбитальной эволюции объектов, имеющих наклонение орбиты к экватору 65° показывает, что подобный эффект присутствует и на более низких орбитах, но его проявление подавляется влиянием несферичности Земли.

Обращает на себя внимание тот факт, что резонанс $\underline{\dot{\psi}} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) \approx 0$ присутствует и для Солнца, и для Луны на всем диапазоне больших полуосей при трех значениях наклонения 0° , 90° и 180° . В орбитальной эволюции действие этого резонанса проявляется наличием долгопериодических колебаний в наклонении орбиты. Причем наибольшая амплитуда при одних и тех же значениях больших полуосей у объектов с наклонением орбиты 90° . Величина амплитуды растет с увеличением большой полуоси.

В нижней части рассматриваемой области появляются резонансы, связанные со средним движением возмущающих тел Луны и Солнца. Несмотря на обилие резонансов, совместное действие нескольких резонансов встречается нечасто. Наложение нескольких устойчивых вековых резонансов разных типов не приводит к возникновению хаотичности в движении объектов, а при совместном действии устойчивых и неустойчивых вековых резонансов наблюдается рост хаотичности движения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10022).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдюшев В.А.* Интегратор Гаусса—Эверхарта // Вычисл. технологии. 2010. Т. 15. № 4. С. 31—47.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Чувашов И.Н.* Численное моделирование в задачах динамики околоземных объектов // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 1. С. 69—76.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Томилова И.В.* Особенности совместного влияния вековых резонансов низких порядков и светового давления на движение околоземных космических объектов // Изв. вузов. Физика. 2019. 2018а. Т. 61. № 4(724). С. 75—80.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Томилова И.В.* Исследование влияния светового давления на динамику околоземных объектов на резонансных орбитах // Астрон. вестн. 2018b. Т. 52. № 5. С. 447—462. (*Aleksandrova A.G., Bordovitsyna T.V., Tomilova I.V.* Investigation of light pressure influence on dynamics of near-earth objects in resonant orbits // Sol. Syst. Res. 2018. Т. 52. № 5. P. 435—449.)
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Александров В.В.* Исследование влияния светового давления на динамику околоземных объектов с обратным движением // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 3(735). С. 86—91.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Попандопуло Н.А., Томилова И.В.* Новый подход к вычислению вековых частот в динамике околоземных объектов на орбитах с большими эксцентриситетами // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 1(745). С. 57—62.
- Бордовицына Т.В., Авдюшев В.А.* Теория движения ИСЗ. Аналитические и численные методы. Томск: Изд-во ТГУ. 2016. 262 с.
- Бордовицына Т.В., Александрова А.Г., Чувашов И.Н.* Комплекс алгоритмов и программ для исследования хаотичности в динамике искусственных спутников Земли // Изв. вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 8—2. С. 14—21.
- Бордовицына Т.В., Томилова И.В.* Особенности структуры вековых резонансов в динамике околоземных космических объектов // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 3. С. 41—48.
- Вашковьяк М.А., Тесленко Н.М.* Михаил Львович Лидов — яркое имя в космической науке Сб. докл. “Михаил Львович Лидов — яркое имя в космической науке” / Ред. Вашковьяк М.А. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2016. С. 9—38.
- 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.)
- Кузнецов Э.Д., Захарова П.Е., Гламазда Д.В., Шагабутдинов А.И., Кудрявцев С.О.* Особенности орбитальной эволюции спутников Земли, обладающих большой парусностью, в окрестности резонансов низких порядков // Вестн. сибир. гос. аэрокосмич. университета им. акад. М.Ф. Решетнева. 2011. Вып. 6(39). С. 148—151.

- Кузнецов Э.Д., Захарова П.Е., Гламазда Д.В., Шагабутдинов А.И., Кудрявцев С.О.* О влиянии светового давления на орбитальную эволюцию объектов, движущихся в окрестности резонансов низких порядков // *Астрон. вестн.* 2012. Т. 46. № 6. С. 480–488. (*Kuznetsov E.D., Zakharova P.E., Glamazda D.V., Shagabutdinov A.I., Kudryavtsev S.O.* Light pressure effect on the orbital evolution of objects moving in the neighborhood of low-order resonances // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 6. P. 442–449.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094612050073>
- 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.)
<https://doi.org/10.7868/S0320930X14060048>
- Лидов М.Л.* Эволюция искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений от внешнего тела // *Искусственные спутники Земли.* 1961. Т. 8. С. 5–45.
- Морбиделли А.* Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы. М.—Ижевск: Ин-т компьютерных исследований, 2014. 432 с.
- Мюррей К., Дермотт С.* Динамика Солнечной системы. М.: Физматлит, 2010. 588 с.
- Прохоренко В.И.* Долговременная эволюция орбит ИСЗ под влиянием гравитационных возмущений, обусловленных сжатием Земли, с учетом возмущений от третьих тел // *Изв. вузов. Физика.* 2006. № 2. С. 63–73.
- Томилова И.В., Бордовицына Т.В., Красавин Д.С.* Динамическая структура орбитального пространства ГЛОНАСС и GPS. Проблема утилизации отработавших объектов // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 5. С. 463–478. (*Tomilova I.V., Bordovitsyna T.V., Krasavin D.S.* Dynamic Structure of the GLONASS and GPS Orbital Space: Problem of Disposal of Retired Objects // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 5. P. 450–465.)
- Томилова И.В., Блинкова Е.В., Бордовицына Т.В.* Особенности динамики объектов, движущихся в окрестности резонанса 1 : 3 с вращением Земли // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. № 5. С. 323–338 (*Tomilova I.V., Blinkova E.V., Bordovitsyna T.V.* Features of the Dynamics of Objects Moving in the Neighborhood of the 1:3 Resonance with the Earth’s Rotation // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 5. P. 1–15.)
- Томилова И.В., Красавин Д.С., Бордовицына Т.В.* Динамическая структура околоземного орбитального пространства в области резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли // *Астрон. вестн.* 2021 (в печати).
- Allan R.R.* Resonance effects due to the longitude dependence of the gravitational field of a rotating primary // *Planet. and Space Sci.* 1967a. V. 15. P. 53–76.
- Allan R.R.* Satellites resonance with the longitude dependent gravity. II. Effects involving the eccentricity // *Planet. and Space Sci.* 1967b. V. 15. P. 1829–1845.
- Breiter S.* On the coupling of lunisolar resonances for Earth satellite orbits // *Celest. Mech. Dyn. Astron.* 2001a. V. 80. P. 1–20.
- Breiter S.* Lunisolar resonances revisited // *Celest. Mech. Dyn. Astron.* 2001b. V. 81. P. 81–91.
- Chao C., Gick R.* Long-term evolution of navigation satellite orbits // *Adv. Space Res.* 2004. V. 34. P. 1221–1226.
- Cincotta P.M., Simó C.* Simple tools to study global dynamics in non-axisymmetric galactic potentials – I // *Astron. and Astrophys. Suppl.* 2000. V. 147. P. 205–228.
- Cincotta P.M., Girdano C.M., Simo C.* Phase space structure of multi-dimensional systems by means of the mean exponential growth factor of nearby orbits // *Physica D.* 2003. V. 182. P. 151–178.
- Cook G.E.* Luni-Solar Perturbations of the Orbit of an Earth Satellite // *Geophys. J.* 1962. V. 6. № 3. P. 271–291.
- Daquin J., Rosengren A.J., Alessi E.M., Deleflie F., Valsecchi G.B., Rossi A.* The dynamical structure of the MEO region: long-term stability, chaos, and transport // *Celest. Mech. Dyn. Astron.* 2016. V. 124(4). P. 335–366.
- Gedeon G.S.* Tesseral Resonance Effects on Satellite Orbits // *Celest. Mech.* 1969. V. 1. P. 167–189.
- Hughes S.* Earth satellite orbits with resonant lunisolar perturbations, I. Resonances dependent only on inclination // *Proc. Roy. Soc. Lond.* 1980. A 372. P. 243–264.
- Hughes S.* Earth satellite orbits with resonant lunisolar perturbations, II. Some resonances dependent on the semi-major axis, eccentricity and inclination // *Proc. Roy. Soc. Lond.* 1981. A 375. P. 379–396.
- Kozai Y.* Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity // *Astron. J.* 1962. V. 67. P. 591–598.
- Lidov M.L., Yarskaya M.V.* Integrable Cases in the Problem of the Evolution of a Satellite Orbit under the Joint Effect of an Outside Bode and Noncentrality of the Planetary Field // *Cosmic. Res.* 1974. V. 12. № 2. P. 139–152.
- Rossi A.* Resonant dynamics of Medium Earth Orbits: space debris // *Celest. Mech. Dyn. Astr.* 2008. V. 100 P. 267–286.
- Shevchenko I.* The Lidov-Kozai effect – Applications in exoplanet research and dynamical astronomy. 2017. Doi <https://doi.org/10.1007/978-3-319-43522-0>
- Sochilina A.S.* On the motion of a satellite in resonance with its rotating planet // *Celest. Mech.* 1982. V. 26. P. 337–352.
- 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. № 7. P. 1509–1526.

ИГОРЬ СТАНИСЛАВОВИЧ ВЕСЕЛОВСКИЙ (17.12.1940–30.12.2020)

Ушел из жизни Игорь Станиславович Веселовский, доктор физ.-мат. наук, профессор Московского государственного университета, крупный специалист в области физики космической плазмы, многолетний член редколлегии нашего журнала. Выпускник Московского физико-технического института, Игорь Станиславович связал большую часть своей жизни с Научно-исследовательским институтом ядерной физики (НИИЯФ) МГУ им. М.В. Ломоносова, в котором он проработал свыше полувека. И.С. Веселовский внес большой вклад в изучение физики Солнца, гелиосферы, магнитосферы Земли и солнечно-земных связей. Полученные им наиболее важные результаты относятся к теории рекомбинации электронов и ионов в частично ионизованной плазме, кинетической теории динамических плазменных процессов в атмосфере Солнца и солнечном ветре, к теоретическому моделированию межпланетного магнитного поля и развитию методов безразмерного масштабного анализа в космической плазме. Начиная с 1970 г. И.С. Веселовский вел преподавательскую работу, читая курсы лекций для студентов и аспирантов кафедры физики космоса физического факультета МГУ; подготовил несколько кандидатов наук, написал учебное пособие «Физика межпланетного и околоземного космического пространства». Игорь Станиславович — автор многочисленных научных публикаций, среди которых около 200 статей и две моно-

графии. На протяжении всей своей жизни в науке он активно сотрудничал с учеными как отечественных, так и зарубежных научных центров, включая ученых США, Бельгии, Франции; преподавал в Международном центре теоретической физики в Триесте (Италия) и в университете г. Тукуман (Аргентина). Игорь Станиславович Веселовский был сопредседателем секции «Солнечный ветер и межпланетное магнитное поле» Международной ассоциации геомагнетизма и аэронауки (1991–1999), председателем секции «Межпланетная среда» и членом бюро совета РАН «Солнце–Земля», членом Национальной комиссии по геомагнетизму и аэронауки РАН. Ему было присвоено почетное звание «Заслуженный научный сотрудник Московского университета».

Свыше тридцати лет Игорь Станиславович был членом редакционной коллегии журнала «Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы». Его отличали принципиальность и требовательность в сочетании с доброжелательностью, что снискало ему глубокое уважение и авторитет среди членов редколлегии.

Память об Игоре Станиславовиче Веселовском, крупном ученом и замечательном человеке, навсегда сохранится в памяти его коллег и всех тех, кто с ним работал и общался.

Редакционная коллегия