

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 54, Номер 4, 2020

---

---

Микрометеороиды: поток на Луну и источник поступления летучих <i>Д. Д. Бадюков</i>	291
Гамма- и нейтронные спектрометры, предназначенные для установки на борт лунохода <i>М. Л. Литвак, Д. В. Головин, М. В. Дьячкова, Д. В. Калашников, А. С. Козырев, И. Г. Митрофанов, М. И. Мокроусов, А. Б. Санин, В. И. Третьяков</i>	302
Точность анализа элементного и изотопного состава реголита методом лазерной времяпролетной масс-спектрометрии в ходе планируемых миссий Луна–Глоб и Луна–Ресурс-1 <i>А. Е. Чумиков, В. С. Чепцов, Н. Г. Манагадзе</i>	317
Определение глобальных плотностных неоднородностей и напряжений внутри Луны <i>Н. А. Чуйкова, Л. П. Насонова, Т. Г. Максимова</i>	325
Динамическая структура околоземного орбитального пространства в области резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли <i>И. В. Томилова, Д. С. Красавин, Т. В. Бордовицына</i>	337
Адаптивные методы построения перелетов в системе Юпитера с выходом на орбиту спутника галилеевой Луны <i>Ю. Ф. Голубев, А. В. Грушевский, В. В. Корянов, С. М. Лавренов, А. Г. Тучин, Д. А. Тучин</i>	349
Об эволюции орбит во внешнем варианте ограниченной эллиптической двукратно осредненной задачи трех тел <i>М. А. Вашковьяк</i>	360
Оцифровка астронегативов пулковской стеклотеки: положения главных спутников Сатурна в период 1972–1982 годов в системе Gaia DR2 <i>М. Ю. Ховричев, Н. В. Нарижная, Т. А. Васильева, И. С. Измайлов, А. М. Куликова, Д. А. Биколова</i>	376

---

---



УДК 523.34-3/8

## МИКРОМЕТЕОРОИДЫ: ПОТОК НА ЛУНУ И ИСТОЧНИК ПОСТУПЛЕНИЯ ЛЕТУЧИХ

© 2020 г. Д. Д. Бадюков\*

*Институт геохимии и аналитической химии РАН (ГЕОХИ), Москва, Россия*

\*e-mail: badyukov@geokhi.ru

Поступила в редакцию 06.11.2019 г.

После доработки 26.12.2019 г.

Принята к публикации 02.03.2020 г.

Одним из возможных источников воды и других летучих, образующих отложения льда в затененных полярных областях Луны, является космическое вещество, поступающее как в виде комет и астероидов, так и космической пыли. В связи с этим нами был оценен вклад в поступление летучих компонентов в результате микрометеороидной бомбардировки. На основании оценок современного потока микрометеороидов на Землю и Луну был определен возможный диапазон скорости аккреции космической пыли на Луну, составляющий  $6.19 \times 10^{-13}$ – $14.74 \times 10^{-13}$  г м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. При среднем значении этой скорости масса выпадающих микрометеороидов равна общей массе космического вещества, поставляемого на Луну телами с размерами от 3-х метров до 4-х километров. Принимая во внимание, что основная масса (~90%) микрометеороидов представлена веществом, близким по составу классам СМ или С1 углистых хондритов, оценены количества выделяющейся воды и других компонентов и летучих элементов. Полученные значения близки к количеству воды, привносимому кометами.

**Ключевые слова:** Луна, микрометеороиды, летучие, поток микрометеороидов, дегазация, состав микрометеороидов

**DOI:** 10.31857/S0320930X20040027

### ВВЕДЕНИЕ

За последние 20 лет был получен ряд данных, неопровержимо свидетельствующих об обогащении некоторых районов поверхности Луны летучими компонентами, в основном H<sub>2</sub>O и OH группой. Такие данные были получены в ходе радарных исследований (Stacy и др., 1997), измерений потока эпитеpmальных нейтронов (Feldman и др., 2001) и спектроскопическими наблюдениями (Pieters и др., 2009; Clark, 2009; Hayne и др., 2015; Li и др., 2017). Присутствие воды и других летучих было установлено в искусственно созданном ударно-генерированном облаке выбросов из затененной области полярного кратера Кабео (Colaprete и др., 2010; Gladstone и др., 2010). В качестве источников воды на поверхности Луны полагаются реакции солнечных протонов и водорода с кислородом в силикатах и окислах поверхностных пород (Crider, Vondrak, 2002; Pieters и др., 2009; Zhu и др., 2019), эндогенные процессы (Saal и др., 2008; Needham, Kring, 2017) и космические тела (Шевченко, 1999; Ong и др., 2010; Svetsov, Shvalov, 2015). Обзор проблем присутствия и источников воды на Луне дан Базилевским и др. (2012).

Бомбардировка космическим веществом Луны формирует морфологию и геологическое строение внешней оболочки и обуславливает

контаминацию лунных пород привнесенным материалом. Состав падающих тел варьирует в широких пределах от чисто “каменных” – силикаты, металл, окислы и т.д. до кометных – смеси льдов летучих с тугоплавкими соединениями (Fulle и др., 2019). Присутствие этого космогенного вещества в лунных импактных брекчиях и реголите обуславливает в них высокое содержание сидерофильных элементов (Re, Os, Ir, Pt, Ni, Au и др.) по сравнению с пристоинными породами – анортозитами и базальтами (Morgan и др., 2001). Так, содержание Ir в пристоинных породах составляет <0.1 нг/г, тогда как в зрелом реголите, как правило, оно находится в диапазоне ~4–~45 нг/г (т.н. Lunar Sourcebook, 1991). Учитывая, что содержание Ir в углистых хондритах С1 составляет 460 нг/г, можно оценить содержание космического вещества для реголита в пересчете на массовую долю С1 примерно в 1–10%. Однако помимо трудно и умеренно летучих элементов, с этим космическим веществом поступают и летучие компоненты. Их высвобождение происходит в результате высоких температур, возникающих при высокоскоростном соударении. Мигрируя по поверхности Луны, летучие элементы и соединения, например H<sub>2</sub>O, попадая в области с низкими температурами, могут конденсироваться в твердые фазы в холодных ловушках с температурой ниже 110 К, на-

пример, в участках постоянной тени полярных областей (Watson и др., 1961; Crider, Vondrak, 2002).

Среди источников поставщиков космогенных летучих на Луну астероиды и кометы рассматриваются как основные (Ong и др., 2010; Базилевский и др., 2012). Однако вышеупомянутое содержание космогенного вещества в верхних слоях реголита связано также и с выпадением космической пыли, содержащей летучие компоненты в достаточно значительных количествах. Космическая пыль рассматривается в качестве источника предполагаемых полярных льдов на Меркурии (Moses и др., 1999). Измерения, выполненные с использованием Neutral Mass Spectrometer на борту космического аппарата (КА) Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer, показали периодические увеличения концентрации  $H_2O$  в лунной экзосфере, совпадающие по времени с пересечением Лунной метеорных потоков (Venna и др., 2019). Авторы трактуют эти всплески как результат дегазации поверхностного слоя реголита, обогащенного водой в результате бомбардировки относительно крупными ударниками массами от 0.15 г до 1 т, а поступление воды с более мелкими частицами предполагается ничтожным. Однако установлено, что масса, доставляемая на Землю такими крупными телами, составляет менее 1% от массы выпадающей космической пыли (см., например, Taylor и др., 2012). В связи с этим представляется важным сравнить поступление массы выпадающих микрометеороидов и более крупных тел. Учитывая вышеизложенное, в данной работе нами была проведена оценка скоростей аккреции микрометеороидов и накопления космогенных летучих компонентов, которые поступают на Луну в результате такой бомбардировки.

### ПОТОК МИКРОМЕТЕОРОИДОВ НА ЗЕМЛЮ И ЛУНУ

Оценка скорости аккреции космической пыли на Луну может быть выполнена с помощью двух подходов. Первый подход является косвенным и заключается в определении потока частиц на поверхность Земли и пересчете этой величины на поверхность Луны с учетом ее меньшей гравитирующей массы. Второй подход является более прямым и основан на: а) подсчете микрократеров на поверхности лунных пород с известным временем экспозиции и пересчет размеров микрократеров на массы создавших их ударников и б) определений скорости бомбардировки космических аппаратов, находящихся вблизи Луны, с использованием как активных датчиков, так и пассивных регистраторов — например, иллюминаторов КА Apollo (Grun и др., 1985). Рассмотрим последовательно эти два подхода.

Космическая пыль поступает на Землю в виде частиц размером от ~1 мкм до 1–2 мм и, соответственно, весом примерно от  $10^{-12}$  до  $10^{-4}$  кг

(Genge и др., 2008). Оценки потока космической пыли на Землю колеблются в широких пределах, различаясь в зависимости от используемых методов (измерения в космическом пространстве, радиарные измерения, определение содержания космогенных элементов во льдах и океанических осадках) примерно в 50 раз (Plane, 2012). Прямые и достаточно надежные измерения потока космической пыли вблизи Земли были получены в результате спутникового эксперимента LDEF (Love, Brownlee, 1993). Для этого определялось число микрократеров, приходящихся на единицу площади, и их размеры на пластинах, экспонированных на околоземном спутнике в течение 5.77 лет. Размеры кратеров пересчитывались на массы ударников с использованием полуэмпирического уравнения, что дало значение потока равное  $2.50 \times 10^{-12} \pm 1.25 \times 10^{-12}$  г на  $m^2$  за  $c^{-1}$ . Дифференцирование кумулятивной кривой потока масс как

$$-mdN/dlgm$$

позволяет получить кривую распределения потока по массам (Fig. 4, Love, Brownlee, 1993), которая дает несколько отличающееся значение от вышеприведенного  $1.96 \times 10^{-12}$  г  $m^{-2}$   $c^{-1}$ . Проведенная калибровка зависимости размер кратера — диаметр ударника, основанная на данных Love и Brownlee (1993) с использованием численного моделирования процессов кратерообразования (Cremonese и др., 2012), показала, что скорость аккреции составляет  $6.34 \times 10^{-13}$  г  $m^{-2}$   $c^{-1}$  для частиц из пояса астероидов, что в ~4 раза меньше предыдущей оценки (Love, Brownlee, 1993). Следует отметить, что в данной работе в расчетах использовались ударники с пористостью 25% для астероидных частиц. Однако непереплавленные микрометеориты, как крупно, так и мелкозернистые, обладают значительно более низкой пористостью, колеблющейся от 0 до 12% (Kohout и др., 2014). Последнее значение характерно для гидроксилсодержащих микрометеоритов и может быть связано с частичным разложением водосодержащих силикатов при нагреве в ходе пролета через атмосферу и образованием пор и трещин усыхания (Suttle и др., 2019). Нами предполагается, что используемая высокая пористость частиц в расчетах (Cremonese и др., 2012) может приводить к заниженным величинам масс ударников и, соответственно, к более низким значениям потока.

Космическое вещество по сравнению с земными породами резко обогащено элементами платиновой группы и отличным от земного отношения  $^{187}Os/^{186}Os$ , что дает возможность определять содержание тонкодисперсной космогенной компоненты в осадочных породах. По данным для глубоководных океанических осадков, накопившихся в течение последних 80 млн лет, было получено, что скорость аккреции за это время составила  $1.82 \times 10^{-12} \pm 9.08 \times 10^{-13}$  г  $m^{-2}$   $c^{-1}$  (Peucker-Ehrenbrink, 1996; Peucker-Ehrenbrink, Ravizza,

**Таблица 1.** Полученные значения потоков микрометеороидов ( $10^{-13}$  г м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>) на Землю и Луну

Использованные данные	Земля	Луна
Love, Brownlee, 1993	24.8 ± 12.4	16.8 ± 8.41
Peucker-Ehrenbrink, 1996	19.3 ± 9.64	13.1 ± 6.31
Cremonese и др., 2012	6.34 ± 0.09	4.29 ± 0.06
Taylor и др., 1998*	9.76 ± 1.84	6.60 ± 1.24
Yada и др., 2004*	27.4 ± 16.1	18.6 ± 10.9
Grun и др., 1985	—	5.65 ± 2.82
Адаптированная кривая (см. текст)	—	8.21 ± 4.11

Примечание. \* – учет потерь на испарение проводился по данным Carrillo-Sánchez и др. (2016).

2000). Это значение прекрасно согласуется с результатами эксперимента LDEF (Love, Brownlee, 1993).

Для определения потока космической пыли также может быть использована скорость накопления переплавленных микрометеоритов или, что то же самое, космических сферул. При пролете через атмосферу часть микрометеороидов преобразуется в космические сферулы вследствие сильного нагрева, приводящего к дегазации, плавлению и частичному или полному испарению вещества. Очевидно, что в результате испарения масса поступающих космических сферул меньше исходной массы микрометеороидов. Численное моделирование показывает, что такая потеря массы составляет около 90% (Carrillo-Sánchez и др., 2016), что хорошо согласуется с экспериментальными данными по испарению частиц углистого CM-хондрита (Gómez Martín и др., 2017). Скорость аккреции космических сферул по разным измерениям варьирует от  $(9.95 \pm 1.87) \times 10^{-14}$  г м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> (Taylor и др., 1998) до  $(2.80 \pm 1.64) \times 10^{-13}$  г м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> (Yada и др., 2004). Учет потери исходной массы микрометеороидов дает скорости их аккреции  $(9.76 \pm 1.84) \times 10^{-13}$  и  $(2.74 \pm 1.61) \times 10^{-12}$  г м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, что соответствует вышеприведенным оценкам. Для безатмосферных тел скорость накопления космической пыли в реголите равна ее потоку.

Показано, что отношение потока космических тел на Луну  $F_M$  к их потоку на Землю  $F_E$  лежит в диапазоне 0.055–0.045 (Stuart, Binzel, 2004). При пересчете на единицу площади  $F_M = (0.61–0.75)F_E$ . Далее, принимая во внимание меньший гравитационный фокусирующий фактор для Луны по сравнению с Землей, поток на Луну  $F_M$  выражается как (Cremonese и др., 2013)

$$F_M = F_E v_M^2 / v_E^2,$$

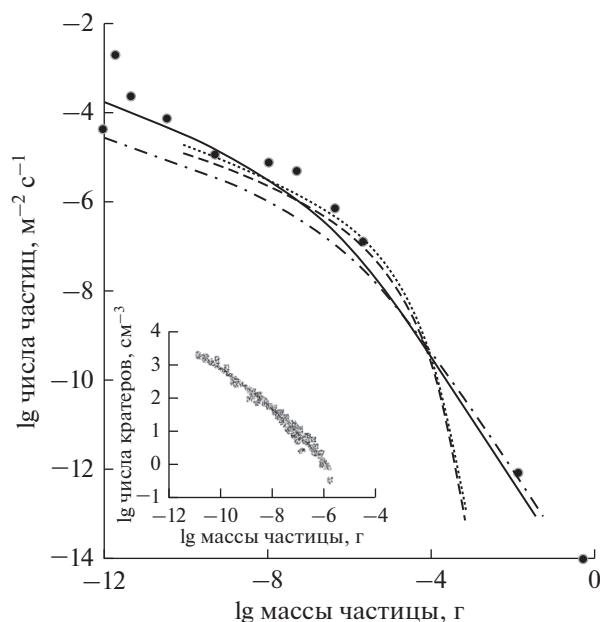
где  $F_E$  – поток космических тел на Землю, а  $v_M$  и  $v_E$  – их средние скорости выпадения на Луну и Землю, равные соответственно 17.2 и 19.1 км/с (Wegner, Ivanov, 2015). Тогда, согласно вышеприведенному выражению, отношение  $F_M/F_E$  составляет 0.81. Таким образом, оценки отношения

$F_M/F_E$  находятся в диапазоне 0.6–0.8 при среднем значении 0.7, которое мы и будем использовать в дальнейшем. При этом полагается, что эффект экранирования Землей выпадающей пыли пренебрежимо мал (Cremonese и др., 2013), а сам поток изотропен (т.е. не зависит от широты).

Пересчитывая на Луну вышеприведенные оценки скоростей аккреции космической пыли на Землю, можно получить, что диапазон значений  $F_M$  простирается (табл. 1) от  $1.86 \times 10^{-12}$  (максимальная оценка с использованием данных работы Yada и др., 2004) до  $4.29 \times 10^{-13}$  г м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> (минимальная оценка с использованием данных работы Cremonese и др., (2012)), различаясь таким образом примерно в 4 раза.

Более прямой подход заключается в использовании кумулятивных кривых потока (рис. 1), полученных в ходе различных экспериментов с датчиками – регистраторами микрометеороидной бомбардировки на КА и подсчета микрометеороидных повреждений на поверхностях КА серии Apollo (Grun и др., 1985).

Также для определения потока использовалось количество микрократеров, образованных на поверхностях обломков лунных пород, и их распределение по размерам (Fechtig и др., 1974). Возраст экспозиции поверхности обломков в данном случае определялся трековым методом. Сравнение потоков по данным КА и по кратерной статистике показало меньшие значения для последнего случая. Это может быть объяснено как запыленностью поверхности обломков, так и повышенным возрастом экспозиции вследствие интенсивных солнечных вспышек. Использование кумулятивной кривой потока частиц, полученной для КА (Grun и др., 1985) дает значение потока частиц  $5.65 \times 10^{-13}$  г м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Однако приведенная кумулятивная кривая (Grun и др., 1985) имеет “седло” в диапазоне масс частиц от  $10^{-6}$  до  $10^{-12}$  г, тогда как кумулятивные кривые распределения масс частиц в окрестностях Земли (Love, Brownlee, 1993) и распределение диаметров кратеров по поверхностям обломков лунных пород (Neukum, 1973) и, соответственно, массы микрометеороидов, характеризуются гладкой выпуклой

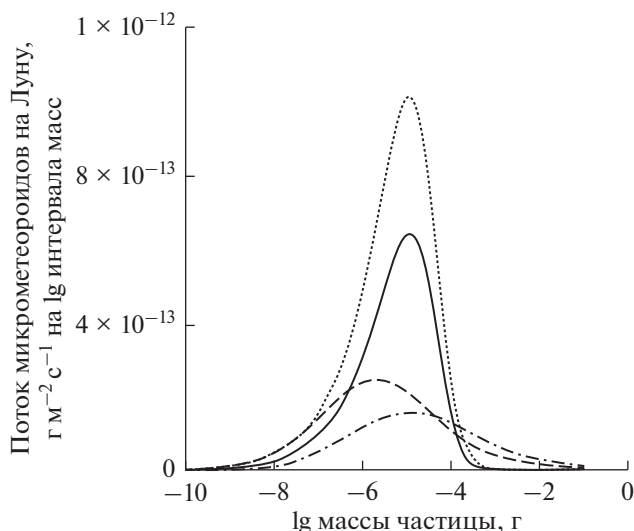


**Рис. 1.** Кумулятивные кривые для различных оценок скоростей аккреции микрометеороидов на Землю и Луну. Точечная линия – Земля (Love, Brownlee, 1998); штриховая линия – Луна с использованием кривой Love, Brownlee (1998); штрих-пунктирная линия – Луна (Lunar Sourcebook, 1991); сплошная линия – кривая для данных, полученных с использованием микрократеров на лунных породах и КА (Grün и др., 1985). На врезке показана кумулятивная кривая для поверхностей лунных пород (Neukum, 1973).

кривой. Поэтому мы адаптировали эту форму кривой с учетом кривой скорости аккреции частиц, полученной в результате экспериментов на КА (рис. 1).

Распределения потока по логарифмам интервалов масс аккрецирующих частиц, полученных численным дифференцированием кумулятивных кривых (рис. 1), приведены на рис. 2. Они характеризуются хорошо выраженным максимумом в диапазоне  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  г, что соответствует размерам частиц примерно от 0.1 до 0.2 мм (рис. 2). Следует отметить, что скорость выпадения частиц с массами  $<10^{-9}$  г или размером  $<10$  мкм ничтожно мала и составляет 0.2% от общей выпадающей массы микрометеороидов. Резкое уменьшение потока также происходит для частиц массой  $>1$  мг или  $>1$  мм в диаметре.

Вышеприведенные оценки потоков космической пыли на Луну, полученные различными методами, различаются примерно в 4 раза. Сопоставляя их (рис. 3, табл. 1), можно выделить две группы – относительно высокие и низкие, рубежом между которыми служит значение потока  $F_M = 10^{-12}$  г м $^{-2}$  с $^{-1}$ . Соответственно этому, усредняя значения потоков в этих двух группах, мы принимаем, что реальный поток ММ на Луну будет лежать в



**Рис. 2.** Кривые распределения различных оценок микрометеоритных потоков на Луну в зависимости от массы частиц. Сплошная линия получена пересчетом данных Love, Brownlee (1998); штриховая линия – адаптированная кумулятивная кривая по Grün и др. (1985); штрих-пунктирная линия – по Lunar Sourcebook (1991); для сравнения показана кривая распределения для Земли (Love, Brownlee, 1998, точечная линия).

диапазоне  $6.19 \times 10^{-13}$ – $14.74 \times 10^{-13}$  г м $^{-2}$  с $^{-1}$  со средним значением  $9.86 \times 10^{-13}$  г м $^{-2}$  с $^{-1}$ .

### СРАВНЕНИЕ СКОРОСТЕЙ АККРЕЦИИ КРАТЕРООБРАЗУЮЩИХ ТЕЛ И МИКРОМЕТЕОРИТОВ

Представляется интересным сопоставить скорость привноса космического материала на лунную поверхность, поставляемого крупными кратерообразующими телами и космической пылью. Поток тел метеороидного размера, т.е. тел размером не более первых десятков метров, как это было показано (Genge и др., 2008), составляет менее 1% от потока микрометеоритов, и, соответственно, его вклад в космогенную фракцию лунного грунта практически незаметен. С другой стороны, принято считать, что основная масса космогенного материала на Луну поступает с крупными телами и именно они являются ответственными за основную массу экзогенных летучих, накапливающихся в затененных участках кратеров на полярных областях (Базилевский и др., 2012; Ong и др., 2010). Используя данные по кумулятивному потоку крупных тел на Луну (Werner и др., 2002; Melosh, 1989), можно рассчитать дифференциальный поток кратерообразующих тел (рис. 4), из которого следует, что основная масса космогенного вещества приносится телами примерно 10 км диаметра, образующих кратеры диаметром 120 км. При расчетах принималась, что плотность тел равна 2.7 г/см $^3$ . Скорость аккреции более мелких тел

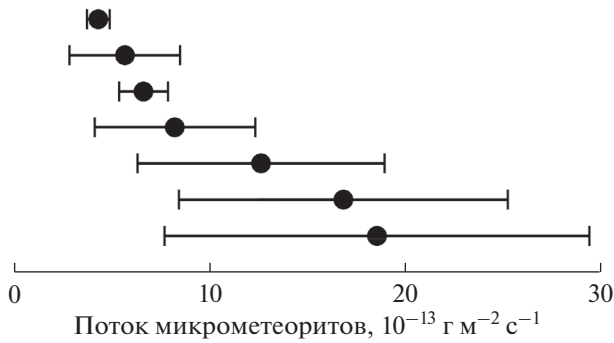


Рис. 3. Сравнение полученных оценок потоков микрометеоритов на Луну по данным табл. 1. Горизонтальные линии – приведенные в таблице ошибки.

резко падает от этого значения. Интегрируя кривую распределения крупных кратерообразующих тел (рис. 4), получим, что масса привносимого вещества телами в диапазоне диаметров от 3 м до 3.8 км, соответствует массе вещества, поступающего в виде микрометеороидов, при значении их потока  $10^{-12} \text{ г м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Следовательно, при подсчете общего баланса поступающего космического вещества на Луну, равно как и на Землю, необходим учет микрометеороидного потока космогенного вещества.

### КОМПОНЕНТЫ МИКРОМЕТЕОРОИДНОГО ПОТОКА

В настоящее время, насколько известно автору, в лунном грунте не найдено ни одного сохранившегося микрометеорита, что, очевидно, связано с отсутствием атмосферы и, соответственно высокими скоростями соударения частиц. Высокоскоростная бомбардировка реголита микрочастицами приводит к деструкции, дегазации, плавлению и испарению как их самих, так и вещества мишени. В результате такой бомбардировки в реголите накапливаются как стеклянные сферулы, образующиеся при разбрызгивании расплава ударника и мишени, так и агглютинаты. Последние состоят из гетерогенного стекла, фрагментов минералов и пород и, иногда, железных глобул. В отличие от Луны атмосферный щит Земли тормозит микрометеороиды, что приводит к образованию различных типов частиц внеземного вещества – непереплавленных и шлаковидных микрометеоритов и космических сферул (рис. 5). Первые два типа полностью или отчасти сохраняют структурную и химическую специфику исходного материала, что позволяет выделить две разновидности – тонкозернистую и грубозернистую. По своему составу тонкозернистые ММ (рис. 5а; 5б) близки к таким классам углистых хондритов как СМ, С1 и СR, хотя и отличаются от них в деталях. Помимо этого, в антарктических коллекциях присутствуют ультрауглистые микрометеориты, обогащенные органическим веще-

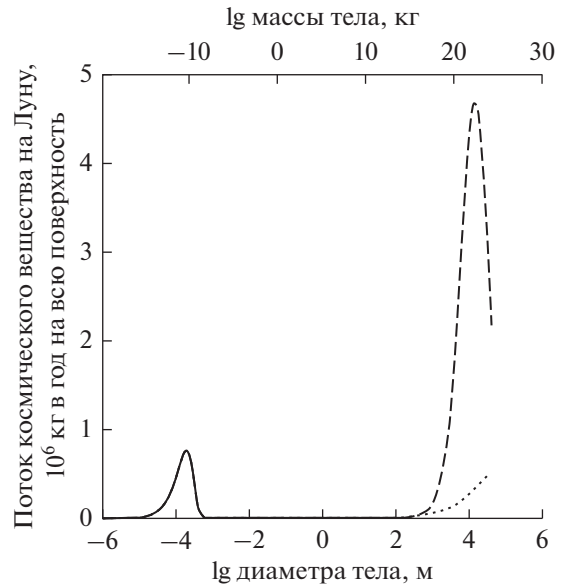
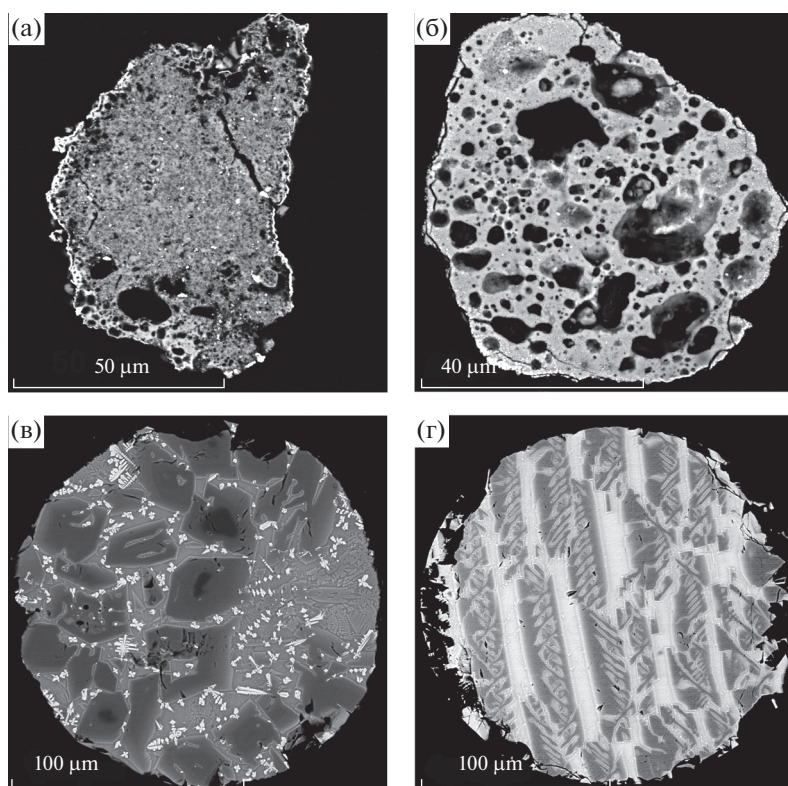


Рис. 4. Сопоставление скорости аккреции на Луну микрометеороидов (сплошная линия, рассчитанная по данным Love и Brownlee (1998)) и кратерообразующих тел (штриховая линия – по Werner и др. (2002)), точечная линия – по Melosh (1989).

ством, при этом общее содержание элементарного углерода в них составляет 22–58 мас. % (Dobrica и др., 2012). Тонкозернистые ММ преобладают в потоке микрометеороидов и относительно грубозернистых ММ, их содержание в несмещенной коллекции составляет 85% (Taylor и др., 2012). Поскольку по составу они близки к углистым хондритам, именно они содержат значительные количества летучих по сравнению с грубозернистыми разновидностями, состоящими из высокотемпературных фаз – оливина, пироксена, стекла и т.д. Было показано, что наиболее распространенные разновидности космических сферул, такие как с полосчатой и порфириковой структурами (рис. 5в; 5г), имеют своими предшественниками тонкозернистые ММ (Бадюков и др., 2018). Анализ антарктической коллекции ММ, собранной в скважине станции Южный Полус (Taylor и др., 2012), показал, что 90% всех ММ имеют предшественников, отвечающих по составу углистым хондритам. Учитывая достаточно широкий диапазон оценок потока ММ (табл. 1, рис. 3), в дальнейшем мы полагаем, что он нацело представлен веществом углистых хондритов (С1 и СМ).

Таким образом, исходя из этого, можно оценить в ММ содержание  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ , органического вещества и других компонентов, в частности летучих второстепенных и рассеянных элементов (табл. 2). Содержание связанной воды в различных С1 и СМ хондритах колеблется от 6 до 20 мас. % в среднем составляя 10 мас. %. Распространенность карбонатного углерода колеблется между 0.1 и 0.6 мас. %, тогда как содержание углерода, входящего в органические соединения, достигает первых мас. %.



**Рис. 5.** Изображения в обратно-рассеянных электронах полированных срезов типичных представителей тонкозернистых непереплавленных (а) и шлаковидных (б) и переплавленных микрометеоритов с порфировой и балочной структурами из Новоземельской коллекции автора (а) – частица NZ3-1-42; (б) – частица NZ3-1-154; (в) – частица NZ4-6-2; (г) – частица NZ4-6-1. Матрица непереплавленных микрометеоритов состоит из тонкозернистого вещества, близкого к веществу матрицы углистых хондритов. Степень нагрева при пролете в атмосфере возрастает от частицы (а) к частице (г).

Учитывая, что скорость аккреции микрометеороидов сравнима со скоростью аккреции более крупных тел, при выяснении источников экзогенных летучих на Луне необходимо принимать во внимание и выпадение космической пыли.

### ДЕГАЗАЦИЯ МИКРОМЕТЕОРОИДОВ

При высокоскоростном соударении частицы с мишенью возникает ударная волна, распространяющаяся как по веществу частицы, так и по веществу мишени. При сжатии в ударной волне вещество нагревается. После прохождения ударной волны (разгрузки) вещество остается нагретым до постударных температур, зависящих от пикового давления в ударной волне. На рис. 6 приведены рассчитанные пост-ударные температуры в зависимости от амплитуды ударной волны в плоско-волновом приближении с использованием ударных адиабат сплошного (Тубурцзу и др., 1991) серпентина и серпентина с пористостью 15% и SM2 хондрита (Murchison) с пористостью 17% (Anderson, Ahrens, 1998) и без пористости.

Расчет ударных адиабат (Тубурцзу и др., 1990) для пористого серпентина и сплошного SM хондрита проводился при коэффициенте Грюнайзена  $\gamma = 1.0$ . Принималось, что: а) изэнтропы разгруз-

ки совпадают с ударными адиабатами; б) теплоемкость серпентина соответствует теплоемкости железистого бертьерина (минерала подгруппы серпентина) и изменяется от 792 Дж/кг град при температуре 25°C до 1175 Дж/кг град при 500°C и выше (Bertoldi и др., 2005); в) теплоемкость SM хондритов соответствует теплоемкости бертьерина; г) дегидратация серпентина начинается при 300°C; д) энтальпия дегидратации равна 443.5 кДж/кг (Хитаров и др., 1967); содержание безводных минералов в метеорите Murchison составляет ~15 об. %, а матрица состоит из серпентина (Howard и др., 2011). Рассчитанные степени дегидратации пористого серпентина (рис. 7) достаточно хорошо соответствуют результатам ударно-волновых экспериментов (Тубурцзу и др., 1990), в которых дегидратация начинается в районе 7 ГПа (здесь и далее приводится давление в первой входящей волне) и достигает 100% при 17 ГПа, тогда как для сплошного серпентина в экспериментах начало дегидратации начинается при 11 ГПа и заканчивается при 31 ГПа, что меньше, чем результаты наших расчетов – 33 и 50 ГПа для начала и конца соответственно.

В ударно-волновых опытах по сохранению метеорита Murchison (Tomioka и др., 2007), проведенных также по схеме реверберации, полное разложение серпентина наблюдалось при давле-



**Таблица 2.** Содержание летучих компонентов и элементов в углистых CI и CM хондритах (Lodders, Fegley, 1998; Alexander и др., 2013) и рассчитанные выделившиеся их минимальные и максимальные количества в результате микрометеороидной бомбардировки Луны

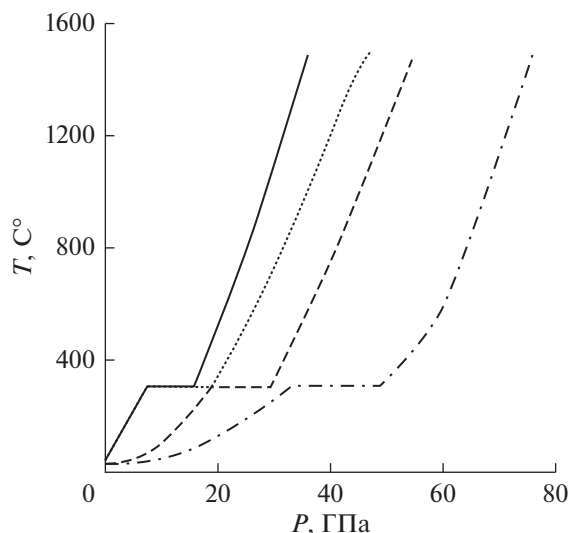
Соединение, элемент	Содержание в		Выделившееся количество, кг/год	
	CI	CM	минимальное	максимальное
H <sub>2</sub> O	10.8	9.5	70 300	190 000
CO <sub>2</sub>	0.66	0.64	4700	11 600
“C <sub>x</sub> H <sub>y</sub> O <sub>z</sub> ”	0.37	0.1	740	6500
S	5.41	2.7	10 000	4800
Na	5000	3900	1440	4400
B	0.87	0.48	0.18	0,77
F	60	38	14	53
Cl	700	430	160	610
Ag	200	160	0.06	0.18
Zn	315	180	66	280
Cd	690	420	0.15	0.61
In	80	50	0.02	0.07
Ga	9.8	7.6	2.8	8.6
Ge	33	26	9.6	29.0
As	1.85	1.8	0.70	1.63
Se	21	12	4.4	18.5
Br	3.5	3.0	1.1	3.1
Sn	1.70	0.79	0.29	1.50
Sb	135	130	0.05	0.12
Te	2.3	1.3	0.48	2.0
I	0.43	0.27	0.10	0.38
Cs	0.19	0.11	0.04	0.17
Hg	310		0.11	0.27
Tl	142	92	0.03	0.13
Pb	2.50	1.6	0.60	2.20
Bi	110	71	0.02	0.10

Примечание: а) минимальные и максимальные количества выделившихся летучих рассчитывались при минимальной оценке потока микрометеороидов  $6.19 \times 10^{-13} \text{ г м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  для CM хондритов и максимальной оценки потока микрометеороидов  $14.74 \times 10^{-13} \text{ г м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  для CI хондритов; б) “C<sub>x</sub>H<sub>y</sub>O<sub>z</sub>” – летучее органическое вещество, в) H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, “C<sub>x</sub>H<sub>y</sub>O<sub>z</sub>” и S в мас. %; Ag, Cd, In, Sb, Hg, Tl и Bi в нг/г, остальные в мкг/г.

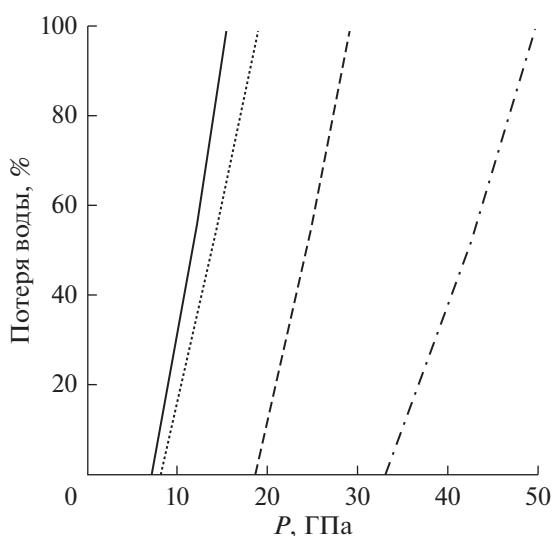
нии первой входящей волны 16 ГПа, что близко к нашим расчетам (15 ГПа). Приведенные на рис. 8 давления, возникающие при соударении частиц углистого хондрита, обладающих разными скоростями, с базальтовой и анортозитовой мишенями, показывают, что для полной дегидратации этих частиц углистого хондрита и серпентина (рис. 7) вполне достаточно скорости соударения 5 км/с. Используя распределение скоростей соударения космических тел с Луной (Ivanov, 2008), получим, что доля таких частиц составляет чуть менее 1%, что пренебрежимо мало по сравнению с ошибками потока. Таким образом, мы принимаем, что все гидроксилсодержащие частицы, выпадающие на Луну, испытывают дегазацию.

Пористость реголита также будет весьма способствовать развитию высоких температур в области соударения и, соответственно, дегазации

микрометеороидов, включающей в себя разложение карбонатов, в том числе и путем реакции с силикатным расплавом и выделение углеводородов. Достаточно сложно оценить полноту выделения таких летучих компонентов, как S, Hg и других летучих и умеренно летучих компонентов (табл. 2). Хотя температуры их выделения в чистом виде не слишком велики – десятки–первые сотни °С, однако они, как правило, входят в состав фаз, как, например, S в FeS, и, соответственно, для их улетучивания нужны более высокие температуры. Кроме того, области развития необходимых температур при соударении микрометеоритов весьма малы. Вследствие этого они должны быстро охлаждаться в результате излучения. Это накладывает определенные кинетические ограничения на полноту их улетучивания, оценить которую нам представляется весьма затруднительно. В связи с этим достаточно произ-



**Рис. 6.** Остаточные (постударные) температуры в зависимости от давления в ударной волне для метеорита Murchison (сплошная линия — для пористости 17%, штриховая линия — для сплошного вещества) и серпентина (точечная линия — для пористости 15%, штрих-пунктирная линия — для сплошного вещества). Горизонтальные участки обусловлены реакцией дегидратации серпентина.



**Рис. 7.** Потеря воды в зависимости от ударной нагрузки метеорита Murchison (сплошная линия — для пористости 17%, штриховая — для сплошного вещества) и серпентина (точечная линия — для пористости 15%, штрих-пунктирная линия — для сплошного вещества).

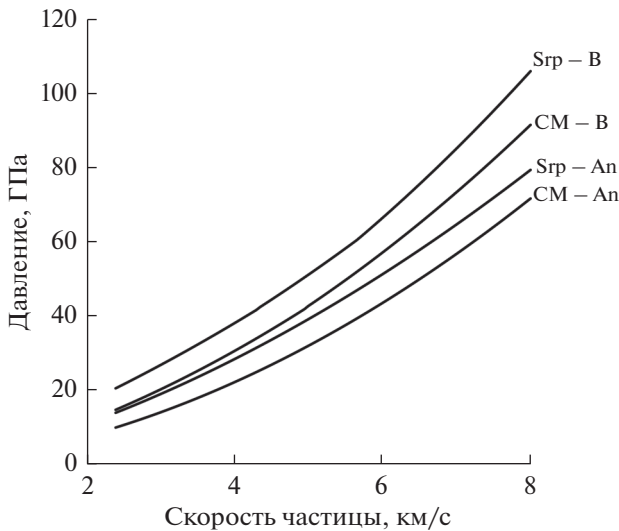
вольню мы принимаем степень потери таких элементов в результате удара микрометеорита в 50%.

### КОЛИЧЕСТВО ВЫДЕЛЯЮЩИХСЯ ЛЕТАЧИХ ПРИ МИКРОМЕТЕОРОИДНОЙ БОМБАРДИРОВКЕ

В табл. 2 приведены рассчитанные количества выделяющихся летучих при бомбардировке лун-

ной поверхности микрометеороидами. Естественно, что в образующемся при ударе паровом облаке будут происходить высокотемпературные реакции в его веществе, такие как диссоциация воды на водород и кислород,  $\text{CO}_2$  на  $\text{CO}$  и  $\text{O}_2$ , разложение органических соединений, образование соединений серы и т.д. Однако при этом следует учитывать и обратные реакции в расширяющемся облаке при его охлаждении, а также полноту протекания реакций, ограниченную малым временем его существования. При известной скорости истечения газа в вакуум (Зельдович, Райзер, 1966) можно посчитать, что облако пара, образующегося при соударении частицы углистого хондрита с содержанием  $\text{H}_2\text{O}$  10% и размером 0.2 мм со скоростью 15 км/с, расширяется до 10 см — т.е. до давления в нем 0.001 Торр — за 25 мкс. В связи с этим полагается, что в данном случае ролью высокотемпературных реакций среди летучих компонентов можно пренебречь, в отличие от крупных импактных событий, вызванных телами километровых размеров.

При истечении в лунную атмосферу внешняя оболочка газового плюма приобретает скорость, достаточную для улетаивания в космическое пространство. Численное моделирование соударений ледяных сфер с базальтовой мишенью показывает уменьшение количества остающегося водяного пара с ростом скорости ударников (Ong и др., 2010). Пользуясь этой зависимостью и рассчитывая распределение доли выпадающих на Луну частиц космической пыли по их скоростям (Cintala, 1992), можно получить, что количество удержанной на Луне воды составляет 60% от общей выделившейся воды. Таким образом, оценка общей массы остающейся микрометеороидной воды лежит в диапазоне 40–110 тонн на всю поверхность Луны в год. Расчеты поставляемого количества воды кометами дают относительно близкие значения нижней и верхней оценок удерживаемой воды, равных 12–390 т за год, тогда как количество воды, поставляемой астероидами, значительно больше и равно 2500 т за год (Ong и др., 2010) при среднем содержании воды в астероидах 2.2%. Однако оценка поступающей массы астероидной воды представляются нам несколько завышенными в связи с верхним пределом размера падающих тел, которые дают основной вклад в выпадающую массу. Так, для кометного потока принят максимальный размер тела, выпадающего в течении  $10^9$  лет, в 34 км, а для астероидного потока — в 99 км. В последнем случае вероятность такого события, согласно распределению Пуассона, равна  $\sim 0.2$ , что, впрочем, является хотя и малой, но ощутимой вероятностью. Однако падение крупных тел размером порядка 100 км должно сопровождаться образованием многокольцевых бассейнов возрастом моложе 1–2 млрд лет, которые, очевидно, отсутствуют. Кроме этого, не ясен состав потока астероидов. В метеоритном потоке углистые хондриты составляют 3.8% от общего



**Рис. 8.** Давления, возникающие при высокоскоростном соударении вещества метеорита Murchison (CM) и сплошного серпентина (Srp) с анортозитовой (An) и базальтовой (B) мишенями.

числа падений (Grady, 2000), тогда как остальные метеориты практически не содержат воды. С другой стороны, распространённость различных типов вещества в астероидном потоке могут отличаться от таковой для метеоритов, как это наблюдается для микрометеоритов.

Ловушками выделяющихся летучих служат участки кратеров в полярных областях, характеризующиеся постоянным затемнением, где температура поверхности не превышает 110 К и соответствует верхнему пределу стабильности льда (Базилевский и др., 2012 и ссылки там). В этих областях дистанционными методами надёжно показано присутствие воды или ОН группы. Наблюдаемые аномалии потока эпитегрмальных нейтронов в полярных областях Луны могут быть объяснены накоплением летучих компонентов, где содержание воды в реголите составляет первые проценты и может достигать порядка 10% (Feldman и др., 2001; Mitrofanov и др., 2010; Litvak и др., 2012; Sanin и др., 2017). Тогда количество накопившейся за 1 млрд лет воды, поступающей с микрометеороидами, непосредственно выпадающих в эти затемненные области, лежит в пределах 1–3 кг на м<sup>2</sup>.

Помимо воды, эти экзогенные льды будут содержать также значительные количества других летучих, например S в форме H<sub>2</sub>S и/или SO<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, органические соединения и другие соединения и элементы. Спектроскопические данные, полученные в ходе эксперимента по соударению топливной ступени аппарата LCROSS с отложениями кратера Кабео (Colaprete и др., 2010; Gladstone и др., 2010) показали, что в плюме выбросов присутствовало по меньшей мере 155 кг H<sub>2</sub>O, 26 кг H<sub>2</sub>S, 5 кг SO<sub>2</sub>, 70 кг CO, а также ощутимые

количества CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, углеводородов, метанола и других компонентов. Примечательной является высокая концентрация в реголите Hg, составляющая 1.2%. Это свидетельствует о том, что в данном случае такой состав реголита связан с его обогащением летучими космогенными компонентами. Можно предположить, что эти отложения также должны содержать определенные количества других элементов, таких, например, как As, Se, Br, Sn, Tl, Pb, Bi, Sb, Te, I, Cs и т.д. (табл. 2). Исходя из вышеизложенного, ощутимый вклад в состав ледяных отложений будет вносить космическая пыль наряду с астероидами и кометами.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные оценки потока микрометеороидов на Луну различаются примерно в 4 раза и лежат в пределах  $(4.29 \pm 0.06 - 18.6 \pm 10.9) \times 10^{-13} \text{ г м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Нам представляется, что как нижняя, так и верхняя границы либо недооценивают, либо переоценивают этот поток вследствие ряда факторов — таких, как ошибки в заложенных исходных данных или ошибок, возникающих в результате косвенных определений значения потока. В связи с этим усредняя данные группы как для низких значений потока, так и данные группы для высоких значений, мы принимаем, что микрометеороидный поток на Луну должен лежать в диапазоне  $(6.19 - 14.74) \times 10^{-13} \text{ г м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Несмотря на разброс оценок, поток частиц достаточно велик и сравним с потоком кратерообразующих тел диаметром менее 4 км, что, в общем-то, ранее недостаточно принималось во внимание при подсчете поступления космогенного вещества на планеты и спутники. Данные по составу земных микрометеоритов указывают на то, что они преимущественно сложены веществом углистых хондритов и соответственно вносят свой вклад в обогащение поверхности Луны и др. “сухих” тел летучими компонентами, сравнимым по масштабам с таким источником, как астероиды и кометы. Кроме H<sub>2</sub>O, CO, CO<sub>2</sub> и органических веществ, возможно отлагающихся во льдах затемненных участков полярных кратеров, космогенное вещество должно привносить в них и другие компоненты, в том числе различные формы серы и летучие металлы. В настоящее время разрабатываются проекты лунных баз, предполагающие использовать эту воду для жизнеобеспечения. Однако при этом необходимо учитывать то, что льды должны проходить очистку. С другой стороны, эти льды могут служить источником ряда элементов, пригодных для использования в различных целях. Все это делает актуальным изучение этих отложений как непосредственно на месте, так и возврат их на Землю для лабораторных исследований.

Автор выражает признательность А.Т. Базилевскому и Б.А. Иванову, чьи замечания позволили существенно улучшить качество статьи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бадюков Д.Д., Брандштеттер Ф., Тона Д. Тонкозернистые шлаковидные и непереплавленные микрометеориты: их источники и связь с космическими сферами // Геохимия. 2018. № 11. С. 1026–1039.
- Базилевский А.Т., Абрахимов А.М., Дорощева В.А. Вода и другие летучие на Луне (обзор) // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 2. С. 99–118. (Basilevsky A.T., Abdrakhimov A.M., Dorosheva V.A. Water and other volatiles on the moon: a review // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 2. P. 89–107.)
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- Хитаров Н.И., Леонидов В.Я., Пугин В.А. Процесс серпентинизации и связанные с ним вопросы // Проблемы кристаллохимии минералов и эндогенного минералообразования. Л.: Наука, 1967. С. 194–210.
- Шевченко В.В. О кометном происхождении лунного льда // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. № 5. С. 400–408. (Shevchenko V.V. On the Cometary Origin of the Lunar Ice // Sol. Syst. Res. 1999. V. 33. № 5. P. 400–408.)
- Alexander C.M.O.D., Howard K.T., Bowden R., Fogel M.L. The classification of CM and CR chondrites using bulk H, C and N abundances and isotopic compositions // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2013. V. 123. P. 244–260.
- Anderson W.W., Ahrens T.J. Shock wave equations of state of chondritic meteorites // AIP Conf. Proc. 1998. V. 429. P. 115–118. <https://doi.org/10.1063/1.55475>
- Benna M., Hurley D., Stubbs T., Mahaffy P., Elphic R. Lunar soil hydration constrained by exospheric water liberated by meteoroid impacts // Nat. Geosci. 2019. V. 12. P. 333–338.
- Bertoldi C., Dachs E., Cemic L., Theye T., Wirth R., Groger W. The heat capacity of the serpentine subgroup mineral berthierine ( $\text{Fe}_{2.5}\text{Al}_{0.5}$ )[ $\text{Si}_{1.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_5$ ](OH)<sub>4</sub> // Clays and Clay Minerals. 2005. V. 53. № 4. P. 380–388.
- Carrillo-Sánchez J.D., Nesvorný D., Pokorný P., Janches D., Plane J.M.C. Sources of cosmic dust in the Earth's atmosphere // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 11.979–11.986.
- Cintala M.J. Impact-induced thermal effects in the lunar and mercurian regoliths // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. (E1). P. 947–973.
- Clark R.N. Detection of adsorbed water and hydroxyl on the Moon // Science. 2009. V. 326. P. 562–564.
- Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., Ennico K., Hermalyin B., Marshall W., Ricco A., Elphic R.C., Goldstein D., Summy D., Bart G.D., Asphaug E., Korycansky D., Landis D., Sollitt L. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. P. 463–468.
- Cremonese G., Borin P., Martellato E., Marzari F., Bruno M. New calibration of the micrometeoroid flux on Earth // Astrophys. J. Lett. 2012. V. 749. Iss. 2. article id. L40, 4 p.
- Cremonese G., Borin P., Lucchetti A., Marzari F., Bruno M. Micrometeoroids flux on the Moon // Astron. and Astrophys. 2013. V. 551. A27. 4 p.
- Crider D.H., Vondrak R.R. Hydrogen migration to the lunar poles by solar wind bombardment of the Moon // Adv. Space Res. 2002. V. 30. P. 1869–1874.
- Dobričá E., Engrand C., Leroux H., Rouzaud J.-N., Duprat J. Transmission electron microscopy of CONCORDIA ultracarbonaceous antarctic micrometeorites (UCAMMs): Mineralogical properties // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2012. V. 76. P. 68–82.
- Fechtig H., Hartung J.B., Nagel K., Neukum G., Storzer D. Lunar microcrater studies, derived meteoroid fluxes, and comparison with satellite-borne experiments // Proc. Fifth Lunar Conf. Suppl. 5. Geochim. et Cosmochim. Acta. 1974. V. 3. P. 2463–2474.
- Feldman W.C., Maurice S., Lawrence D.J., Little R.C., Lawson S.L., Gasnault O., Wiens R.C., Barraclough B.L., Elphic R.C., Prettyman T.H., Steinberg J.T., Binder A.B. Evidence for water ice near the lunar poles // J. Geophys. Res. 2001. V. 106 (E10). P. 23231–23251.
- 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.
- Genge M.J., Engrand C., Gounelle M., Taylor S. The classification of micrometeorites // Meteorit. and Planet. Sci. 2008. V. 43. P. 497–515
- Gladstone G.R., Hurley D.M., Retherford K.D., Feldman P.D., Pryor W.R., Chaufray J., Versteeg M., Greathouse T.K., Steffl A.J., Throop H., Parker J.Wm., Kaufmann D.E., Egan A.F., Davis M.W., Slater D.C., Mukherjee J., Miles P.F., Hendrix A.R., Colaprete A., Stern S.A. LRO-LAMP observations of the LCROSS impact plume // Science. 2010. V. 330. P. 472–476.
- Gómez Martín J.C., Bones D.L., Carrillo-Sánchez J.D., James A.D., Trigo-Rodríguez J.M., Fegley Jr.B., Plane J.M.C. Novel experimental simulations of the atmospheric injection of meteoric metals // Astrophys. J. 2017. V. 836. article id. 212, 26 p.
- Grady M.M. Catalogue of meteorites // 5th ed. Cambridge: Univ. Press, 2000. 689 p.
- Grun E., Zook H.A., Fechtig H., Giese R.H. Collisional balance of the meteoritic complex // Icarus. 1985. V. 62. P. 244–272.
- Hayne P.O., Hendrix A., Sefion-Nash E., Siegler M.A., Lucey P.G., Retherford K.D., Williams J.-P., Greenhagen B.T., Paige D.A. Evidence for exposed water ice in the Moon's south polar regions from Lunar Reconnaissance Orbiter ultraviolet albedo and temperature measurements // Icarus. 2015. V. 255. P. 58–69.
- Howard K.T., Benedix G.K., Bland P.A., Cressey G. CM chondrites by X-ray diffraction (PSD-XRD): Part 2. Degree, nature and settings of aqueous alteration // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2011. V. 75. P. 2735–2751.
- Ivanov B. Size-Frequency Distribution of Asteroids and Impact Craters: Estimates of Impact Rate // Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / Eds Adushkin V.V., Nemchinov I.V. Berlin: Springer, 2008. P. 91–116.
- Kohout T., Kallonen A., Suuronen J.-P., Rochette P., Hutzler A., Gattacceca J., Badjukov D.D., Skála R., Böhmová V., Čuda J. Density, porosity, mineralogy, and internal structure of cosmic dust and alteration of its properties during high-velocity atmospheric entry // Meteorit. and Planet. Sci. 2014. V. 49. P. 1157–1170.
- Li S., Milliken R.E., Lucey P.G., Fisher E. Possible detection of surface water ice in the Lunar polar regions using data from the Moon Mineralogy Mapper (M3) // 48th Lunar and Planetary Sci. Conf. 2017. The Woodlands. Texas. LPI Contribution No. 1964, id. 2505.
- Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A., Malakhov A., Boynton W.V., Chin G., Droege G., Evans L.G., Garvin J., Golovin D.V., Harshman K., McClanahan T.P., Mokrousov M.I., Mazarico E., Milikh G., Neumann G.,

- Sagdeev R., Smith D.E., Starr R., Zuber M.T.* Global maps of lunar neutron fluxes from the LEND instrument // *JGR: Planets*. 2012. V. 117(E12). P. E00H22
- Lodders K., Fegley B.* The planetary scientist's companion. New York: Oxford Univ. Press, 1998. QB601. L84. 392 p.
- Love S.G., Brownlee D.E.* A direct measurement of the terrestrial mass accretion rate of cosmic dust // *Science*. 1993. V. 262. P. 550–553.
- Lunar Sourcebook A user's guide to the Moon / Eds Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M. Cambridge Univ. Press, 1991. 736 p.
- Melosh H.J.* Impact cratering: a geologic process. New York, Oxford: Oxford Univ. Press, 1989. 254 p.
- Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., Chin G., Garvin J.B., Golovin D., Evans L.G., Harshman K., Kozyrev A.S., Litvak M.L., Malakhov A., Mazarico E., McClanahan T., Mikhlik G., Mokrousov M., Nandikotkur G., Neumann G.A., Nuzhdin I., Sagdeev R., Shevchenko V.* Hydrogen Mapping of the Lunar South Pole Using the LRO Neutron Detector Experiment LEND // *Science*. 2010. V. 330(6003). P. 483–486.
- Morgan J.W., Walker R.J., Brandon A.D., Horan M.F.* Siderophile elements in Earth's upper mantle and lunar breccias: Data synthesis suggests manifestations of the same late influx // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2001. V. 36. P. 1257–1276.
- Moses J.I., Rawlins K., Zahnle K., Dones L.* External sources of water for Mercury's putative ice deposits // *Icarus*. 1999. V. 137. P. 197–221.
- Needham D.H., Kring D.A.* Lunar volcanism produced a transient atmosphere around the ancient Moon // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2017. V. 478. P. 175–178.
- Neukum G.* Micrometeoroid flux, microcrater population development and erosion rates on lunar rocks and exposure ages of Apollo 16 rocks derived from crater statistics // *Lunar and Planet. Sci. Conf. (Abstract)*. 1973. Houston. Texas. V. 4. P. 558–559.
- Ong L., Asphaug E.I., Korycansky D., Coker R.F.* Volatile retention from cometary impacts on the Moon // *Icarus*. 2010. V. 207. P. 578–589.
- Peucker-Ehrenbrink B.* Accretion of extraterrestrial matter during the last 80 million years and its effect on the marine osmium isotope record // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1996. V. 60. P. 3187–3196.
- Peucker-Ehrenbrink B., Ravizza G.* The effects of sampling artifacts on cosmic dust flux estimates: A reevaluation of nonvolatile tracers (Os, Ir) // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2000. V. 64. P. 1965–1970.
- Pieters C.M., Goswami J.N., Clark R.N., Annadurai M., Boardman J., Buratti B., Combe J.-P., Dyar M.D., Green R., Head J.W., Hibbitts C., Hicks M., Isaacson P., Klima R., Kramer G., Kumar S., Livo E., Lundeen S., Malaret E., McCord T.* Character and spatial distribution of OH/H<sub>2</sub>O on the surface of the Moon seen by M3 on Chandrayaan1 // *Science*. 2009. V. 326. P. 568–572.
- Plane J.M.C.* Cosmic dust in the Earth's atmosphere // *Chem. Soc. Rev.* 2012. V. 41. P. 6507–6518.
- Saal A.E., Hauri E.H., Cascio M.L., van Orman J.A., Rutherford M.C., Cooper R.F.* Volatile content of lunar volcanic glasses and the presence of water in the Moon's interior // *Nature*. 2008. V. 454. P. 192–195.
- Sanin A.B., Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Bakhtin B.N., Bodnarik J.G., Boynton W.V., Chin G., Evans L.G., Harshman K., Fedosov F., Golovin D.V., Kozyrev A.S., Livengood T.A., Malakhov A.V., McClanahan T.P., Mokrousov M.I., Starr R.D., Sagdeev R.Z., Tret'yakov V.I., Vostrukhin A.A.* Hydrogen distribution in the lunar polar regions // *Icarus*. 2017. V. 283 P. 20–30.
- Stacy N.J.S., Campbell D.B., Ford P.G.* Arecibo radar mapping of the lunar poles: A search for ice deposits // *Science*. 1997. V. 276. P. 1527–1530.
- Stuart J.S., Binzel R.P.* Bias-corrected population, size distribution, and impact hazard for the near-Earth objects // *Icarus*. 2004. V. 170. P. 295–311.
- Suttle M.D., Genge M.J., Folco L., van Ginneken M., Lin Q., Russell S.S., Najorka J.* The atmospheric entry of fine-grained micrometeorites: The role of volatile gases in heating and fragmentation // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019. V. 54. P. 503–520.
- Svetsov V.V., Shuvalov V.V.* Water delivery to the Moon by asteroidal and cometary impacts // *Planet. and Space Sci.* 2015. V. 117. P. 444–452.
- Taylor S., Lever J.H., Harvey R.P.* Accretion rate of cosmic spherules measured at the South Pole // *Nature*. 1998. V. 392. P. 899–903.
- Taylor S., Matrajt G., Guan Y.* Fine – grained precursors dominate the micrometeorite flux // *Meteorit. Planet. Sci.* 2012. V. 47. P. 550–564.
- Tomioka N., Tomeoka K., Nakamura-Messenger K., Sekine T.* Heating effects of the matrix of experimentally shocked Murchison CM chondrite: Comparison with micrometeorites // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2007. V. 42. P. 19–30.
- Tyburczy J.A., Krishnamurthy R.V., Epstein S., Ahrens T.J.* Impact-induced devolatilization and hydrogen isotopic fractionation of serpentine: Implications for planetary accretion // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 1990. V. 98. P. 245–26.
- Tyburczy J.A., Duffy T.S., Ahrens T.J., Lange M.A.* Shock wave equation of state of serpentine to 150 GPa: Implications for the occurrence of water in the Earth's lower mantle // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. Bll. P. 18.011–18.027.
- Watson K., Murray B.C., Brown H.* The behavior of volatiles on the lunar surface // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66. P. 3033–3045.
- Werner S.C., Harris A.W., Neukum G., Ivanov B.A.* NOTE: The near-Earth asteroid size-frequency distribution: A snapshot of the lunar impactor size-frequency distribution // *Icarus*. 2002. V. 156. P. 287–290.
- Werner S.C., Ivanov B.A.* Exogenic Dynamics, Cratering, and Surface Ages // *Treatise on Geophysics (Second Edition)* / Ed. Schubert G. Oxford: Elsevier, 2015. Chapter 10.10. P. 327–365.
- Yada T., Nakamura T., Takaoka N., Noguchi T., Terada K., Yano H., Nakazawa T., Kojima H.* The global accretion rate of extraterrestrial materials in the last glacial period estimated from the abundance of micrometeorites in Antarctic glacier ice // *Earth, Planets and Space*. 2004. V. 56. P. 67–79.
- Zhu C., Crandall P.B., Gillis-Davis J.J., Ishii H.A., Bradley J.P., Corley L.M., Kaiser R.I.* Untangling the formation and liberation of water in the lunar regolith // *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 2019. V. 116(23). P. 11165–11170.

УДК 520.6

## ГАММА- И НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЕ ДЛЯ УСТАНОВКИ НА БОРТ ЛУНОХОДА

© 2020 г. М. Л. Литвак<sup>а,\*</sup>, Д. В. Головин<sup>а</sup>, М. В. Дьячкова<sup>а</sup>, Д. В. Калашников<sup>а</sup>, А. С. Козырев<sup>а</sup>,  
И. Г. Митрофанов<sup>а</sup>, М. И. Мокроусов<sup>а</sup>, А. Б. Санин<sup>а</sup>, В. И. Третьяков<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 29.11.2019 г.

После доработки 30.12.2019 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

В статье представлены научные задачи, описание и сравнение различных гамма- и нейтронных спектрометров, которые могут быть установлены на борт лунохода среднего класса массой до 100 кг. В качестве конкретного примера рассмотрена научная аппаратура, предложенная для будущей российской миссии Луна-Грунт, основной целью которой является доставка на Землю образцов лунного полярного реголита. Предполагается, что в состав полезной нагрузки этой миссии может быть включен малый луноход массой от 30 до 100 кг. Поэтому в статье рассмотрены варианты гамма- и нейтронного спектрометра, позволяющие найти оптимальное соотношение между научными требованиями и ресурсами, доступными на борту такого лунохода.

**Ключевые слова:** гамма- и нейтронные спектрометры

**DOI:** 10.31857/S0320930X20040076

### ВВЕДЕНИЕ

Гамма- и нейтронные спектрометры часто используются в космических экспериментах для получения информации о химическом составе поверхности планет и малых тел Солнечной системы. Можно указать значительное количество научных космических миссий, где такие эксперименты уже были успешно реализованы (см., например, Boynton и др., 2002; 2004; 2006; Hasebe и др., 2010; Goldsten и др., 2007; Mitrofanov и др., 2002; 2010; 2014; 2018; Prettyman и др., 2006; 2011; 2012; Surkov и др., 1987). За исключением миссии NASA Mars Science Laboratory (Grotzinger и др., 2012) и советских посадочных миссий на Венеру — это орбитальные космические аппараты (КА), в задачи которых входит (входило) глобальное картирование элементного состава и содержания подповерхностной воды/водяного льда.

В настоящее время с высоким приоритетом рассматриваются исследования локальных окружающих условий на самой поверхности и проведение комплексных (с забором и анализом образцов грунта) измерений для сопоставления с данными приборов, установленных на орбитальных КА. Поэтому сейчас активно обсуждаются и планируются различные посадочные миссии к Луне, Марсу и другим объектам Солнечной системы. Некоторые из этих проектов уже реализуются, как, например, вышеупомянутый Mars Science

Laboratory, а другие находятся на завершающей стадии разработки. К таким миссиям относятся совместный проект ESA и Роскосмоса ExoMars-2020 (Vago и др., 2017), марсоход NASA Mars — 2020 или лунные посадочные миссии, предлагаемые космическими агентствами разных стран.

Нейтронное и гамма-излучение планет и их спутников возникает в результате бомбардировки их поверхности высокоэнергетичными заряженными частицами галактических космических лучей (ГКЛ), если этому не препятствует магнитное поле и толстая атмосфера планеты. Заряженные частицы (прежде всего протоны и альфа-частицы) взаимодействуют с ядрами основных породообразующих элементов и производят нейтроны высоких энергий. Нейтроны распространяются в грунте и вступают в реакции с ядрами основных породообразующих элементов. В результате высокоэнергетичные нейтроны замедляются вплоть до тепловых энергий, а некоторая их часть выходит из поверхности грунта, образуя нейтронное альbedo планеты. Спектр выходящих нейтронов зависит от содержания воды в грунте, так как водород является самым эффективным замедлителем быстрых нейтронов. Поэтому по вариациям нейтронного потока в разных энергетических диапазонах можно определить содержание воды и водяного льда, которые, как правило, являются основными водородосодержащими химическими

соединениями (см., например, Mitrofanov и др., 2002).

Взаимодействие нейтронов с ядрами вещества по каналам неупругого рассеяния (быстрые нейтроны) и радиационного захвата (тепловые и эпитепловые нейтроны) приводит к возбуждению ядер, которое снимается излучением моноэнергетических гамма-квантов, характерных для данного элемента. В результате поверхность излучает гамма-спектр с большим количеством ядерных линий. Присутствие в спектре определенных гамма-линий и их интенсивность являются уникальной особенностью данного типа поверхности и напрямую отражает ее химический состав (Boyn-ton и др., 2006; Evans и др., 2006; 2012; Prettyman и др., 2012). Наблюдение такого спектра с помощью гамма-спектрометра позволяет построить глобальную карту вариаций элементного состава, если это орбитальные наблюдения, или детально изучать локальную окрестность места посадки с борта посадочной станции или планетохода. Комплекс наблюдений, основанный на измерении естественного нейтронного и гамма-фона называется пассивной гамма-спектроскопией поверхности планет.

Гамма- и нейтронное излучение исследуемой поверхности может быть также сгенерировано искусственным образом, для чего используют специальные источники облучения. Одним из таких источников является нейтронный генератор. Он может производить очень интенсивные импульсы или непрерывный поток нейтронов высокой энергии на основе реакций дейтерий – тритий (D-T) или дейтерий – дейтерий (D-D).

В таком подходе быстрые нейтроны не рождаются в грунте за счет ГКЛ, а вбрасываются в него извне. За счет высокой интенсивности нейтронного облучения, недоступной в пассивных методах, удастся на порядки улучшить статистику отсчетов в нейтронных и гамма-детекторах и существенно сократить время, необходимое для выполнения измерений с заданной точностью. Кроме этого, возникает временная развертка, показывающая, как меняется временной профиль нейтронного гамма-излучения поверхности после начала ее облучения высокоэнергетичными нейтронами. Особенности на этом профиле могут указывать на неоднородность подповерхностных слоев. Это существенно расширяет возможности диагностики, показывающей, как различные химические элементы распределены по глубине.

Активные методы нейтронной и гамма-спектроскопии прошли апробацию на Земле, где они обычно используются в геологии, безопасности, транспорте, медицине и других областях (Vys-tritsky и др., 2008; 2013). Они также неоднократно предлагались для космического эксперимента. Частичная верификация уже была выполнена в

марсианских условиях. Первый активный нейтронный спектрометр для поиска подповерхностной воды успешно реализован на борту марсохода NASA Curiosity (Litvak и др., 2008; Mitrofanov и др., 2012).

В этом исследовании мы сравнили различные варианты нейтронных и гамма-спектрометров, пригодных для установки на борт малого лунохода (до 100 кг) и сопоставили решаемый ими комплекс научных задач с ресурсами, имеющимися на таком луноходе.

В качестве конкретного примера был рассмотрен гамма- и нейтронный спектрометр, предложенный для российской посадочной миссии Луна–Грунт (Луна-28), в составе которой предусмотрен луноход малого или среднего класса.

### НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ ГАММА- И НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ

(1) Из-за разного пространственного разрешения и чувствительности по глубине, лунные орбитальные измерения, проведенные различными приборами (нейтронные спектрометры, ультрафиолетовые и инфракрасные спектрометры, радар), расходятся в оценках того, где и как может быть распределен локальный водяной лед в полярных районах единственного естественного спутника нашей планеты. Для верификации и сопоставления имеющихся глобальных карт требуются измерения на самой лунной поверхности с возможностью взятия подтверждающих проб грунта с разной глубины. Поэтому одной из основных научных задач лунохода будет поиск подповерхностного водяного льда в окрестности места посадки. Кроме решения чисто научных задач это позволит собрать информацию о наиболее пригодных местах для расположения будущей лунной базы. С учетом предполагаемых возможностей лунохода поиск включает исследуемую область с радиусом до 30 км от исходного места посадки. Таким образом, гамма- и нейтронный спектрометр должен обеспечить измерение среднего содержания воды/водяного льда в подстилающей поверхности на глубину до 0.5–1 м вдоль трассы движения лунохода. Должна быть обеспечена быстрая идентификация локальных мест на лунной поверхности, где среднее содержание водорода может достигать не менее 500 ppm или 0.5% по массовой доле водного эквивалента. Эта величина примерно в 10 раз превышает среднее значение водного эквивалента в сухом реголите и может указывать на то, что луноход проезжает локальную область с возможными залежами подповерхностного водяного льда. Быстрое определение таких участков по ходу движения позволит принять своевременное решение об остановке лунохода и его возврату в обнаруженную область.

Во время остановки может быть проведена расширенная программа исследований, включая изучение слоистой структуры подповерхностного вещества с помощью георадара, а также забор образцов грунта с разной глубины.

(2) В окрестности предполагаемого места посадки водяной лед, скорее всего, мог сохраниться лишь на некоторой глубине, так как посадки лунных миссий, как правило, не планируются в бассейны вечно затененных полярных кратеров. В качестве возможных кандидатов, скорее всего, будут отобраны частично освещенные южные высокоширотные области, где сохранение водяного льда обеспечивается за счет его экранировки от внешней среды верхним сухим слоем лунного реголита. Из этого следует, что необходимо провести поиск слоистых отложений водяного льда под поверхностью. В рамках таких исследований гамма- и нейтронный спектрометр должен обеспечить обнаружение водородосодержащего слоя (500 ppm), находящегося на глубине до 0.5 м. Эти исследования могут быть произведены на остановках лунохода, которые должны быть выбраны в соответствии с пунктом 1 (см. выше). Для максимально эффективного обнаружения подповерхностных слоев водяного льда должна быть обеспечена совместная калибровка гамма- и нейтронного спектрометра и георадара, если таковой будет иметься в составе комплекса научной аппаратуры.

(3) Так же методы нейтронной спектроскопии позволяют определять не только содержание водорода/воды, но и некоторых химических элементов, являющихся эффективными поглотителями тепловых нейтронов. В этот список входят хлор, железо, бор и различные редкоземельные элементы, такие как, например, гадолиний и самарий. Таким образом, получаемые данные с гамма- и нейтронного спектрометра должны быть использованы для поиска вариаций среднего сечения поглощения тепловых нейтронов, чтобы выявить наличие повышенного или пониженного содержания нейтронных поглотителей. Эти данные могут быть использованы для геохимического анализа подстилающей поверхности, анализа минерального состава и оценки ресурсного потенциала для создания и функционирования будущей лунной базы.

(4) Кроме этого, гамма-спектроскопия позволяет бесконтактным способом определить валовый элементный состав подповерхностного слоя на глубину до 0.5 м по основным порообразующим элементам, таким как O, Na, Mg, Al, Si, K, Ti и Fe. Чтобы сопоставить различные типы лунных грунтов гамма- и нейтронный спектрометр должен обеспечить измерения в приповерхностном слое на глубину до 0.5 м средней концентрации железа, алюминия, магния с точностью  $\pm 1\%$ , кремния с точностью  $\pm 0.5\%$ , титана и натрия с

точностью  $\pm 0.1\%$ , калия с точностью  $\pm 0.05\%$ , и тория – с точностью 1 ppm. Эти данные могут быть использованы для геохимического анализа подстилающей поверхности, анализа возможных залежей различных минералов и оценки ресурсного потенциала для создания и функционирования будущей лунной базы. Результаты измерений должны использоваться как целеуказание для выбора локаций, где будет осуществляться либо поверхностный забор образцов грунта с помощью манипулятора, либо глубинный забор с помощью грунтозаборного устройства (ГЗУ), в том случае, если луноход будет оснащен таким устройством.

(5) Кроме среднего содержания различных химических элементов в лунном грунте, необходимо оценить, насколько их распределение неоднородно по глубине, так как химический состав на самой поверхности отличается от химического состава более глубоких слоев грунта. Активное нейтронное зондирование подстилающей поверхности позволяет изучать временную структуру ее гамма-отклика, возникшего в результате такого зондирования. Излучение с более глубоких слоев приходит позже, поэтому изучая особенности на временном профиле излучения в различных гамма-линиях, можно судить о возможной неоднородности химического состава по глубине. Поэтому необходимо предусмотреть применение подобных методов в ядерной научной аппаратуре, чтобы обеспечить поиск неоднородностей подповерхностного слоя на глубину до 0.5–1 м. Данные таких измерений могут быть использованы для комплексного анализа с данными других экспериментов для принятия решения о выборе мест забора образцов лунного грунта.

Конфигурация нейтронной и гамма-спектрометрической научной аппаратуры может быть оптимизирована, исходя из поставленных научных задач и имеющихся на борту лунохода ресурсов по массе и энергопотреблению. На текущем этапе планирования миссии Луна-Грунт оценка массы лунохода колеблется в диапазоне от 30 до 150 кг в зависимости от того, как будет реализован космический комплекс. Это означает, что масса всего комплекса научной аппаратуры лунохода может составлять от 5 до 25 кг. Таким образом, масса отдельного прибора, даже имеющего высокий приоритет, не будет превышать 1.5–10 кг. В следующих разделах представлены различные конфигурации нейтронных и гамма-спектрометров, которые попадают в этот диапазон, и указаны научные задачи, решение которых они смогут обеспечить в соответствии с разрешенной массой.

#### РАЗЛИЧНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

В этом разделе мы рассмотрели варианты пассивного и активного нейтронных спектрометров,



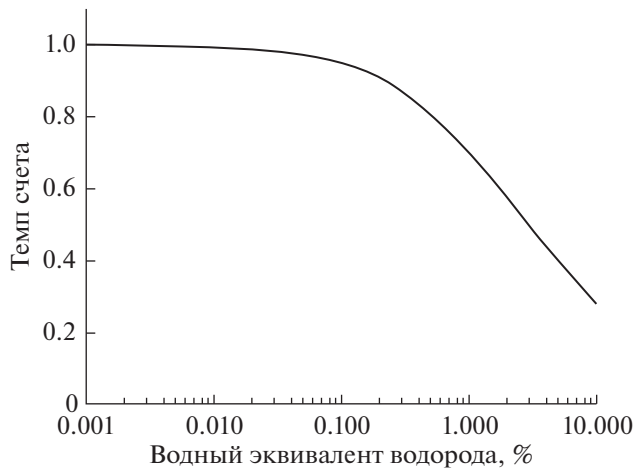


Рис. 1. Зависимость темпа счета в эпитепловом детекторе нейтронов, установленном на луноходе в зависимости от содержания воды в подстилающем грунте.

которые позволяют решить часть научных задач, представленных выше.

**Компактный пассивный нейтронный спектрометр.** Это наименее массивный вариант прибора, хорошо зарекомендовавший себя в предыдущих космических экспериментах, состоящий только из блока управляющей электроники и двух нейтронных детекторов, собранных на основе газоразрядных пропорциональных счетчиков и заполненных газом  $^3\text{He}$ . Каждый счетчик имеет высокую эффективность при регистрации тепловых и эпитепловых нейтронов в диапазоне энергий от долей эВ до 1 кэВ за счет реакции  $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{He} + ^1\text{H}$ . Один из счетчиков полностью окружен кадмиевым экраном (который является эффективным поглотителем тепловых нейтронов), что позволяет регистрировать только надкадмиевые нейтроны с энергией более 0.4 эВ. Второй счетчик окружен кадмиевой оболочкой только частично. Его кадмиевая оболочка снабжена окном, ориентированным в сторону подстилающей поверхности под луноходом. Разница в темпах счетов таких детекторов определяется только потоком тепловых нейтронов, идущим от поверхности и попадающим в это окно в кадмиевой оболочке. Таким образом, представленная компоновка позволяет регистрировать эпитепловые нейтроны в диапазоне от 0.4 эВ до 1 кэВ и тепловые с энергией ниже 0.4 эВ, причем тепловые нейтроны регистрируются с высоким отношением «сигнал/шум», так как паразитные тепловые нейтроны, образовавшиеся в корпусе самого лунохода, исключаются из анализа. Такой вариант позволит успешно решить научную задачу (1), а также получить данные для решения научных задач (2) и (3), представленных в разделе «Научные задачи...».

На рис. 1 представлена зависимость темпа счета (полученная численным расчетом) в эпитепловом детекторе от содержания водорода в лунном грунте. По оси  $X$  отложен водный эквивалент, а по оси  $Y$  — темп счета, нормированный на единицу для абсолютно сухого лунного грунта. Из этого рисунка хорошо видно, что при изменении содержания воды от сухого грунта с 50 ppm (0.045% в водном эквиваленте) до 500 ppm (~0.45% в водном эквиваленте) темп счета падает примерно на 20%. Расчеты показывают, что темп счета  $C_e$  в эпитепловом детекторе может составлять примерно два отсчета в секунду для сухого реголита. Это позволяет оценить, сколько понадобится времени, чтобы обнаружить участок поверхности по ходу движения лунохода с повышенным содержанием водорода/водяного льда используя следующее соотношение:

$$\frac{(C_e^{50} - C_e^{500})}{\sqrt{(\Delta C_e^{50})^2 + (\Delta C_e^{500})^2}} = \frac{(C_e^{50} - C_e^{500}) \Delta t_{exp}}{\sqrt{C_e^{50} \Delta t_{exp} + C_e^{500} \Delta t_{exp}}} = 3, \quad (1)$$

где  $C_e^{50}$  и  $C_e^{500}$  — это темп счета в эпитепловом детекторе для лунного грунта, содержащего 50 и 500 ppm водорода или (0.045 и 0.45% в водном эквиваленте),  $\Delta C_e^{50}$  и  $\Delta C_e^{500}$  — их статистические ошибки, которые определяются исходя из времени измерения  $t_{exp}$ . Величина «3» означает количество сигм (стандартных отклонений) измеренного сигнала над фоном. Получается, что для статистически значимого определения разницы  $C_e^{50} - C_e^{500}$  понадобится время  $t_{exp} = 200$  с.

С учетом того, что средняя скорость лунохода (особенно в режиме автонавигации) будет составлять не более 5–10 см в секунду, луноход проедет за это время расстояние порядка 10–20 м. Таким образом, если на пути лунохода встретится протяженный участок с соответствующими размерами и имеющий содержание воды более 0.5%, то он будет обнаружен во время движения, и луноход сможет по команде остановиться (и, если надо, вернуться обратно), чтобы провести детальные измерения в этом районе с использованием другой доступной научной аппаратуры, включая георадар и грунтозаборное устройство.

Нейтроны разных энергий приходят с разных глубин — чем меньше энергия нейтрона, тем с большей глубины он пришел. Поэтому соотношение между темпами счета нейтронных детекторов можно использовать для изучения слоистой структуры грунта. Численные расчеты показывают, что в предложенной конфигурации нейтронный спектрометр сможет определить неоднородность подстилающей поверхности на небольшой глубине. Так, слой, содержащий 0.5% в водном эквиваленте, может быть статистически значимо

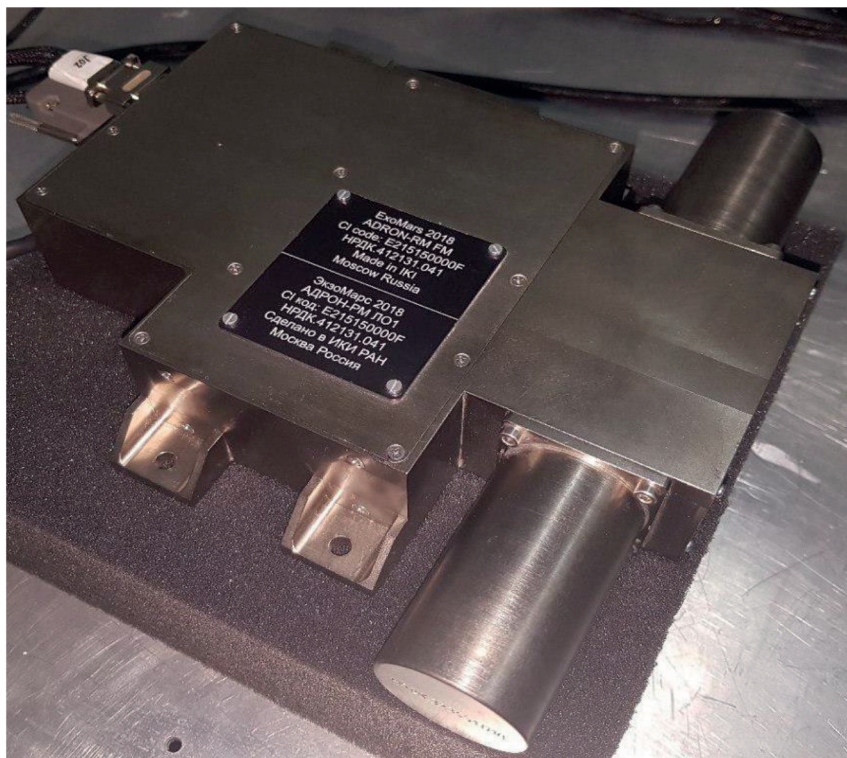


Рис. 2. Летный образец прибора АДРОН-РМ, предназначенный для установки на борт марсохода проекта ЭкзоМарс-2020.

обнаружен, если он залегает на глубине порядка 10 см. Для этого потребуются примерно сутки непрерывных измерений, что может быть сделано во время долгой остановки лунохода. Если по ходу движения лунохода была обнаружена область с повышенным содержанием водорода, то длительные измерения в этом месте позволят определить, насколько однородно водород распределен по глубине.

Наконец, предложенный пассивный нейтронный спектрометр сможет предоставить информацию о содержании нейтронных поглотителей, так как небольшие изменения в содержании редкоземельных элементов (Gd, Sm и др.), имеющих огромные сечения поглощения тепловых нейтронов, могут приводить к значимым (десятки процентов) изменениям потока тепловых нейтронов.

В качестве прототипа компактного пассивного нейтронного спектрометра может использоваться научная аппаратура АДРОН-РМ, специально разработанная для посадочной миссии ЭкзоМарс-2020 (Mitrofanov и др., 2017). Сейчас создан летный образец, прошедший все наземные испытания. Его масса не превышает 1.7 кг, а энергопотребление 5 Вт (см. рис. 2 и табл. 2). Кроме этого, на марсоходе Curiosity много лет работает российский прибор ДАН, в составе которого используется похожий блок нейтронных детекторов. Таким образом, можно заключить, что для компактного

нейтронного спектрометра, предлагаемого для лунохода, есть уже готовые прототипы, прошедшие не только наземные, но и летные испытания.

**Активный нейтронный спектрометр.** В следующей конфигурации к блоку пассивных детекторов добавляется блок импульсного нейтронного генератора. В этом случае получается полный аналог научной аппаратуры ДАН (Litvak и др., 2008; Mitrofanov и др., 2012).

Блок импульсного нейтронного генератора (ИНГ) указанного прибора разработан во Всероссийском научно-исследовательском институте автоматики им. Н.Л. Духова для использования в космических экспериментах на поверхности Марса и Луны. На посадочном аппарате, марсоходе или луноходе, он устанавливается на свои собственные посадочные места и соединяется с блоком детекторов и управляющей электроники только с помощью межблочного кабеля. В зависимости от доступных ресурсов по массе и энергопотреблению это позволяет гибко подходить к его включению в состав научной аппаратуры без переработки прибора в целом. Внутри блока ИНГ находится нейтронная трубка, высоковольтная электроника и источник дейтронов. При подаче импульса напряжения на управляющий электрод источника дейтронов с амплитудой в несколько киловольт развивается разряд и происходит локальный разогрев катода, из которого десорбиру-

ется дейтерий. Для генерации нейтронного импульса освобожденные ионы дейтерия ускоряются в электрическом поле (внутри нейтронной трубки генерируется высокое напряжение до 120 киловольт), сталкиваются с мишенью, насыщенной тритием, и производят поток быстрых нейтронов с энергией 14 МэВ в результате ядерной реакции  $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$ . Длительность импульса составляет около одной микросекунды, и за это время излучается до  $10^7$  нейтронов. Работа нейтронного генератора и блока детекторов синхронизована по времени. В момент генерации каждого нейтронного импульса детекторы начинают регистрировать отсчеты в 64 квазилогарифмических временных бинах, что позволяет измерить кривые затухания нейтронного альbedo поверхности для тепловых и эпитепловых нейтронов. Форма и амплитуда этих кривых сильно зависят от наличия водорода/воды и их распределения по глубине в подстилающей поверхности. Основное преимущество активного нейтронного спектрометра перед пассивным заключается в гораздо большей статистике отсчетов (за счет огромной интенсивности нейтронного импульса) и возможности изучения структуры подповерхностного реголита. Кривые затухания эпитепловых и тепловых нейтронов показывают, как быстрые нейтроны термализуются в грунте в зависимости от времени, прошедшего с момента генерации нейтронного импульса. Соответственно неоднородности в распределении водорода по глубине будут проявляться в виде особенностей на временном профиле этих кривых.

Использование активного нейтронного спектрометра позволит полностью решить задачи (1)–(3), но за меньшее время и на более высоком качественном уровне. Во время движения лунохода нейтронный генератор не включается, а прибор работает в пассивном режиме, поэтому решение задачи (1) по обнаружению водородосодержащих соединений в ходе движения лунохода обеспечивается точно также, как и в случае пассивного нейтронного спектрометра. На остановках лунохода работа в активном режиме позволяет получить точные оценки среднего содержания водорода (с ошибкой в 25 ppm) примерно в 4 раза быстрее (для пассивного нейтронного спектрометра требуется около двух часов). Для обнаружения слоистой структуры с заглубленным слоем водородосодержащего материала и оценки содержания нейтронопоглощающих элементов также потребуется гораздо меньше времени. Эти методики оценки уже прошли успешную апробацию для научной аппаратуры ДАН на марсоходе Curiosity в марсианском кратере Гейл и показали, что научная аппаратура подобного типа способна измерять эквивалентные содержания воды до 5% и хлора до 3% (для Марса – это наиболее распространенный элемент, являющийся сильным ней-

тронным поглотителем) в марсианском реголите с характерной неопределенностью 0.1%. Кроме этого, методики, разработанные для научной аппаратуры ДАН, позволяющие выявлять неоднородную структуру грунта и разделять однородные модели подповерхностного слоя от многослойных моделей (Litvak и др., 2014; 2016; Mitrofanov и др., 2014).

Прямым аналогом активного нейтронного спектрометра является как описанная выше научная аппаратура ДАН, так и научная аппаратура АДРОН-ЛР, разработанная для российских лунных посадочных миссий Луна-25 и Луна-27 (Golovin и др., 2014). Полная масса такого прибора составит около 4 кг, а его энергопотребление в активном режиме около 20 Вт (см. табл. 2).

### РАЗЛИЧНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ КОМПЛЕКСНОЙ АППАРАТУРЫ, ВКЛЮЧАЮЩЕЙ В СЕБЯ НЕЙТРОННЫЙ И ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЫ

В предыдущем разделе было показано, что с помощью нейтронной спектрометрии можно изучить распределение подповерхностного водяного льда и даже оценить содержание в лунном грунте некоторых химических элементов. Это позволяет решить ряд приоритетных задач на поверхности Луны (см. раздел “Научные задачи...”), но не дает полной картины о химическом составе лунной поверхности. Для этого нужно привлекать методы гамма-спектрометрии. В этом разделе мы рассмотрели варианты комплексной научной аппаратуры, включающей и нейтронные, и гамма-спектрометры, и постарались оценить “плату” за расширение списка решаемых научных задач с точки зрения ресурсов, доступных на борту небольшого лунохода.

**Пассивный гамма- и нейтронный спектрометр.** В этой конфигурации к блоку нейтронных детекторов добавляется гамма-спектрометр, представляющий собой сцинтилляционный детектор гамма-излучения на основе кристалла  $\text{CeBr}_3$ . Этот кристалл принадлежит к последнему поколению современных сцинтилляторов. Он имеет сравнительно высокое разрешение среди всех сцинтилляционных детекторов (порядка 4% на энергии 661 кэВ) и высокую эффективность регистрации жестких гамма-квантов (не менее 15% на энергии 6 МэВ). Кроме этого, по сравнению со сцинтилляционными детекторами на основе кристалла  $\text{LaBr}_3(\text{Ce}^{3+})$ , к достоинствам которых относят высокое спектральное разрешение (<3% на энергии 661 кэВ), детекторы на основе бромиды церия не имеют собственного значительного радиационного фона (в 30 меньше чем у  $\text{LaBr}_3(\text{Ce}^{3+})$ ), что существенно облегчает идентификацию гамма-линий в диапазоне до 3 МэВ.

Использование гамма-спектрометра позволяет дополнительно решить задачу (4) и определить элементный состав лунного вещества. Во введении уже упоминалось, что гамма-излучение поверхности возникает под воздействием бомбардировки заряженными частицами космических лучей и последующего взаимодействия образовавшихся вторичных нейтронов с ядрами породообразующих элементов, в результате которого в излучаемом гамма-спектре образуется лес характеристических гамма-линий. Можно предположить, что интенсивность гамма-линии пропорциональна концентрации соответствующего химического элемента в лунном грунте, а статистическая ошибка при оценке интенсивности определяет предельную точность, с которой эта концентрация может быть измерена. Статистическая ошибка может быть оценена по следующей формуле:

$$\Delta = \frac{\sqrt{\delta C^2 + \delta B^2}}{S} \times 100\%, \quad (2)$$

где  $\delta C$  – статистическая ошибка полного темпа счета в гамма-детекторе в энергетическом диапазоне, содержащем гамма-линию;  $\delta B$  – статистическая ошибка фонового (под профилем гамма-линии) темпа счета,  $S = (C - B)$  – интенсивность гамма-пика.

Используя численное моделирование и данные гамма-измерений на борту китайской лунной орбитальной миссии ChangE-2 (там использовался сцинтилляционный детектор  $\text{LaBr}_3(\text{Ce}^{3+})$ ), можно оценить длительность измерений, необходимых для регистрации характеристических гамма-линий основных породообразующих элементов с требуемой точностью  $\Delta$ , заложенных в требованиях к космическому эксперименту. Так, чтобы измерить концентрацию железа и алюминия с точностью  $\pm 1\%$ , кремния – с точностью  $\pm 0.5\%$  и титана – с точностью  $\pm 0.1\%$  потребуется от 10 до 20 ч непрерывных измерений. Это может быть реализовано во время длительных остановок лунохода.

В табл. 1 приведены список характеристических гамма-линий и оценки длительности гамма-измерений, необходимых для определения концентрации разных элементов, включая естественные радионуклиды с очень большим периодом полураспада, такие как калий и торий. Для некоторых элементов может потребоваться очень значительное время, измеряемое в днях, поэтому определение их содержания может быть выполнено либо на одной очень длительной остановке, либо за счет усреднения по данным измерений на нескольких остановках. В этом случае мы теряем пространственное разрешение, усредняя по большому пути, пройденному луноходом.

В качестве непосредственного прототипа пассивного нейтронного и гамма-спектрометра

можно рассматривать научную аппаратуру МГНС, установленную на борту КА ESA Veri-Colombo (Mitrofanov и др., 2010). Эта аппаратура прошла все наземные испытания, а сама миссия успешно стартовала к Меркурию в ноябре 2018 г. Сейчас на борту проводятся первые полетные калибровки по регистрации гамма-фона от КА. Общий вид научной аппаратуры МГНС показан на рис. 3. Исходя из характеристик МГНС, можно оценить, что полная масса пассивного нейтронного и гамма-спектрометра составит около 4 кг, а энергопотребление около 6 Вт (см. табл. 2).

**Активный гамма- и нейтронный спектрометр.** В этой конфигурации научной аппаратуры к нейтронному и гамма-спектрометру добавляется отдельный блок нейтронного генератора. Поэтому гамма-измерения можно будет проводить не только в пассивном (когда гамма-излучение поверхности возникает за счет ГКЛ), но и в активном (за счет искусственного облучения поверхности быстрыми нейтронами) режимах. В такой конфигурации есть два существенных преимущества по сравнению с пассивным гамма-спектрометром. Во-первых, существенно возрастает интенсивность облучения поверхности, а с ней и интенсивность гамма-отклика поверхности. Это приводит к большой статистике отсчетов в гамма-детекторе, и, как результат, к уменьшению времени наблюдения, необходимого для достижения заданной точности. Во-вторых, в эксперименте возникают дополнительные измерительные возможности за счет использования временной развертки гамма-сигнала, которая представляет собой временной профиль, измеряемый от момента генерации нейтронного импульса.

Как уже упоминалось выше, набор характеристических гамма-линий возникает в результате различных реакций нейтронов с ядрами основных породообразующих элементов. Взаимодействие быстрых нейтронов происходит по каналу неупругих реакций, а тепловые и эпитепловые нейтроны могут генерировать гамма-излучение за счет реакций радиационного захвата. Кроме этого, и быстрые, и тепловые нейтроны могут образовывать короткоживущие изотопы, распад которых также сопровождается излучением характеристических гамма-линий. Измеряя гамма-спектр в различных временных окнах, можно отделить эти реакции друг от друга. Во время нейтронного импульса возникает большое количество быстрых нейтронов, поэтому пока длится импульс в гамма-спектре доминируют процессы генерации гамма-линий по каналам неупругих реакций. Во временном промежутке от 100 мкс до 1 мс после нейтронного импульса происходит термализация быстрых нейтронов до эпитепловых и тепловых энергий и в гамма-спектре соответственно начинают доминировать реакции радиационного захвата. Во временном промежутке более 1 мс ос-

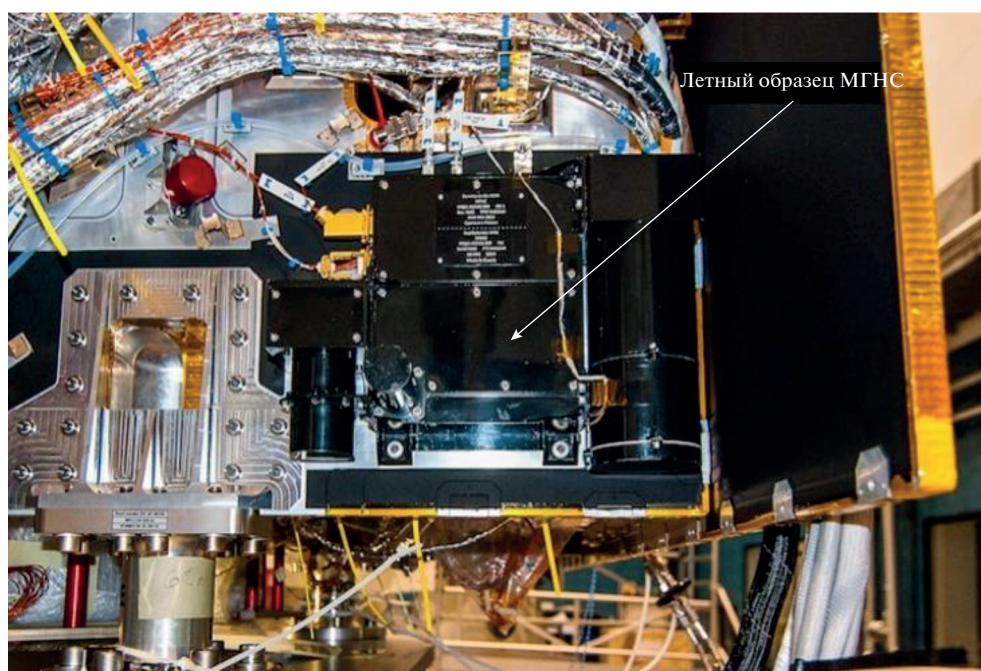
**Таблица 1.** Сравнение измерений гамма-спектрометра в пассивном и активном режимах работы

Химический элемент	Среднее содержание в лунной поверхности (%)	Требуемая точность измерений (%)	Активный режим		Пассивный режим	
			энергия гамма-линий (keV)	требуемое время измерений (час)	энергия гамма-линий (keV)	требуемое время измерений (час)
Na	0.3	+/-0.1	440, 472, 1636	6.5	440, 472, 1636	Несколько дней
Mg	5	+/-0.5	1369, 2754	2.1	1369, 2754	Несколько дней
Al	10	+/-1	844, 1014, 1369, 2211, 2754, 3004	0.6	1014, 2211, 3004	<10*
Si	20	+/-0.5	1779, 3538	1.5	1779, 3538	<15*
Ti	1	+/-0.1	6417, 6758	5	6417, 6758	22
Fe	10	+/-1	847, 1811, 2113, 7627, 7642	5	7627, 7642	7
K	0.2	+/-0.05	Только в пассивном режиме работы	Только в пассивном режиме работы	1461	1
Ca	9	+/-1	1942	35	1942, 3736, 3904	37
Th	$3 \times 10^{-6}$	$\pm 1 \times 10^{-6}$ (1 ppm)	Только в пассивном режиме работы	Только в пассивном режиме работы	2615	2

\* – оценка сверху.

новным процессом генерации гамма-линий уже является распад короткоживущих изотопов. Таким образом, грамотный подбор временных ин-

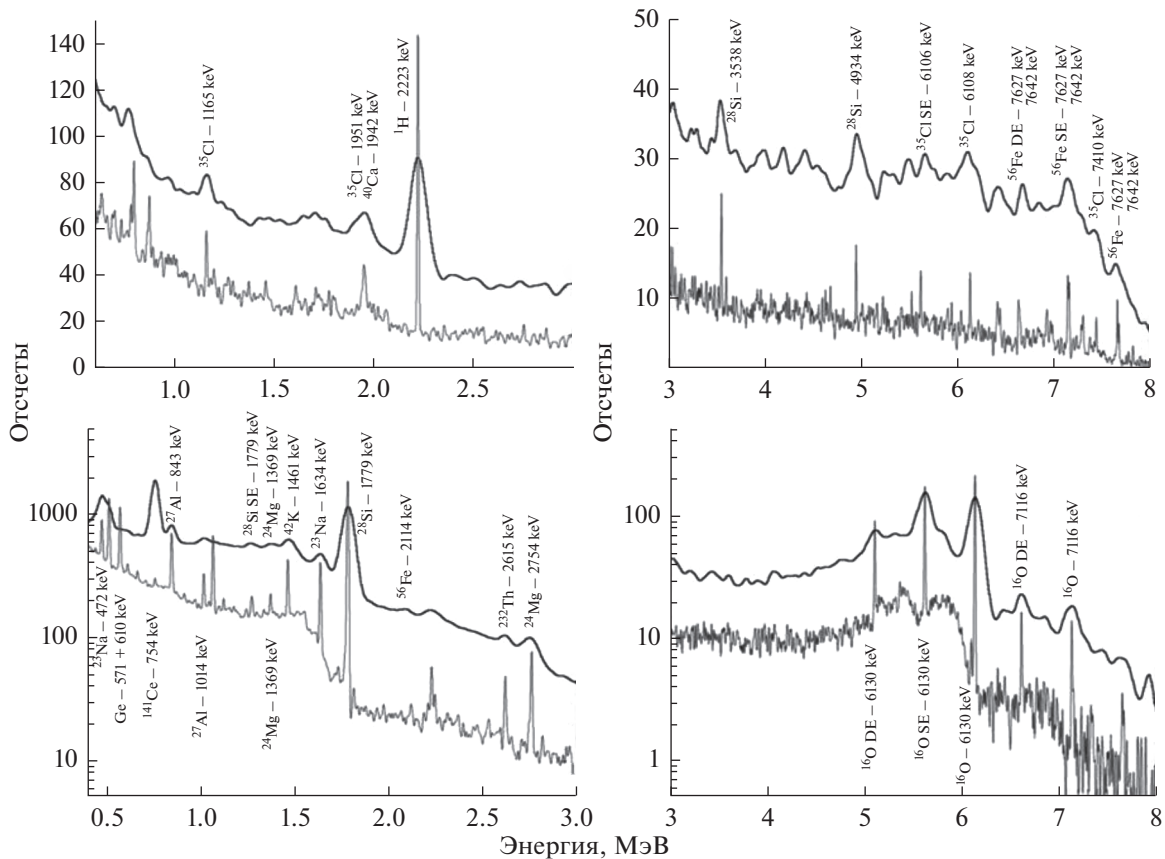
тервалов позволит уменьшить фоновую нагрузку, провести селекцию между различными процессами генерации гамма-излучения, и тем самым су-



**Рис. 3.** Летный образец прибора МГНС, установленный на борт КА ЕКА BerColombo.

**Таблица 2.** Различные конфигурации гамма- и нейтронного спектрометра

Конфигурация	Масса/ Энергопотребление	Научные задачи	Уровень разработки
<b>№ 1. Пассивный нейтронный спектрометр.</b> Малогабаритный нейтронный спектрометр тепловых и эпитепловых нейтронов, состоящий из двух пропорциональных $^3\text{He}$ счетчиков	Масса: 1.7 кг Энергопотребление: 4.5 Вт Размеры: 43 × 204 × 210 мм	Полностью решает научную задачу (1) и частично научные задачи (2) и (3). (см. раздел “Научные задачи...”)	<b>Очень высокий.</b> Существует готовый летный образец АДРОН-PM, созданный для марсохода проекта ЭкзоМарс-2020, а также блок детекторов прибора ДАН, работающего на борту марсохода НАСА Curiosity
<b>№ 2. Активный нейтронный спектрометр.</b> Нейтронный спектрометр тепловых и эпитепловых нейтронов, состоящий из двух пропорциональных $^3\text{He}$ счетчиков (НС) и блока импульсного нейтронного генератора (ИНГ)	Масса: 4.2 кг Энергопотребление: 18 Вт Размеры: 43 × 204 × 210 мм (НС) 331 × 125 × 45 мм (ИНГ)	Полностью решает научные задачи (1)–(3) (см. раздел “Научные задачи...”) за гораздо меньшее время по сравнению с пассивным нейтронным спектрометром	<b>Очень высокий.</b> Существует летный прототип ДАН, много лет работающий на борту марсохода Curiosity
<b>№ 3. Пассивный нейтронный и гамма-спектрометр.</b> Малогабаритный нейтронный спектрометр тепловых и эпитепловых нейтронов, состоящий из двух пропорциональных $^3\text{He}$ счетчиков и гамма-спектрометр на основе сцинтилляционного детектора $\text{CeBr}_3$ с размером 2 × 2 или 3 × 3 дюйма	Масса: 3.5 кг Энергопотребление: 6 Вт Размеры: 260 × 217 × 135 мм	Полностью решает научные задачи (1), (3), (4) и частично научную задачу (2) (см. раздел “Научные задачи...”)	<b>Очень высокий.</b> Существует летный образец МГНС, работающий сейчас на борту КА ЕКА VeriColombo
<b>№ 4. Активный нейтронный и гамма-спектрометр.</b> Нейтронный спектрометр тепловых и эпитепловых нейтронов, состоящий из двух пропорциональных $^3\text{He}$ счетчиков, гамма-спектрометра на основе сцинтилляционного детектора $\text{CeBr}_3$ с размером 2 × 2 или 3 × 3 дюйма (НГС) и блока импульсного нейтронного генератора (ИНГ)	Масса: 7.0 кг Энергопотребление: 20 Вт Размеры: 260 × 217 × 135 мм (НГС) 331 × 125 × 45 мм (ИНГ)	Полностью решает научные задачи (1)–(4) и частично научную задачу (5) (см. раздел “Научные задачи...”) за гораздо меньшее время по сравнению с пассивным гамма- и нейтронным спектрометром	<b>Высокий.</b> Существует летный прототип АДРОН-ЛР, разработанный для лунных посадочных миссий Луна-25 и Луна-27 и прошедший все наземные испытания
<b>№ 5. Нейтронный и гамма-спектрометр на основе меченых нейтронов.</b> Нейтронный спектрометр тепловых и эпитепловых нейтронов, состоящий из двух пропорциональных $^3\text{He}$ счетчиков, гамма-спектрометра на основе сцинтилляционного детектора $\text{CeBr}_3$ с размером 2 × 2 или 3 × 3 дюйма (НГС) и блока нейтронного генератора с функцией меченых нейтронов (МНГ)	Масса: 10.0 кг Энергопотребление: <50 Вт	Полностью решает научные задачи (1)–(5) с (см. раздел “Научные задачи...”)	<b>Низкий.</b> Существуют промышленные прототипы, которые используются в различных отраслях народного хозяйства. Они требуют существенной оптимизации в соответствии с требованиями космического эксперимента.



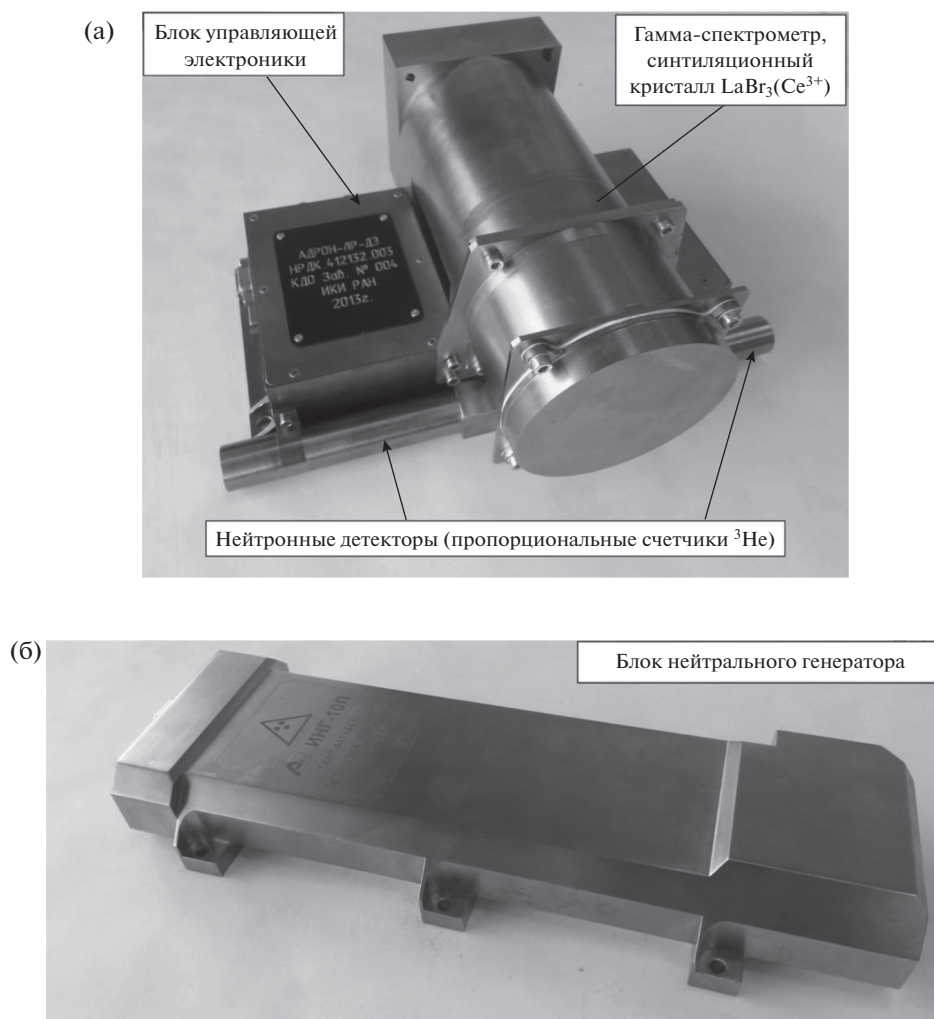
**Рис. 4.** Гамма-спектры, измеренные во временном окне 100–1000 мкс после нейтронного импульса (верхние графики) и гамма-спектры, измеренные во временном окне 10–100 мс после нейтронного импульса (нижние графики). На каждом графике тонкой линией показан спектр, полученный от эталонного детектора из высокоочищенного германия с высоким энергетическим разрешением. Толстой линией показаны гамма-спектры, измеренные сцинтилляционным детектором  $\text{CeBr}_3$ .

щественно облегчить процедуру идентификации гамма-линий (см., например Parsons и др., 2011).

Дополнительным преимуществом временной развертки является возможность изучения вариаций химического состава с глубиной. Более поздние гамма-фотоны приходят в детектор с больших глубин, поэтому наблюдение за тем, как меняется интенсивность гамма-линии со временем, может помочь понять, на какой глубине она образовалась. Это позволит сделать соответствующий вывод о распределении по глубине данного химического элемента. На рис. 4 показаны результаты наземных испытаний активного гамма- и нейтронного спектрометра на модели планетного реголита, в которой имитируется средний химический состав основных породообразующих элементов (O, Na, Mg, Al, Si, Cl, Fe) и наличие водяного/ледяного слоя на небольшой глубине (10–20 см). Измерения проводились в различных временных окнах: 10–1000 мкс, где доминируют процессы радиационного захвата тепловых нейтронов, и 10–100 мс, где доминируют процессы распада короткоживущих изотопов (Golovin

и др., 2018). Для сравнения показаны измерения, сделанные с помощью сцинтилляционного детектора на основе кристалла  $\text{CeBr}_3$  и эталонного детектора из высокоочищенного германия. В табл. 1 представлены оценки времени измерений в активном режиме, которое понадобится, чтобы определить среднюю концентрацию данного элемента с заданной точностью. Из табл. 1 хорошо видно, что это время меняется от минут до нескольких часов для большинства породообразующих элементов, что существенно меньше, чем если бы измерения проводились только в пассивном режиме. Это означает, что выбор конфигурации научной аппаратуры, в которую входят нейтронный и гамма-спектрометр и нейтронный генератор, является наиболее эффективной с точки зрения решения всех поставленных выше научных задач.

В качестве непосредственного летного прототипа активного гамма- и нейтронного спектрометра можно привести научную аппаратуру АДРОН-ЛР, которая создана для российских лунных посадочных миссий Луна-25 и Луна-27 (Golovin и др., 2014). Эта аппаратура прошла квалификацион-



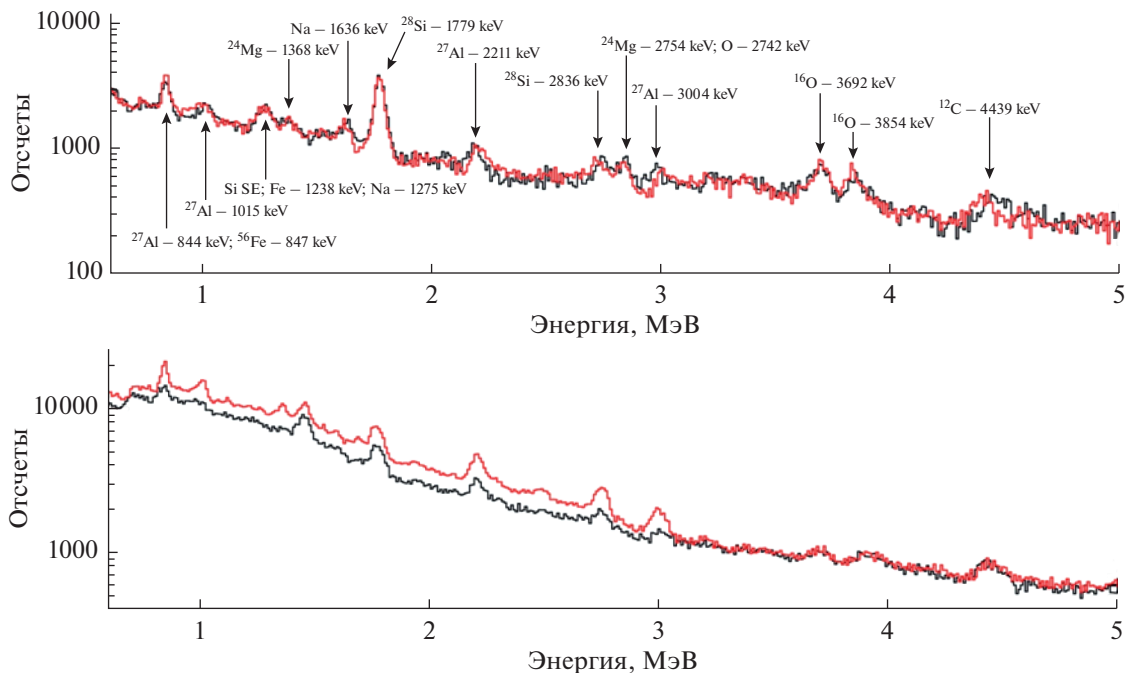
**Рис. 5.** (а) Блок гамма- и нейтронного спектрометра, входящий в состав научной аппаратуры АДРОН-ЛР, предназначенной для российских посадочных миссий Луна-25 и Луна-27. (б) Блок нейтронного генератора, входящего в состав научной аппаратуры АДРОН-ЛР, предназначенной для российских посадочных миссий Луна-25 и Луна-27.

ные наземные испытания и калибровки. Ее общий вид показан на рис. 5. Исходя из этого, полная масса активного гамма- и нейтронного спектрометра составит 7 кг, а энергопотребление в активном режиме – 21 Вт (см. табл. 2).

**Активный гамма- и нейтронный спектрометр с функцией меченых нейтронов.** В этой конфигурации гамма-спектрометр оснащается наносекундной регистрирующей электроникой, призванной обеспечить регистрацию временного профиля гамма-излучения поверхности с точностью не хуже, чем 1 нс. Для сравнения, характерная быстрота управляющей электроники для активного гамма- и нейтронного спектрометра без функции меченых нейтронов составляет всего ~1 мкс. Кроме этого, должен быть переработан и сам блок нейтронного генератора. В него добавляется позиционно-чувствительный детектор альфа-частиц, установленный внутри нейтронной трубки. Во

время нейтронного импульса он регистрирует альфа-частицу (возникшую в реакции  $D + T \rightarrow ^4He + n$ ) и определяет ее направление вылета. Это в свою очередь дает возможность определить время и направление вылета быстрого нейтрона (по закону сохранения он вылетает в противоположном направлении) и тем самым “пометить” его. Если детектирование альфа-частиц синхронизовать с детектированием гамма-излучения, то можно определить место образования данного гамма-кванта. Действительно, селекция по углу вылета позволяет выделить определенный телесный угол, например, небольшое пятно на лунной поверхности под космическим аппаратом. Временная развертка позволит уточнить, с какой глубины из этого телесного угла прилетел гамма-квант. Быстрый нейтрон движется со скоростью примерно 5 см/нс, а гамма-квант – со скоростью 30 см/нс. Если научная аппаратура находится на





**Рис. 6.** Измерения гамма-спектров от мишени-аналога планетного вещества, выполненные с помощью активной гамма-спектроскопии с функцией меченых нейтронов (вверху) и без функции меченых нейтронов (внизу). Красным цветом показаны измерения, сделанные в присутствии симулятора посадочного аппарата, а черным цветом — без симулятора посадочного аппарата.

высоте 50 см над поверхностью (наиболее вероятное расположение на борту КА), то первый сигнал от поверхности появится примерно через 12 нс. Это время складывается из времени пролета нейтрона от нейтронного генератора до поверхности, времени, необходимого для первого неупругого взаимодействия нейтрона с ядрами основных породообразующих элементов с последующей генерацией гамма-кванта, и времени, которое требуется, чтобы образовавшийся гамма-квант смог достичь гамма-детектора. Гамма-спектр, например, измеренный в диапазоне 12–14 нс, будет уже соответствовать гамма-сигналу от верхнего слоя грунта толщиной не более 10 см. Таким образом, с характерной точностью управляющей электроники в 1 нс можно обеспечить сканирование подповерхностного слоя лунного вещества на глубину до 50 см с шагом 5 см. Поэтому применение этой технологии позволяет построить грубую 3-D модель лунного грунта для различных химических элементов, которые имеют большие сечения неупругих реакций.

К очевидным достоинствам данного метода, вследствие которых он получил широкое развитие в земных условиях, также относится возможность проведения низкофоновых измерений. Известно, что в отличие от многих других бесконтактных методов измерений, гамма-спектроскопия за счет проникающего излучения позволяет “заглянуть внутрь” исследуемого объекта. Платой за это

является большой фоновый сигнал, так как из-за изотропности излучения облучается не только исследуемый объект, но и его окружение. В случае космического эксперимента — это прежде всего массивный космический аппарат, на котором установлен гамма-спектрометр. Чтобы разделить полезный сигнал от исследуемого объекта (для планетных исследований — это поверхность грунта) и паразитный сигнал от космического аппарата, необходимо проводить сложные наземные калибровки и численное моделирование. В случае меченых нейтронов можно на порядки понизить фон за счет выбора телесного угла и временного диапазона, в котором измеряется гамма-спектр. При таком выборе в детекторе будут преобладать отсчеты от гамма-квантов, пришедших из определенной области пространства, в которой находится исследуемый объект.

Гамма-спектрометр меченых нейтронов еще не разработан в космическом исполнении, но уже существуют первые лабораторные прототипы и проведены первые лабораторные опыты для оценки применимости этой методики для космического эксперимента (Litvak и др., 2019). На рис. 6 представлены гамма-спектры, измеренные лабораторным гамма-спектрометром меченых нейтронов с имитаторами планетного грунта и космического аппарата. В качестве имитатора планетного реголита использовалась многослойная сборка, состоящая из силикатного стекла и

различных металлических сплавов, позволяющая подогнать ее химический состав под средний состав планетного вещества по основным породообразующим элементам (H, O, Si, Al, Mg, Fe, Ca), см. Litvak и др., 2017. В качестве имитатора посадочного аппарата в части наиболее его массивных конструктивных элементов использовались несколько сотен килограмм алюминиевого сплава, окружавших гамма-детектор (Litvak и др., 2019). Из рис. 6 хорошо видно, как сильно меняется гамма-спектр при добавлении в схему эксперимента имитатора космического аппарата, если измерения проводить методами стандартной гамма-спектроскопии. Так, фон и интенсивность гамма-линий от алюминия возрастает в несколько раз (Litvak и др., 2019). В тоже время при использовании метода меченых нейтронов фон и интенсивность гамма-линий остаются неизменными.

Основываясь на лабораторных опытах, можно оценить, что для полноценного летного образца потребуется около 10 кг массы и 50 Вт энергопотребления. По своим измерительным характеристикам он превосходит активный гамма- и нейтронный спектрометр, но при этом потребует больше ресурсов на луноходе. Кроме этого, нужно будет найти ряд конструкторских решений, чтобы обеспечить его выживаемость в сложных тепловых условиях и условиях повышенного механического нагружения.

## ВЫВОДЫ

В табл. 2 мы суммировали все представленные выше конфигурации гамма- и нейтронного спектрометра и оценили эффективность их применения на борту лунохода в соответствии с решаемыми научными задачами, необходимыми ресурсами по массе и энергопотреблению и текущей зрелости конструкции (наличие летных прототипов).

Из сравнения представленных вариантов следует, что в зависимости от доступных ресурсов на борту лунохода и научных приоритетов всегда можно подобрать соответствующую конфигурацию гамма- и нейтронного спектрометра. Для малого лунохода подойдет компактный пассивный нейтронный спектрометр весом менее 2 кг. Он позволит отслеживать среднее содержание воды/водяного льда вдоль трассы движения лунохода. Для лунохода среднего класса весом около 100 кг оптимальной конфигурацией является активный гамма- и нейтронный спектрометр весом 6–7 кг. В этом случае может быть решен широкий спектр задач, начиная с поиска залежей водяного льда на разной глубине и заканчивая анализом химического состава приповерхностных слоев лунного грунта. Наконец, в качестве инновационных технологий на перспективу, с учетом имеющегося времени до старта лунной миссии с тяжелым лу-

ноходом, можно рассмотреть использование гамма- и нейтронного спектрометра, созданного с использованием метода меченых нейтронов. В этом случае можно построить трехмерную картину распределения основных породообразующих элементов в верхних слоях лунного грунта.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Beyerle A., Hurley J.P., Tunnell L.* Design of an associated particle imaging system // Nuclear Instruments and Methods. 1990. V. 299. №1–3. P. 458–462.
- Boynton W.V., Feldman W.C., Squyres S.W., Prettyman T.H., Bruckner J., Evans L.G., Reedy R.C., Starr R., Arnold J.R., Drake D.M., Englert P.A., Metzger A.E., Mitrofanov I., Trombka J., d'Uston C., Wanke H., Gasnault O., Hamara D.K., Janes D.M., Marcialis R.L., Maurice S., Mikheeva L., Taylor G.J., Tokar R., Shinohara C.* Distribution of hydrogen in the near surface of Mars: evidence for subsurface ice deposits // Science. 2002. V. 297. P. 81–85.
- Boynton W.V., Feldman W.C., Mitrofanov I.G., Evans L.G., Reedy R.C., Squyres S.W., Starr R., Trombka J., D'Uston C., Arnold J.R., Englert P.A., Metzger A.E., Wanke H., Bruckner J., Drake D.M., Shinohara C., Fellows C., Hamara D.K., Harshman K., Kerry K., Turner C., Ward M., Barthe H., Fuller K.R., Storms S.A., Thornton G.W., Longmire J.L., Litvak M.L.* The Mars Odyssey Gamma-Ray Spectrometer instrument suite // Space Sci. Rev. 2004. № 110. P. 37–83.
- Boynton W.V., Taylor G.J., Evans L.G., Reedy R.C., Starr R., Janes D.M., Kerry K.E., Drake D.M., Kim K.J., Williams R.M.S., Crombie M.K., Dohm J.M., Baker V., Metzger A.E., Karunatillake S., Keller J.M., Newsom H.E., Arnold J.R., Brückner J., Englert P.A.J., Gasnault O., Sprague A.L., Mitrofanov I., Squyres S.W., Trombka J.I., d'Uston L., Wanke H., Hamara D.K.* Concentration of H, Si, Cl, K, Fe, and Th in the low- and mid-latitude regions of Mars // J. Geophys. Res. 2006. V. 112. E12S99.
- Bystritsky V.M., Gerasimov V.V., Kadyshesky V.G., Kobzev A.P., Nozdrin A.A., Rogov Yu.N., Rapatsky V.L., Sadovsky A.B., Salamatin A.V., Sapozhnikov M.G., Sissakian A.N., Slepnev I.V., Slepnev V.M., Utkin V.A., Zamyatin N.I., Peredery A.N., Likhachev N.P., Romanov I.V., Safonov M.V., Sedin A.N., Scherbakov A.G.* DVin – stationary setup for identification of explosives // Phys. Part. Nucl. Lett. 2008. V. 5. P. 441–446.
- Bystritsky V.M., Zamyatin N.I., Zubarev E.V., Rapatsky V.L., Rogov Yu.N., Romanov I.V., Sadovsky A.B., Salamatin A.V., Sapozhnikov M.G., Safonov M.V., Slepnev V.M., Philipov A.V.* Stationary setup for identifying explosives using the tagged neutron method // Phys. Part. Nucl. Lett. 2013. № 10. P. 442–446.
- Evans L.G., Reedy R.C., Starr R.D., Kerry K.E., Boynton W.V.* Analysis of gamma ray spectra measured by Mars Odyssey // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. E03S04.
- Evans L.G., Peplowski P.N., Rhodes E.A., Lawrence D.J., McCoy T.J., Nittler L.R., Solomon S.C., Sprague A.L., McStall-Cahill K.R., Starr R.D., Weider S.Z., Boynton W.V., Hamara D.K., Goldsten J.O.* Major-element abundances on the surface of Mercury: Results from the MES-

- SENGER Gamma-Ray Spectrometer // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. E00L07.
- Goldsten J.O., Rhodes E.A., Boynton W.V., Feldman W.C., Lawrence D.J., Trombka J., Smith D.M., Evans L.G., White J., Madden N.W., Berg P.C., Murphy G.A., Gurnee R.S., Strohheln K., Williams B.D., Schaefer E.D., Monaco C.A., Cork C.P., Eckels J.D., Miller W.O., Burks M.T., Hagler L.B., DeTeresa S.J., Witte M.C. The MESSENGER Gamma-Ray and Neutron Spectrometer // *Space Sci. Rev.* 2007. № 131. P. 339–391.
- Golovin D., Litvak M., Kozyrev A., Tret'yakov V., Sanin A., Vostrukhin A., Mitrofanov I., Malakhov A. Neutron activation analysis on the surface of the Moon and other terrestrial planets // 40th COSPAR Scientific Assembly. 2014. Abstract B0.1-43-14.
- Golovin D.V., Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Vostrukhin A.A., Dubasov P.V., Zontikov A.O., Kozyrev A.S., Krylov A.R., Krylov V.A., Mokrousov M.I., Repkin A.N., Sanin A.B., Timoshenko G.N., Udovichenko K.V., Shvetsov V.N. Comparison of Sensitivities of Semiconductor (HPGe) and Scintillation (CeBr3) Detectors in the Measurement of Gamma Spectra Induced by Neutrons in the Model of Planetary Soil // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2018. V. 15. № 5. P. 524–530.
- Grotzinger J.P., Crisp J., Vasavada A.R., Anderson R.C., Baker C.J., Barry R., Blake D.F., Conrad P., Edgett K.S., Ferdowski B., Gellert R., Gilbert J.B., Golombek M., Gomez-Elvira J., Hassler D.M., Jandura L., Litvak M., Mahaffy P., Maki J., Meyer M., Malin M.C., Mitrofanov I., Simmonds J.J., Vaniman D., Welch R.V., Wiens R.C. Mars Science Laboratory Mission and Science Investigation // *Space Sci. Rev.* 2012. № 170. P. 5–56.
- Hasebe N., Shibamura E., Miyachi T., Takashima T., Kobayashi M., Okudaira O., Yamashita N., Kobayashi S., Karouji Y., Hareyama M., Kodaira S., Hayatsu K., Iwabuchi K., Nemoto S., Sakurai K., Komatsu S., Miyajima M., Ebihara M., Hihara T., Arai T., Sugihara T., Takeda H., D'Uston C., Gasnault O., Diez B., Forni O., Maurice S., Reedy R.C. High Performance Germanium Gamma-Ray Spectrometer on Lunar Polar Orbiter SELENE (KAGUYA) // *Transactions of Space Techn. Japan.* 2010. V. 7. P. Pk\_35-Pk\_41.
- Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Barmakov Yu.N., Behar A., Bitulev A., Bobrovniyskiy Yu., Bogolubov E.P., Boynton W.V., Bragin S.I., Churin S., Grebennikov A.S., Konovalov A., Kozyrev A.S., Kurdumov I.G., Krylov A., Kuznetsov Yu.P., Malakhov A.V., Mokrousov M.I., Ryzhkov V.I., Sanin A.B., Shvetsov V.N., Smirnov G.A., Sholeninov S., Timoshenko G.N., Tomilina T.M., Tuvakin D.V., Tret'yakov V.I., Troshin V.S., Uvarov V.N., Varenikov A., Vostrukhin A. The Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) Experiment NASA's 2009 Mars Science Laboratory // *Astrobiology.* 2008. V. 8. № 3. P. 605–612.
- Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Lisov D.I., Behar A., Boynton W.V., Deflores L., Fedosov F., Golovin D., Hardgrove C., Harshman K., Jun I., Kozyrev A.S., Kuzmin R.O., Malakhov A., Milliken R., Mischna M.A., Moersch J.E., Mokrousov M., Nikiforov S., Shvetsov V.N., Stack K., Starr R., Tate C., Tret'yakov V.I., Vostrukhin A. Local Variations of Bulk Hydrogen and Chlorine Content Measured at the Contact Between the Sheepbed and Gillespie Lake Units in Yellowknife Bay, Gale Crater, Using the DAN Instrument Onboard Curiosity // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. № 6. P. 1259–1275.
- Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Hardgrove C., Stack K.M., Sanin A.B., Lisov D., Boynton W.V., Fedosov F., Golovin D., Harshman K., Jun I., Kozyrev A.S., Kuzmin R.O., Malakhov A., Milliken R., Mischna M., Moersch J., Mokrousov M., Nikiforov S., Starr R., Tate C., Tret'yakov V.I., Vostrukhin A. Hydrogen and chlorine abundances in the Kimberley formation of Gale crater measured by the DAN instrument on board the Mars Science Laboratory Curiosity rover // *J. Geophys. Res.* 2016. V. 21. № 5. P. 836–845.
- Litvak M.L., Sanin A.B., Golovin D.V., Jun I., Mitrofanov I.G., Shvetsov V.N., Timoshenko G.N., Vostrukhin A.A. Ground tests with prototype of CeBr3 active gamma ray spectrometer proposed for future Venus surface missions // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Section A.* 2017. V. 848. P. 9–18.
- Litvak M.L., Barmakov Y.N., Belichenko S.G., Bestaev R.R., Bogolubov E.P., Gavrychenkov A.V., Kozyrev A.S., Mitrofanov I.G., Nosov A.V., Sanin A.B., Shvetsov V.N., Yurkov D.I., Zverev V.I. Associated particle imaging instrumentation for future planetary surface missions // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* 2019. V. 922. P. 19–27.
- Mitrofanov I., Anfimov D., Kozyrev A., Litvak M., Sanin A., Tret'yakov V., Krylov A., Shvetsov V., Boynton W., Shinohara C., Hamara D., Saunders R.S. Maps of Subsurface Hydrogen from the High Energy Neutron Detector, Mars Odyssey // *Science.* 2002. V. 297. № 5578. P. 78–81.
- Mitrofanov I.G., Kozyrev A.S., Konovalov A., Litvak M.L., Malakhov A.A., Mokrousov M.I., Sanin A.B., Tret'yakov V.I., Vostrukhin A.V., Bobrovniyskiy Yu.I., Tomilina T.M., Gurvits L., Owens A. The Mercury Gamma and Neutron Spectrometer (MGNS) on board the Planetary Orbiter of the BepiColombo mission // *Planet. and Space Sci.* 2010. V. 58. № 1–2. P. 116–124.
- Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Barmakov Yu.I., Behar A., Bobrovniyskiy Yu.I., Bogolubov E.P., Boynton W.V., Harshman K., Kan E., Kozyrev A.S., Kuzmin R.O., Malakhov A.V., Mokrousov M.I., Ryzhkov V.I., Sanin A.B., Smirnov G.A., Shvetsov V.N., Timoshenko G.N., Tomilina T.M., Tret'yakov V.I., Varenikov A.B., Vostrukhin V. Experiment for measurements of Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) onboard NASA's Mars Science Laboratory // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 170. № 1–4. P. 559–582.
- Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Sanin A.B., Starr R.D., Lisov D.I., Kuzmin R.O., Behar A., Boynton W.V., Hardgrove C., Harshman K., Jun I., Milliken R.E., Mischna M.A., Moersch J.E., Tate C.G. Water and chlorine content in the Martian soil along the first 1900 m of the Curiosity rover traverse as estimated by the DAN instrument // *Journal of Geophysical Research.* 2014. V. 119. № 7. P. 1579–1596.
- Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Nikiforov S.Y., Jun I., Bobrovniyskiy Y.I., Golovin D.V., Grebennikov A.S., Fedosov F.S., Kozyrev A.S., Lisov D.I., Malakhov A.V., Mokrousov M.I., Sanin A.B., Shvetsov V.N., Timoshenko G.N., Tomilina T.M., Tret'yakov V.I., Vostrukhin A.A. The ADRON-RM Instrument Onboard the ExoMars Rover // *Astrobiology.* 2017. V. 17. № 6–7. P. 585–594.

- Mitrofanov I., Malakhov A., Bakhtin B., Golovin D., Kozyrev A., Litvak M., Mokrousov M., Sanin A., Tretyakov V., Vostrukhin A., Anikin A., Zelenyi L.M., Semkova J., Malchev S., Tomov B., Matviichuk Y., Dimitrov P., Koleva R., Dachev T., Krastev K., Shvetsov V., Timoshenko G., Bobrovniksky Y., Tomilina T., Benghin V., Shurshakov V.* Fine Resolution Epithermal Neutron Detector (FREND) Onboard the ExoMars Trace Gas Orbiter // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. № 5. Article id. 86. 26 p.
- Parsons A., Bodnarik J., Evans L., Floyd S., Lim L., McClanahan T., Namkung M., Nowicki S., Schweitzer J., Starr R., Trombka J.* Active neutron and gamma-ray instrumentation for in situ planetary science applications // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* 2011. V. 652. P. 674–679.
- Prettyman T.H., Hagerty J.J., Elphic R.C., Feldman W.C., Lawrence D.J., McKinney G.W., Vaniman D.T.* Elemental composition of the lunar surface: Analysis of gamma ray spectroscopy data from Lunar Prospector // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. № E12. CiteID E12007.
- Prettyman T.H., Feldman W.C., McSween H.Y., Dingler R.D., Enemark D.C., Patrick D.E., Storms S.A., Hendricks J.S., Morgenthaler J.P., Pitman K.M., Reedy R.C.* Dawn's Gamma Ray and Neutron Detector // *Space Sci. Rev.* 2011. V. 163. № 1–4. P. 371–459.
- Prettyman T.H., Mittlefehldt D.W., Yamashita N., Lawrence D.J., Beck A.W., Feldman W.C., McCoy T.J., McSween H.Y., Toplis M.J., Titus T.N., Tricarico P., Reedy R.C., Hendricks J.S., Forni O., Le Corre L., Li J.-Y., Mizzon H., Reddy V., Raymond C.A., Russell C.T.* Elemental Mapping by Dawn Reveals Exogenic H in Vesta's Regolith // *Science.* 2012. V. 338. № 6104. P. 242–246.
- Surkov Yu.A., Kirnozov F.F., Glazov V.N., Dunchenko A.G., Tatsy L.P., Sobornov O.P.* Uranium, thorium, and potassium in the Venusian rocks at the landing sites of VEGA 1 and 2 // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* 1987. V. 92. № B4. P. E537–E540.
- Vago J.L., Westall F., Coates A.J., Jaumann R., Korablev O., Ciarletti V., Mitrofanov I., Josset J.-L., De Sanctis M.C., Bibring J.-P., Rull F., Goesmann F., Steininger H., Goetz W., Brinckerhoff W., Szopa C., Raulin F., Westall F., Edwards H.G.M., Whyte L.G., Fairén A.G., Bridges J., Hauber E., Ori G.G., Werner S., Loizeau D., Kuzmin R.O., Williams R.M.E., Flahaut J., Forget F., Rodionov D., Svedhem H., the ExoMars Project Team.* Habitability on Early Mars and the Search for Biosignatures with the ExoMars Rover // *Astrobiology.* 2017. V. 17. № 6–7. P. 471–510.

УДК 520.6.07

## ТОЧНОСТЬ АНАЛИЗА ЭЛЕМЕНТНОГО И ИЗОТОПНОГО СОСТАВА РЕГОЛИТА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ В ХОДЕ ПЛАНИРУЕМЫХ МИССИЙ ЛУНА–ГЛОБ И ЛУНА–РЕСУРС-1

© 2020 г. А. Е. Чумиков<sup>a</sup>, В. С. Чепцов<sup>a, b, \*</sup>, Н. Г. Манагадзе<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>b</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*e-mail: cheptcov.vladimir@gmail.com

Поступила в редакцию 26.08.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 16.12.2019 г.

Лазерная ионизационная масс-спектрометрия является одним из наиболее перспективных методов анализа элементного и изотопного состава твердых веществ в космических экспериментах в связи с высокой надежностью приборов и простотой их эксплуатации, отсутствием необходимости в пробоподготовке и высоким пространственным разрешением. С учетом указанных достоинств данного метода в состав миссий Луна–Глоб (Луна-25) и Луна–Ресурс-1 (Луна-27) включен лазерный ионизационный масс-спектрометр ЛАЗМА-ЛР с целью изучения элементного и изотопного состава реголита Луны в местах посадки космических аппаратов. Точность измерений с помощью масс-анализатора ЛАЗМА-ЛР существенно зависит от объема статистической выборки спектрального массива, что определяет временные параметры функционирования прибора в ходе космического эксперимента. Нами была снята серия спектров энстатита (минерала, входящего в состав лунного реголита) и проведена оценка приборной точности измерений при различных объемах спектрального массива. Показано, что 10% точность элементного анализа обеспечивается обработкой массива из 300 спектров, что соответствует времени непрерывной работы прибора ЛАЗМА-ЛР около 4 ч. За аналогичный 4-часовой период точность 1% измерения изотопных распределений достигается только для изотопов, находящихся в соотношении не более 10 : 1, в то время как измерение с точностью 1% изотопов с большими соотношениями требует неоправданного увеличения длительности анализа.

**Ключевые слова:** лазерная ионизационная масс-спектрометрия, ЛАЗМА, Луна–Глоб, Луна–Ресурс-1, элементный анализ, изотопный анализ

**DOI:** 10.31857/S0320930X20030020

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования молекулярного, элементного и изотопного состава реголита и пыли являются неотъемлемой частью практически всех посадочных космических миссий. Такие исследования необходимы для понимания процессов эволюции комических тел, для определения ряда их физико-химических характеристик, для оценки перспектив их освоения, а также для решения многих других фундаментальных и прикладных проблем. Одним из наиболее перспективных методов анализа элементного и изотопного состава твердых веществ в космических экспериментах является лазерная ионизационная масс-спектрометрия (ЛИМС), в связи с высокой надежностью приборов и простотой их эксплуатации, отсутствием необходимости в пробоподготовке и высоким пространственным разрешением (Tulej и др.,

2012; 2015; Riedo и др., 2013a). ЛИМС для космических применений стремительно развивалась в течение последних десятилетий, и к настоящему времени был создан ряд прототипов и летных приборов (Tulej и др., 2015; Managadze и др., 2010; 2017). Один из них, ЛАЗМА, был установлен на борту космического аппарата Фобос–Грунт, и его модификация ЛАЗМА-ЛР включена в состав миссий Луна–Глоб (Луна-25) и Луна–Ресурс-1 (Луна-27) (Managadze и др., 2010; Mitrofanov и др., 2011).

Анализ элементного и изотопного состава с помощью прибора ЛАЗМА-ЛР проводится следующим образом: образец реголита помещается на вращающийся диск на расстоянии, соответствующем фокусному расстоянию лазерного излучателя, затем Nd:YAG лазером с длиной волны 1.064 мкм производится импульсное воздей-

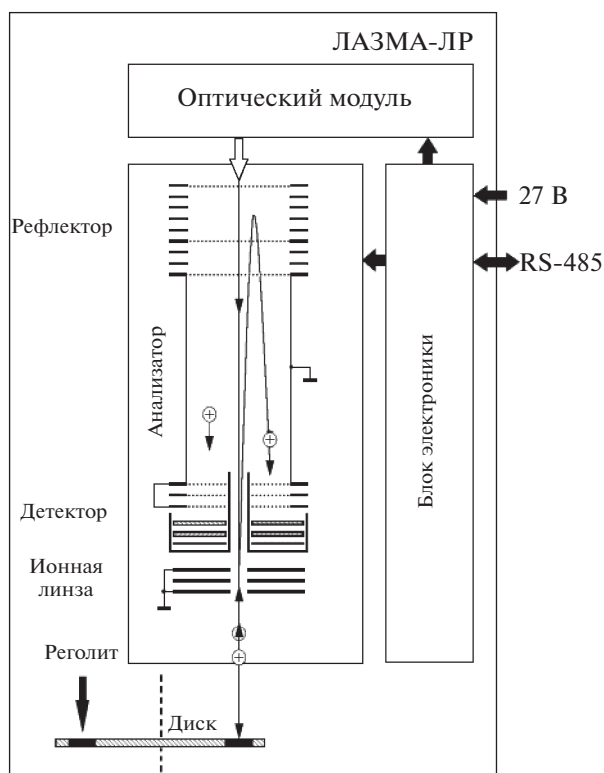


Рис. 1. Функциональная схема прибора ЛАЗМА-ЛР.

ствии длительностью 7 нс с плотностью мощности  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> (рис. 1). Такое воздействие вызывает полную атомизацию и ионизацию вещества образца, а сильный перегрев приводит к выбросу образованных ионов в виде плазменного факела.

Высокоскоростные ионы, эмитируемые из образовавшейся плазмы в режиме свободного разлета, попадают во времяпролетный масс-анализатор, где разделяются по времени пролета в соответствии с формулой:

$$T = L(M/2E)^{1/2},$$

где  $T$  – время пролета ионов с энергией  $E$  и массой  $M$  бесполевого расстояния  $L$ . Разделенные во времени ионы, после их отражения в тормозящем поле электростатического рефлектора, регистрируются вторично-электронным умножителем. Далее сигнал поступает на быстродействующий аналого-цифровой преобразователь и сохраняется в памяти прибора в виде одиночного спектра. По времени пролета ионов и интенсивности сигнала можно определить массу ионов и их относительные концентрации с высокой точностью. По распределению и амплитуде изотопов можно отождествить химический элемент, и далее по интенсивности массовых пиков элементов определить химический, включая элементный и изотопный, состав исследуемого вещества (Managadze и др., 2010; 2017).

Важно, что точность измерений с помощью масс-анализатора ЛАЗМА-ЛР существенно зависит от объема статистической выборки спектрального массива. От объема статистической выборки, требуемого для достижения заданной точности измерений, зависит время накопления спектров, которое, в свою очередь, задает временные параметры функционирования прибора в ходе космического эксперимента. В связи с этим целью настоящей работы являлось изучение зависимости точности определения элементного и изотопного состава от объема статистической выборки спектрального массива летного прибора ЛАЗМА-ЛР и определение необходимого количества спектров для получения данных об элементном и изотопном составе образца с точностью 10 и 1% соответственно. Данная точность достаточна для решения широкого круга задач планетологии, геохронологии и астробиологии, в частности, для предварительного анализа и отбора образцов для их доставки на Землю, для классификации космических тел, исследования процессов их формирования и изучения процессов выветривания их поверхности, для определения возраста пород, поиска редкоземельных элементов и др. (Brinckerhoff, 2005).

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Объектом исследования являлся энстатит. Этот минерал входит в группу пироксенов, распространенных в лунном реголите и метеоритах (Reid и др., 1973; Rubin, 1997). Образец энстатита, отобранный в Норвегии, был получен нами из Музея естественной истории в Берлине, где его химический состав был исследован методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДС) с помощью полевого эмиссионного растрового электронного микроскопа JEOL 8500-F (JEOL USA Inc., США). Образец содержал в своем составе оксиды  $Al_2O_3$ ,  $Na_2O$ ,  $TiO_2$ ,  $Cr_2O_3$ ,  $SiO_2$ ,  $MgO$ ,  $MnO$ ,  $CaO$  и  $FeO$  в концентрациях 0.09, 0.02, 0.04, 0.01, 57.15, 32.54, 0.04, 0.29 и 9.91 мас. % соответственно. Следовательно, содержание Al, Na, Ti, Cr, Si, Mg, Mn, Ca, Fe и O в образце составляло 0.037, 0.014, 0.105, 0.003, 19.93, 17.03, 0.012, 0.108, 2.88 и 59.98 ат. % соответственно. Микроскопические исследования показали, что образец однороден, что позволяет исключить влияние на точность анализа неоднородности мишени и обеспечивает определение именно приборной точности анализа.

Исследования точностных характеристик элементного и изотопного анализа проводились с помощью штатного образца прибора ЛАЗМА проекта Фобос-Грунт (Managadze и др., 2010), который является полным аналогом прибора ЛАЗМА-ЛР в аналитической части инструмента. Прибор помещался в вакуумную камеру, где производилась его

откачка до рабочего давления  $5 \times 10^{-6}$  торр. Затем была снята серия из 135 спектров энстатита. Регистрация спектров осуществлялась в штатном режиме работы прибора. Частота получения спектров при этом определялась частотой работы лазера и составляла 0.1 Гц. Использование низкочастотного лазера обусловлено его низким средним энергопотреблением, отсутствием необходимости его активного охлаждения в ходе космического эксперимента и наличием отработанной технологии изготовления лазера для жестких условий эксплуатации. Диаметр пятна лазерного воздействия составлял около 30 мкм. Глубина образующегося при этом кратера существенно зависит от материала, из которого состоит мишень, и составляет порядка сотен нанометров.

Для обработки серий спектров в среде GNU Octave 3.4.3 было создано программное обеспечение, позволяющее определять процентное содержание элементов и изотопов в составе образца. Работа программы осуществлялась по следующему алгоритму: шивка спектра на основе самого чувствительного канала; вычитание из спектра базовой линии; нахождение интегралов пиков отдельного спектра по методу трапеций; нормировка (приведение интегралов пиков к их процентному распределению); усреднение полученных значений содержания элементов и изотопов в образце в атомных процентах и вычисление стандартных отклонений среднего.

Важно, что точность измерения какой-либо величины определяется как случайной погрешностью измерения, так и систематической (влияние грубой ошибки в данной работе не рассматривается). При выполнении измерений с помощью прибора ЛАЗМА случайная ошибка определяется относительным разбросом интегралов спектральных пиков элементов в различных спектрах (рис. 2), а систематическая — постоянно заниженным или наоборот завышенным значением интеграла пика какого-либо элемента. Так, в приведенном спектре видно, что интеграл пика кислорода имеет существенно заниженное значение относительно указанных выше данных о составе образца, полученных методом рентгеноспектрального микроанализа. Влияние систематической погрешности на точность анализа элементного и изотопного состава лунного реголита будет компенсироваться введением соответствующих постоянных коэффициентов — коэффициентов относительной чувствительности (КОЧ) на этапе обработки полученных в ходе космического эксперимента научных данных, а также в ходе экспериментального анализа земных пород и грунтов, близких по составу к лунному реголиту. Поскольку введение данных коэффициентов планируется на этапе обработки научных данных, и они фактически не связаны со статистическим накоплением результатов измерения в ходе космического экспери-

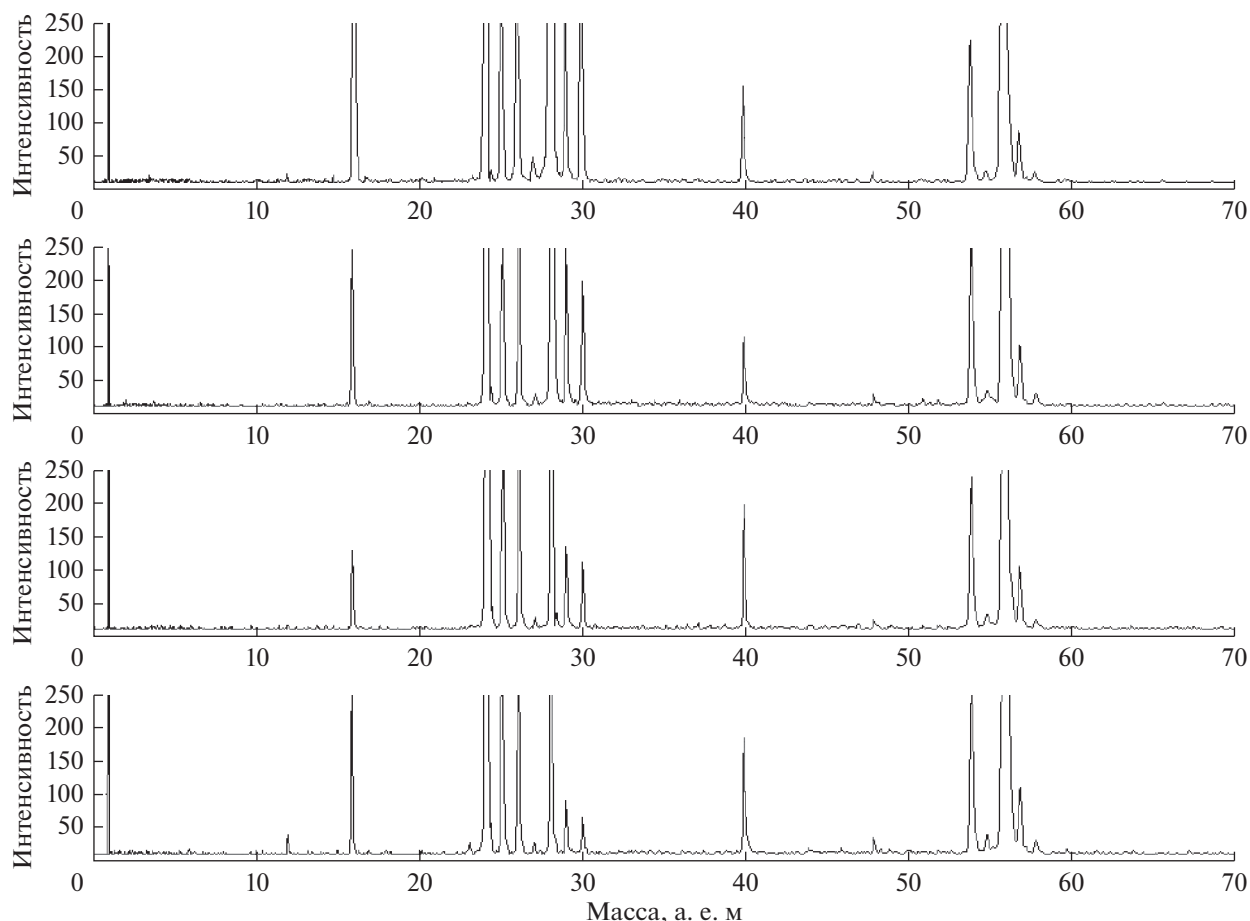
мента, в настоящей работе все КОЧ приняты равными 1 и рассматривается влияние на точность измерений только случайной составляющей погрешности.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты анализа элементного состава энстатита при обработке различных по объему выборок спектров приведены в табл. 1. Представленные данные демонстрируют, что точность определения концентрации элементов связана не только с объемом проанализированной выборки, что было ожидаемо, но и с величиной интеграла пика (концентрацией) элемента в спектре. Аналогичный эффект — снижение точности измерения концентрации элемента при уменьшении его содержания в образце — наблюдался ранее при исследовании характеристик ряда других лазерных ионизационных масс-спектрометров (Riedo и др., 2013b; 2013c).

Большой статистический разброс элементов с малой концентрацией может быть вызван в первую очередь их неомогенным распределением в образце. Аналогичная картина наблюдалась бы очевидно и для пиков матричных элементов в случае сильно неоднородного образца. Таким образом, с высокой вероятностью приборная (не зависящая от характеристик исследуемого образца) точность анализа в данном случае определяется пиками матричных элементов (Mg, Si, Fe), а примесные элементы, такие как Na, Al, Cr, характеризуют уменьшение точности анализа вследствие неоднородности образца. Исключением является кислород — несмотря на его значительное содержание в образце, среднеквадратичное отклонение среднего для него сравнимо со среднеквадратичными отклонениями примесей. Очевидно, что такой разброс в результатах отдельных измерений не связан с неоднородностью распределения кислорода в образце, поскольку сам образец представляет собой смесь оксидов, а вызван физическими процессами спектрообразования кислорода, такими как смещение максимума энергетического распределения из рабочей зоны анализатора, близость порога энергии ионообразования к используемой интенсивности лазерного излучения и др. В целом, подобный эффект характерен для ЛИМС и наблюдается для всех элементов с атомной массой легче кислорода (H, C, N и др.) (Tulej и др., 2012; 2015; Wurz и др., 2012).

Разобьем представленные в табл. 1 элементы на две группы. В первую группу включим матричные однородно распределенные элементы — Mg, Si и Fe, характеризующие приборную точность анализа, во вторую — все примесные элементы, а также кислород. Поскольку однородность распределения химических элементов в лунном реголите в местах посадки миссий Луна—Глоб и Лу-



**Рис. 2.** Спектры образца энстатита, полученные в самом чувствительном канале и демонстрирующие воспроизводимость отдельных измерений.

на—Ресурс-1 неизвестна, примем, что матричные элементы в лунном реголите имеют статистические распределения, близкие к статистическим распределениям примесей в энстатите. Таким образом, первая группа элементов определяет минимальное необходимое число спектров для получения заданной точности анализа в случае идеальной мишени, а вторая группа моделирует получаемую точность при негетерогенном образце.

Согласно полученным зависимостям относительного стандартного отклонения среднего от числа проанализированных спектров, приборная относительная точность 10% для первой группы элементов достигалась при обработке 50 спектров, при анализе 135 спектров точность анализа составляла не менее 6% (рис. 3а). При экстраполяции полученных зависимостей с помощью степенной функции на статистические выборки больших объемов было установлено, что для элементов второй группы, за исключением Al, точность анализа 10% достигалась при увеличении спектрального массива до 300 спектров (рис. 3б), в то время как для Al относительное стандартное

отклонение составляло 12%. При этом точность анализа для элементов первой группы возрастала до 4%. Для увеличения точности определения содержания Al в образце до 10% была необходима обработка массива из 400 спектров. Таким образом, полученные данные указывают, что для элементного анализа пробы лунного реголита с точностью 10% потребуется спектральный массив из ~300 одиночных спектров. Поскольку в условиях анализа сложного образца, к которым можно отнести пробу лунного реголита, отбраковывается до 80% спектров, для получения 300 полезных спектров потребуется около 1500 спектров. С учетом времени получения одного спектра (10 с), для накопления массива из 1500 спектров потребуется около 4.2 ч активной работы прибора. В связи с этим номинальное время элементного анализа единичной мишени составит около 4 ч.

Следует отметить, что концентрации элементов, определенные с помощью прибора ЛАЗМА-ЛР (табл. 1), существенно отличаются от значений, полученных при анализе методом ЭДС. Это связано с влиянием на точность масс-спектрометри-



**Таблица 1.** Результаты определения элементного состава энстатита при анализе различных по объему выборок спектров

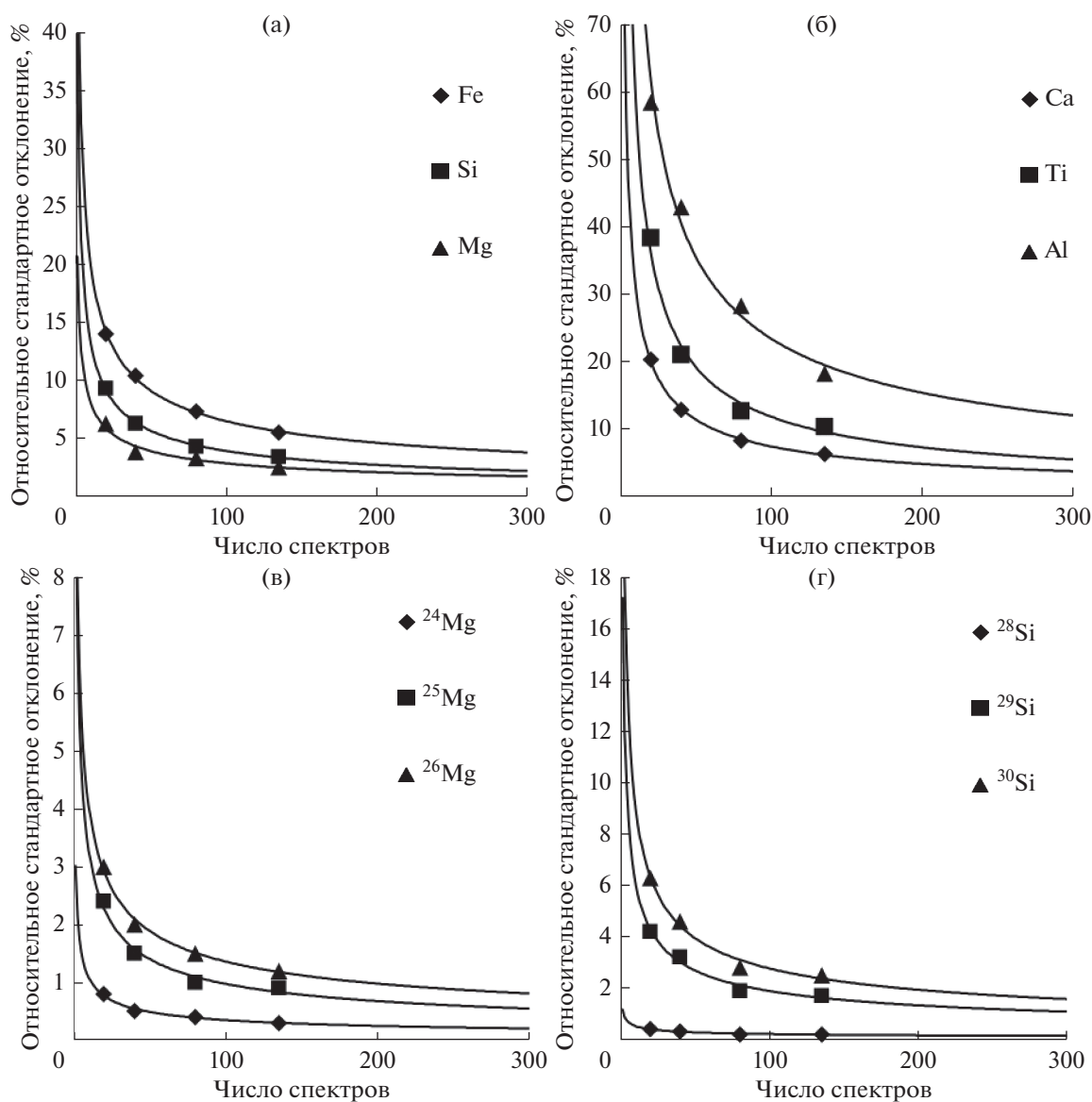
Элемент	Объем выборки – 20 спектров		Объем выборки – 40 спектров		Объем выборки – 80 спектров		Объем выборки – 135 спектров	
	$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_r$ , %	$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_r$ , %	$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_r$ , %	$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_r$ , %
Si	42.17 ± 3.95	9.3	44.09 ± 2.76	6.3	43.02 ± 1.87	4.3	42.40 ± 1.44	3.4
Mg	26.42 ± 1.66	6.3	25.36 ± 0.97	3.8	26.50 ± 0.87	3.3	26.99 ± 0.68	2.5
Fe	23.30 ± 3.27	14.0	23.47 ± 2.44	10.4	23.27 ± 1.70	7.3	23.85 ± 1.30	5.5
O	6.13 ± 2.31	37.6	5.39 ± 1.42	26.4	5.66 ± 1.13	20.0	5.23 ± 0.76	14.6
Ca	0.97 ± 0.19	20.3	0.86 ± 0.11	12.9	0.83 ± 0.07	8.3	0.80 ± 0.05	6.3
Ti	0.26 ± 0.10	38.4	0.26 ± 0.05	21.0	0.25 ± 0.03	12.7	0.28 ± 0.03	10.4
Al	0.42 ± 0.25	58.5	0.29 ± 0.12	43.0	0.22 ± 0.063	28.3	0.20 ± 0.038	18.3
Mn	0.11 ± 0.02	19.5	0.11 ± 0.014	13.0	0.10 ± 0.01	8.8	0.11 ± 0.008	7.0
Na	0.15 ± 0.05	34.5	0.11 ± 0.02	24.7	0.09 ± 0.015	16.8	0.08 ± 0.01	12.5
Cr	0.02 ± 0.01	44.0	0.02 ± 0.006	25.2	0.02 ± 0.004	18.2	0.02 ± 0.003	15.3

ческого анализа систематической погрешности, которое, как указано выше, будет компенсироваться введением КОЧ на дальнейших этапах работы.

Оценка точности изотопного анализа была проведена по тем же спектральным данным. В связи с тем, что элементы второй группы имеют малую концентрацию (не основные изотопы на уровне шума) или являются моноизотопными элементами, изотопные распределения определяли по элементам первой группы. Это оправдано еще и тем, что изотопные соотношения не зависят от гомогенности образца, т.е. проведенные статистические оценки будут действительны для любого надежно регистрируемого элемента.

Измеренные средние значения изотопной концентрации имели в ряде случаев значимое отличие от природной концентрации (табл. 2). Это означает, что для корректных измерений изотопных соотношений будет необходимо введение поправочных коэффициентов (изотопных КОЧ). Большой разброс данных по изотопу железа  $^{58}\text{Fe}$ , как и существенное отличие полученного значения от природной распространенности, обусловлен как малой концентрацией этого изотопа, так и наложением на данную атомную массу изотопа  $^{58}\text{Ni}$ . Согласно результатам измерений, точность определения концентрации изотопа напрямую зависит от его содержания в образце. Такая же зависимость характерна и для элементного анализа, как отмечалось выше. В связи с этим наиболее точно могут быть проанализированы изотопные распределения для матричных элементов, содержащих соизмеримые количества нескольких нуклидов; при увеличении изотопных соотношений точность их измерения будет снижаться.

В частности, для всех изотопов магния точность 1% достигалась при обработке 200 спектров (рис. 3в), в то время как для определения всех изотопных соотношений кремния с такой же точностью требуется анализ массива объемом около 600 спектров (рис. 3г). Таким образом, с учетом приведенных выше временных оценок для элементного анализа, заданная точность измерения содержаний изотопов, имеющих соотношения их распространенности в природе около 8 : 1 (изотопы  $^{24}\text{Mg}$  :  $^{25}\text{Mg}$  и  $^{24}\text{Mg}$  :  $^{26}\text{Mg}$ ) будет достигнута через ~3 ч работы прибора, для изотопов с отношением около 30 : 1 (изотопы Si) потребуется около 9 ч, для изотопов же, имеющих большие соотношения, время анализа становится неоправданно высоким. Так, для анализа концентраций изотопов с отношением около 50 : 1 ( $^{56}\text{Fe}$  :  $^{57}\text{Fe}$ ) потребуется накопление массива из 2000 полезных спектров (около 30 часов работы прибора), а для нуклидов с отношением около 300 : 1 ( $^{56}\text{Fe}$  :  $^{58}\text{Fe}$ ) – около 200000 спектров (~12 сут непрерывной работы масс-анализатора). Итак, за 4 ч с точностью 1% будут определены изотопы, имеющие соотношения ~10 : 1 и менее. Такое время анализа представляется оптимальным, поскольку для изотопов с большими соотношениями потребуется гораздо большее время, и, кроме того, данная величина хорошо согласуется с номинальным временем элементного анализа единичного образца. Принимая во внимание, что неоднородность изотопных соотношений в пробах лунного реголита, взятых на небольшом расстоянии, должна отсутствовать, анализ изотопных распределений для изотопов с малой концентрацией предполагается проводить по суммарной статистике, полученной со всех загруженных проб. Конструкция грунтоприемного



**Рис. 3.** Экспериментальные зависимости относительного стандартного отклонения среднего значения концентраций различных элементов и изотопов от объема проанализированной выборки спектров.

устройства прибора ЛАЗМА позволяет провести анализ 11 образцов реголита в ходе космического эксперимента (Managadze и др., 2010). В связи с этим возможно накопление суммарного массива объемом не менее 3300 полезных спектров, что позволит охарактеризовать с 1% точностью изотопные распределения для нуклидов с отношениями их распространенности в природе 50 : 1 и более.

Следует отметить, что на случайную составляющую погрешности влияет ряд факторов, таких как статистика дискретных событий, воспроизводимость плотности мощности лазерного излучения, флуктуации энергетических распределений элементов относительно диапазона допустимых энергий времяпролетного масс-анализатора и

др., что в конечном итоге отражается на точности элементного и изотопного анализа. Более того, во многом эти факторы определяют и различную точность, как показано выше, получаемую для элементного и изотопного анализа. Однако в данной работе не ставилась цель изучения отдельного влияния каждого из этих факторов на конечные результаты. Проведенные измерения, по сути, отражают интегральное влияние всех случайных факторов на точность анализа конкретного бортового лазерного времяпролетного масс-спектрометра и позволяют определить номинальные условия его функционирования в рамках космического эксперимента, что и являлось основной целью данной работы.

**Таблица 2.** Изотопные распределения элементов первой группы для различных объемов статистической выборки. Распространенность изотопов в природе приведена по данным (Rosman, Taylor, 1999)

Изотоп	Распростра- ненность, %	Объем выборки – 20 спектров		Объем выборки – 40 спектров		Объем выборки – 80 спектров		Объем выборки – 135 спектров	
		$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_p$ , %	$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_p$ , %	$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_p$ , %	$(x \pm \sigma_x)$ , ат. %	$S_p$ , %
<sup>24</sup> Mg	78.99	76.68 ± 0.61	0.8	76.78 ± 0.37	0.5	76.34 ± 0.28	0.4	76.89 ± 0.22	0.3
<sup>25</sup> Mg	10.00	10.55 ± 0.25	2.4	10.52 ± 0.16	1.5	10.58 ± 0.10	1.0	10.40 ± 0.09	0.9
<sup>26</sup> Mg	11.01	12.76 ± 0.38	3.0	12.69 ± 0.25	2.0	13.06 ± 0.19	1.5	12.69 ± 0.15	1.2
<sup>28</sup> Si	92.23	92.40 ± 0.36	0.4	91.69 ± 0.29	0.3	91.28 ± 0.18	0.2	91.88 ± 0.15	0.2
<sup>29</sup> Si	4.68	4.30 ± 0.18	4.2	4.70 ± 0.15	3.2	4.87 ± 0.09	1.9	4.61 ± 0.07	1.7
<sup>30</sup> Si	3.09	3.29 ± 0.21	6.3	3.60 ± 0.16	4.6	3.83 ± 0.10	2.8	3.50 ± 0.08	2.5
<sup>54</sup> Fe	5.85	5.78 ± 0.19	3.3	5.67 ± 0.14	2.5	5.61 ± 0.08	1.6	5.59 ± 0.06	1.2
<sup>56</sup> Fe	91.75	91.69 ± 0.27	0.3	91.58 ± 0.22	0.2	91.65 ± 0.20	0.2	91.70 ± 0.14	0.1
<sup>57</sup> Fe	2.12	1.93 ± 0.11	5.7	2.15 ± 0.09	4.4	2.20 ± 0.07	3.5	2.16 ± 0.05	2.7
<sup>58</sup> Fe	0.28	0.58 ± 0.10	17.4	0.59 ± 0.07	12.0	0.52 ± 0.06	12.7	0.53 ± 0.04	8.7

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования по определению величины спектрального массива и времени анализа единичного образца для достижения заданной точности измерений элементного и изотопного состава 10 и 1% соответственно показали, что:

– данная точность элементного анализа обеспечивается получением и обработкой массива из 300 спектров, что соответствует времени непрерывной работы прибора ЛАЗМА-ЛР около 4 ч;

– точность элементного анализа, а также точность определения изотопных распределений зависят не только от числа наблюдений, но и от их концентраций элементов и изотопов;

– за аналогичный 4-часовой период 1% точность измерения изотопных распределений достигается только для изотопов, находящихся в соотношении не более 10 : 1, в то время как измерение с точностью 1% распределений изотопов с большими соотношениями требует неоправданного увеличения длительности анализа;

– в предположении однородности изотопного состава разных проб реголита Луны, взятых с одного места посадки, для измерения изотопных распределений предлагается совместно анализировать спектральные данные, полученные с различных образцов, что частично устранит ограничения, связанные с концентрацией изотопов, и позволит охарактеризовать с точностью 1% изотопные распределения для нуклидов с отношениями их концентраций в образце 50 : 1 и более.

Авторы благодарят главу департамента Космических исследований и планетологии Физического института Бернского университета Питера

Вурца за предоставленный для анализа образец энстатита.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Brinckerhoff W.B.* On the possible in situ elemental analysis of small bodies with laser ablation TOF-MS // *Planet. and Space Sci.* 2005. V. 53. № 8. P. 817–838.
- Managadze G.G., Wurz P., Sagdeev R.Z., Chumikov A.E., Tuley M., Yakovleva M., Managadze N.G., Bondarenko A.L.* Study of the main geochemical characteristics of Phobos' regolith using laser time-of-flight mass spectrometry // *Sol. Syst. Res.* 2010. V. 44. P. 376–384.
- Managadze G.G., Safronova A.A., Luchnikov K.A., Vorobyova E.A., Duxbury N.S., Wurz P., Managadze N.G., Chumikov A.E., Khamizov R.K.* A new method and mass-spectrometric instrument for extraterrestrial microbial life detection using the elemental composition analyses of Martian regolith and permafrost/ice // *Astrobiology.* 2017. V. 17. № 5. P. 448–458.
- Mitrofanov I.G., Zelenyi L.M., Tret'yakov V.I., Dolgoplov V.P.* Science program of Lunar landers of "Luna-Glob" and "Luna-Resource" Missions // *Lunar and Planet. Sci. Conf.* 2011. V. 42. P. 1798.
- Reid A.M., Warner J.L., Ridley W.I., Brown R.W.* Luna 20 soil: Abundance and composition of phases in the 45–125 micron fraction // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1973. V. 37. № 4. P. 1011–1030.
- Riedo A., Bieler A., Neuland M., Tulej M., Wurz P.* Performance evaluation of a miniature laser ablation time-of-flight mass spectrometer designed for in situ investigations in planetary space research // *J. Mass Spectrometry.* 2013a. V. 48. № 1. P. 1–15.
- Riedo A., Meyer S., Heredia B., Neuland M.B., Bieler A., Tulej M., Leya I., Iakovleva M., Mezger K., Wurz P.* Highly accurate isotope composition measurements by a miniature laser ablation mass spectrometer designed for in

- situ investigations on planetary surfaces // *Planet. and Space Sci.* 2013b. V. 87. P. 1–13.
- Riedo A., Neuland M., Meye S., Tulej M., Wurz P.* Coupling of LMS with a fs-laser ablation ion source: Elemental and isotope composition measurements // *J. Analytical Atomic Spectrometry*. 2013c. V. 28. № 8. P. 1256–1269.
- Rosman K.J.R., Taylor P.D.P.* Report of the IUPAC subcommittee for isotopic abundance measurements // *Pure Appl. Chem.* 1999. V. 71. P. 1593–1607.
- Rubin A.E.* The Hadley Rille enstatite chondrite and its agglutinate-like rim: Impact melting during accretion to the Moon // *Meteoritics and Planet. Sci.* 1997. V. 32. № 1. P. 135–141.
- Tulej M., Riedo A., Iakovleva M., Wurz P.* On applicability of a miniaturised laser ablation time of flight mass spectrometer for trace elements measurements // *Int. J. Spectroscopy*. 2012. Article ID 234949.
- Tulej M., Neubeck A., Ivarsson M., Riedo A., Neuland M.B., Meyer S., Wurz P.* Chemical composition of micrometer-sized filaments in an aragonite host by a miniature laser ablation/ionization mass spectrometer // *Astrobiology*. 2015. V. 15. № 8. P. 669–682.
- Wurz P., Abplanalp D., Tulej M., Iakovleva M., Fernandes V.A., Chumikov A., Managadze G.G.* Mass spectrometric analysis in planetary science: Investigation of the surface and the atmosphere // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 6. P. 408–422.

УДК 523

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ПЛОТНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И НАПРЯЖЕНИЙ ВНУТРИ ЛУНЫ

© 2020 г. Н. А. Чуйкова<sup>а</sup> \*, Л. П. Насонова<sup>а</sup> \*\*, Т. Г. Максимова<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва, Россия

\*e-mail: chujkova@sai.msu.ru

\*\*e-mail: nason@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 19.08.2019 г.

После доработки 16.01.2020 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

Определено возможное распределение аномалий плотности и напряжения в недрах Луны. Для этой цели применено разработанное нами новое решение некорректной обратной задачи гравиметрии, проверенное для Земли и Марса. Суть его заключается в том, что на основе только космических данных о гравитационном поле и рельефе планеты однозначно определяются глубины изостатической компенсации для ряда гармоник разложения высот рельефа по сферическим функциям. Показано, что возможная изостатическая компенсация рельефа осуществляется в диапазоне глубин 0–530 км. Определены наиболее вероятные глубины компенсации в этом диапазоне и найдено распределение компенсирующих масс на этих глубинах. Для остальных гармоник были выбраны два других варианта. 1) Компенсация на двух уровнях, первым из которых является средняя глубина коры в 2.7 км, соответствующая слою 0–10 км; возможные глубины для второго уровня определялись из анализа результатов, полученных для изостатически компенсированных гармоник. 2) Нескомпенсированные гармоники рельефа приводят к вертикальным напряжениям в литосфере Луны, достигающим в коре Луны по сжатию 16 МПа и по растяжению – 15 МПа.

**Ключевые слова:** Луна, внутреннее строение, кора, мантия, аномалии плотности, напряжения, глубины изостатической компенсации, некорректная задача гравиметрии, квадратичное приближение

**DOI:** 10.31857/S0320930X20040040

### ВВЕДЕНИЕ

До сих пор о внутреннем строении планет мы можем получить информацию в основном из космических исследований гравитационного поля и рельефа. Для Луны имеется также ограниченный объем геохимических и сейсмических данных, соответствующий восьмилетнему сроку (1969–1977 гг.) работ шести сейсмографов на видимой стороне Луны, и результаты наблюдений теплового потока в местах посадок космических аппаратов. Однако попытки найти на основе анализа изменений скоростей сейсмических волн вклад латерально распределенных плотностных неоднородностей нельзя признать успешными, поскольку для глубинных недр Земли неизвестен даже знак зависимости между изменением скоростей и изменением плотности. Зависимость между аномалиями плотности и сейсмическими скоростями эмпирически исследована только для приповерхностных слоев Земли (соотношение Берча). Неизвестно, сохраняется ли эта закономерность при высоких давлениях и температурах, характерных для больших глубин. Об этом по-

дробно сказано в книгах (Браун, Массет, 1984; Жарков, 2012). Тем не менее остаются вопросы по внутреннему плотностному строению всей Луны.

В работе (Чуйкова и др., 2019) были получены некоторые предварительные результаты о плотностном строении коры Луны. В настоящей работе, на основе разработанной авторами теории и комплекса программ для решения обратной задачи гравиметрии (Чуйкова и др., 2014), определено возможное распределение плотности и напряжений в недрах Луны. Для этой цели применено новое решение некорректной обратной задачи гравиметрии (Чуйкова и др., 2014; Чуйкова и др., 2018), проверенное нами для Земли и Марса (Чуйкова и др., 2014). Суть его заключается в том, что определяются возможные глубины изостатической компенсации для гармоник разложения высот рельефа относительно равновесной фигуры планеты для различных степеней и порядков гармоник. Поскольку каждая неоднородность рельефа характеризуется определенным набором гармоник, то максимальная концентрация компенсации этого набора в ограниченном диапазоне глубин может свидетельствовать о наиболее

вероятных глубинах компенсации рассматриваемой неоднородности рельефа. Полученные таким образом глубины компенсации позволят решить поставленную задачу: найти латеральное распределение компенсирующих масс на выделенных глубинах. Прежде чем рассчитывать внутренние аномальные структуры Луны, из гравитационного поля Луны нужно вычесть вклад рельефа в квадратичном приближении. Формулы и программы, позволяющие решить эту задачу, были получены нами в ранних работах путем математического моделирования символьных вычислений в системах компьютерной алгебры (Насонова, Чуйкова, 2007).

Исследование решения как для Земли, так и для Марса (Чуйкова и др., 2014) показало, что компенсация масс рельефа на одном уровне возможна только для некоторого набора гармоник. Для остальных гармоник были выбраны два варианта компенсации, которые в наименьшей степени приводят к отклонениям внутреннего строения от равновесного.

Конечным результатом работы было полученное нами распределение аномалий плотности в различных слоях Луны (вплоть до нижней границы на глубине 528 км), а также распределение вертикальных напряжений сжатия и растяжения.

#### ТЕОРИЯ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА АНОМАЛЬНЫХ СТРУКТУР НЕДР ЛУНЫ

Прежде чем рассчитывать аномальные структуры недр Луны, нужно из гармоник внешнего гравитационного поля вычесть вклад рельефа. Для определения вклада латерально распределенных аномальных масс рельефа в стоксовы постоянные гравитационного поля мы представляем эти массы в виде разложения по сферическим функциям слоя постоянной плотности, распределенного по высоте относительно сферической поверхности Луны с центром в центре масс.

В линейном приближении, когда слой аномальных масс распределен на сферической поверхности, между коэффициентами  $a_{nm}^{(s)}, b_{nm}^{(s)}$  разложения плотности простого слоя ( $s$ ) по сферическим функциям и стоксовыми постоянными  $\Delta C_{nm}^{(s)}, \Delta D_{nm}^{(s)}$ , обусловленными вкладом этого слоя, существует линейная связь (Дубошин, 1961):

$$\begin{Bmatrix} \Delta C_{nm}^{(s)} \\ \Delta D_{nm}^{(s)} \end{Bmatrix} = \frac{3}{2n+1} \left( \frac{R_s}{R_0} \right)^3 \frac{\Delta \sigma_s}{\bar{\sigma}} \left( \frac{R_s}{a} \right)^n \begin{Bmatrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{Bmatrix}, \quad (1)$$

где  $R_s, \Delta \sigma_s$  – средний радиус и средняя плотность простого слоя,  $R_0, \bar{\sigma}$  – средний радиус и средняя плотность всей планеты,  $a$  – принятый экваториальный радиус планетного эллипсоида (для Луны  $a = R_s$ ). Здесь для внешнего гравитационного по-

тенциала Луны используется следующее представление:

$$V(r, \varphi, \lambda) = \frac{fM_0}{r} \sum_{n=1}^N \left( \frac{a}{r} \right)^n \times \\ \times \sum_{m=0}^n (C_{nm} \cos(m\lambda) + D_{nm} \sin(m\lambda)) P_{nm}(\sin \varphi),$$

где  $M_0$  – масса Луны,  $f$  – гравитационная постоянная,  $r, \varphi, \lambda$  – сферические координаты точки наблюдения,  $C_{nm}, D_{nm}$  – стоксовы постоянные,  $P_{nm}(\sin \varphi)$  – присоединенные функции Лежандра,  $N = 36$ . Относительные высоты  $h_s(\varphi, \lambda)$  (по отношению к среднему радиусу  $R_s$ ) представлены в виде следующего разложения по сферическим функциям:

$$h_s(\varphi, \lambda) = \\ = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (a_{nm}^{(s)} \cos(m\lambda) + b_{nm}^{(s)} \sin(m\lambda)) P_{nm}(\sin \varphi).$$

В реальности аномальные массы рельефа являются не простым сферическим слоем, а распределенными по высоте. В этом случае при учете квадратичных членов в формуле (1) для коэффициентов  $a_{nm}^{(s)}, b_{nm}^{(s)}$  нужно взять следующее выражение, содержащее дополнительные члены, а именно (Чуйкова и др., 2006; 2011):

$$\begin{Bmatrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_1 + \frac{n+2}{2} \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_2 + \\ + \alpha(n+2) \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_3, \quad (2)$$

где первый член в сумме справа соответствует коэффициентам разложения относительных (по отношению к среднему радиусу слоя  $R_s$ ) высот слоя  $h_s$ , член с индексом 2 – коэффициентам разложения функции  $(h_s)^2$ , а с индексом 3 – коэффициентам разложения функции  $h_s \bar{P}_2(\sin \varphi)$ , где  $\alpha = 2/3e$ ,  $e$  – сжатие Луны, для Луны  $e = 0$ .

Формулы, позволяющие выразить коэффициенты  $\{a_{nm}, b_{nm}\}_2, \{a_{nm}, b_{nm}\}_3$  через  $\{a_{nm}, b_{nm}\}_1$ , были получены нами в ранних работах путем математического моделирования символьных вычислений в системах компьютерной алгебры (Насонова, Чуйкова, 2007).

Чтобы определить глубину компенсации  $d_{nm}$  для произвольной гармоники  $a_{nm}^{(s)}, b_{nm}^{(s)}$  разложения аномальных масс рельефа, нужно решить систему двух уравнений, одно из которых отражает соответствие наблюдениям вклада в гравитационное поле от масс слоя и компенсирующих масс, а другое – совпадение давлений с равновесной моде-

люю ниже глубины компенсации. Полученное решение для глубины компенсации  $d_{nm}$  для произвольной гармонике рельефа определяется в итоге соотношением:

$$d_{nm} = R_0 - R_M \left( a_{nm}^{M1} / a_{nm}^{M2} \right)^{1/n}, \quad (3)$$

где  $a_{nm}^{M1}, a_{nm}^{M2}$  – коэффициенты разложения по сферическим функциям высот поверхностей компенсации  $M1$  (полученных на основе гравитационного поля после вычета вклада масс слоя в квадратичном приближении) и  $M2$  (полученных на основе гипотезы изостатической компенсации аномальных масс относительно сферической поверхности при фиксированном значении радиуса  $R_M$ ).

Здесь  $a_{nm}^{M1}$  определяются из уравнения

$$C_{nm} - \Delta C_{nm}^{(s)} = \frac{3}{2n+1} \left( \frac{R_M}{R_0} \right)^3 \frac{\Delta \sigma_{com}}{\bar{\sigma}} \left( \frac{R_M}{a} \right)^n a_{nm}^{M1}, \quad (4)$$

где  $\Delta \sigma_{com}$  – средний скачок плотности на  $R_M$ .

С другой стороны, на глубине компенсации  $R_{com}$  должно выполняться то же условие с заменой  $R_M$  на  $R_{com} = R_0 - d_{nm}$ ,  $a_{nm}^{M1}$  на  $a_{nm}^{com}$

$$C_{nm} - \Delta C_{nm}^{(s)} = \frac{3}{2n+1} \left( \frac{R_{com}}{R_0} \right)^3 \frac{\Delta \sigma_{com}}{\bar{\sigma}} \left( \frac{R_{com}}{a} \right)^n a_{nm}^{com}, \quad (5)$$

где

$$a_{nm}^{com} R_{com}^3 = a_{nm}^{M2} R_M^3, \quad (6)$$

$a_{nm}^{M2}$  определяется условием выравнивания давлений от масс слоя  $s$  и компенсирующего слоя. Подставим (6) в (5), а уравнение (5) в уравнение (4), получим  $(R_{com})^n a_{nm}^{M2} = (R_M)^n a_{nm}^{M1}$ .

Отсюда следует уравнение (3). Для  $b_{nm}$  – аналогичная формула с заменой  $a_{nm}$  на  $b_{nm}$ ,  $C_{nm}$  на  $D_{nm}$ . Как мы видим, решение возможно, т.е.  $R_0 \geq d_{nm} \geq 0$ , если

$$0 \leq a_{nm}^{M1} / a_{nm}^{M2} \leq (R_0 / R_M)^n. \quad (7)$$

Исследование решения для Земли и для Марса (Чуйкова и др., 2011; 2012; 2014) показало, что компенсация масс рельефа на одном уровне возможна только для некоторого набора гармоник. Для остальных гармоник были выбраны два варианта компенсации, которые в наименьшей степени приводят к отклонениям внутреннего строения от равновесного, а именно:

1) Компенсация осуществляется на двух уровнях, первым из которых является верхний слой коры, возможные глубины для второго уровня определялись из анализа результатов, полученных для гармоник, для которых существует решение (3). Окончательный выбор делался с учетом весовой функции, обратно пропорциональной

отклонению внутреннего строения от равновесного.

2) Нескомпенсированные гармоники рельефа приводят к напряжениям в литосфере при условии, что напряжения не превосходят предела прочности литосферы.

После определения глубин компенсации были выделены основные диапазоны глубин компенсации. Карты распределения аномальных масс построены путем пересчета к плотности простого слоя на средней глубине для выделенных диапазонов. При этом для каждой гармоники должны выполняться условия равенства вклада во внешнее гравитационное поле от всех аномальных масс и совпадение давления с равновесной моделью в нижележащих слоях мантии. Пересчет выполнялся по формуле:

$$\Delta m(\bar{R}, \varphi, \lambda) = \Delta \sigma_{com} \bar{R} \times \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left( a_{nm}^{(s)} \alpha_{nm} \cos m\lambda + b_{nm}^{(s)} \beta_{nm} \sin m\lambda \right) P_{nm}(\cos \varphi),$$

где  $\alpha_{nm}, \beta_{nm}$  – коэффициенты пересчета компенсирующих масс от глубины  $d_{nm}$  на средний радиус  $\bar{R}$  для каждого выделенного диапазона. Эти коэффициенты должны удовлетворять заданным условиям и считались отдельно для каждого диапазона и для каждой глубины  $d_{nm}$ .

Коэффициенты разложения вертикальных напряжений по сферическим функциям, то есть вертикальные компоненты тензора напряжений считались по формуле

$$\begin{Bmatrix} a_{nm}^{st} \\ b_{nm}^{st} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} a_{nm}^{M1} - a_{nm}^{M2} \\ b_{nm}^{M1} - b_{nm}^{M2} \end{Bmatrix} = \Delta \sigma_M g_0 R_0, \quad (8)$$

где  $\Delta \sigma_M = \Delta \sigma_{com} = 2.55 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup> (средняя плотность коры),  $g_0 = 1.62$  м/с<sup>2</sup>,  $R_0 = 1737.15 \times 10^3$  м. Формула (8) выписана для расчета напряжений в коре для сферически-симметричной коры с постоянной плотностью. Из формулы (8) видно, что напряжения отнесены к поверхности планеты радиуса  $R_M = R_0$ . При пересчете в нижние слои радиуса  $r$  формула (8) меняется следующим образом:

$$\begin{Bmatrix} a_{nm}^{st} \\ b_{nm}^{st} \end{Bmatrix}_r = \begin{Bmatrix} a_{nm}^{M1} \left( \frac{R_0}{r} \right)^n - a_{nm}^{M2} \\ b_{nm}^{M1} \left( \frac{R_0}{r} \right)^n - b_{nm}^{M2} \end{Bmatrix} \Delta \sigma_M g_0 R_0 \left( \frac{R_0}{r} \right)^2. \quad (9)$$

Видно, что коэффициенты  $a_{nm}^{st}, b_{nm}^{st}$  возрастают пропорционально  $\left(\frac{R_0}{r}\right)^2$ , при этом  $a_{nm}^{M1}, b_{nm}^{M1}$  увеличиваются пропорционально  $\left(\frac{R_0}{r}\right)^n$ .

Эти напряжения могут привести к тектоническим лунотрясениям в зонах максимальных градиентов напряжения на стыке положительных напряжений сжатия и отрицательных напряжений растяжения.

Некоторые результаты о плотностном строении коры Луны по данным миссии GRAIL были опубликованы в 2013 г. (Wieczorek и др., 2013). В работах других авторов для определения плотностного строения планет земной группы, в том числе Земли и Луны, обычно используется модель изостатической компенсации Эри, где глубины компенсации для различных неоднородностей рельефа определяются на основе аномалий Буге. Таким методом можно решить задачу определения внутреннего строения только при привлечении дополнительной информации о внутреннем строении, а также на основе некоторых теоретических выводов. Эти выводы опираются на космогонические сценарии формирования планет земной группы, на геофизическую и геохимическую информацию и на данные физики высоких энергий. Однако для Луны имеются только отдельные сейсмические наблюдения и измерения теплового потока и плотности образцов лунной коры в местах посадок космических аппаратов, соответствующие ограниченному времени проведения сейсмических наблюдений (1969–1977 гг.). По этим данным можно решить только ограниченные задачи определения внутреннего строения. Так, в работах (Matsuyama и др., 2016) решается задача уточнения границ внутреннего и внешнего ядра и переходного слоя ядро–нижняя мантия. При этом эти результаты получены на основе известных параметров Луны: масса, моменты инерции, числа Лява для различных внутренних состояний Луны, а также при предположении о сферической симметрии модели рельефа. В работах (Bessereg и др., 2014) и (Hemingway и др., 2017), на основе современных моделей гравитационного поля и рельефа и расчета вклада рельефа в гравитационное поле на основе аномалий Буге, найдено изменение толщины лунной коры для отдельных регионов видимого и обратного полушария, а также определено, как меняется толщина коры при разных принципах изостатической компенсации (по массе или по давлению). Подробный обзор современных результатов по анализу внутреннего строения Луны, основанный на сейсмических данных и на селенодезических данных о рельефе и гравитационном поле, приведен в (Matsumoto и др., 2015).

Приведенные в нем данные о глубинах раздела внутри Луны (150, 192, 242, 290, 400, 500 км) говорят о противоречивости этих оценок в публикациях многочисленных авторов, хотя некоторые из них согласуются с нашими результатами о средних глубинах компенсации. Наиболее интересной работой на эту тему является статья (Кусков и др., 2018), где на основе совместной инверсии данных гравитационного поля, сейсмических и петрологических данных исследованы вариации валового состава силикатной Луны (кора + мантия).

## ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В качестве исходных данных для гармонических коэффициентов гравитационного поля Луны была использована современная модель, полученная по данным слежения системы спутник–спутник (GRAIL mission) (Zuber и др., 2013).

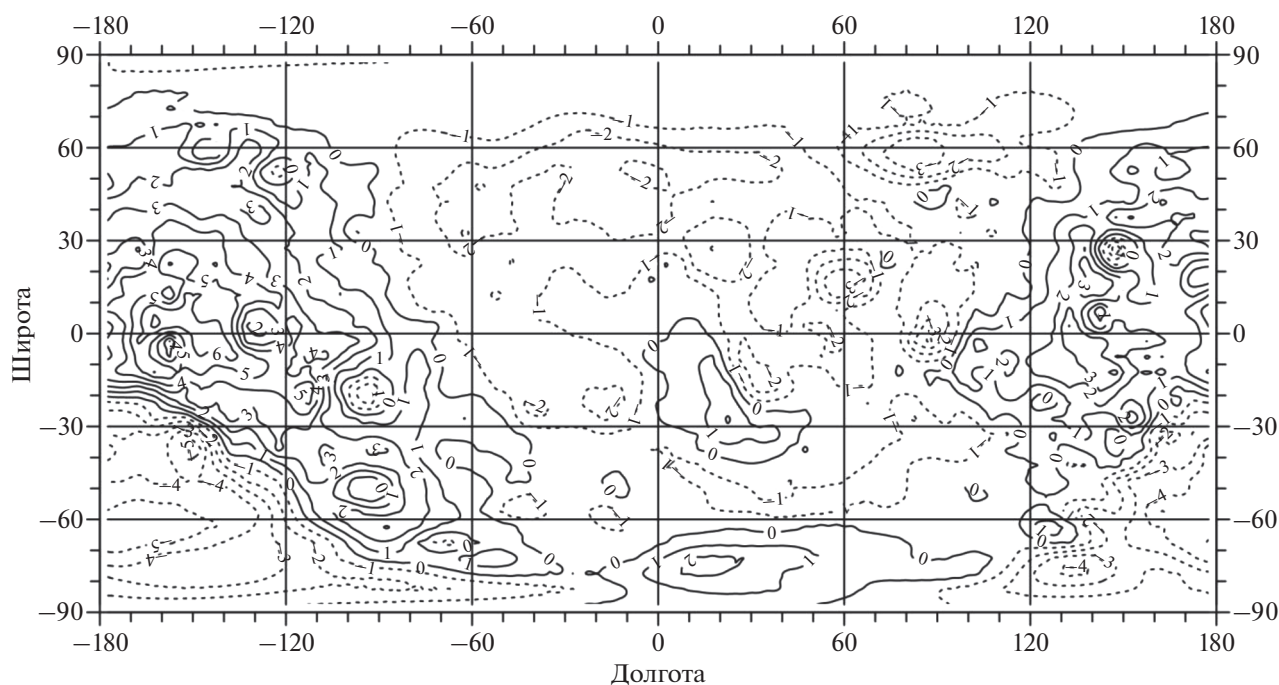
В качестве исходных данных для рельефа Луны (рис. 1) мы использовали полученное нами разложение высот по сферическим функциям до 36 степени на основе массива высот рельефа, осредненных нами по пятиградусным трапециям (Чуйкова и др., 2019). Осреднение выполнено на основе цифровой модели рельефа, построенной по данным лазерного альтиметра (LOLA) космического аппарата Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO) с точностью 64 пикселя на градус (0.5 км на пиксель) (Smith и др., 2010) в программе ArcGIS. Осреднение по 5-градусным площадкам позволяет получить разложение высот рельефа по сферическим функциям до степени  $N_k = 180^\circ/5^\circ = 36$ . Нами была разработана методика и создана теория (Чуйкова, Максимова, 1996), которая позволяет получить для каждой степени  $N = 1 - N_k$  наиболее хорошо обусловленное решение для коэффициентов разложения высот рельефа по сферическим функциям, не дающее при большой степени  $N$  накопления ошибок вычислений.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Конечным результатом работы было полученное нами распределение аномалий плотности в различных слоях Луны (вплоть до нижней границы на глубине 528.2 км), а также распределение вертикальных напряжений сжатия и растяжения.

На рис. 2 представлена гистограмма распределения глубин компенсации гармоник рельефа на основе гипотезы изостатической компенсации. Гистограммы и средние глубины компенсации считались с учетом весов, соответствующих вкладу рассматриваемых гармоник в гравитационное поле (в %). Из рис. 2 видно, что основная компенсация рельефа осуществляется в коре и в верхах мантии (до глубин 280 км), а также на возможной границе верхней и средней мантии (на глубине 528 км). Впрочем, эту границу можно определить





**Рис. 1.** Высоты рельефа Луны для разложения до 36 степени относительно сферической поверхности с центром в центре масс. Сечение изолиний 1 км. Диапазон изменений (–5.5, 7.3) км.

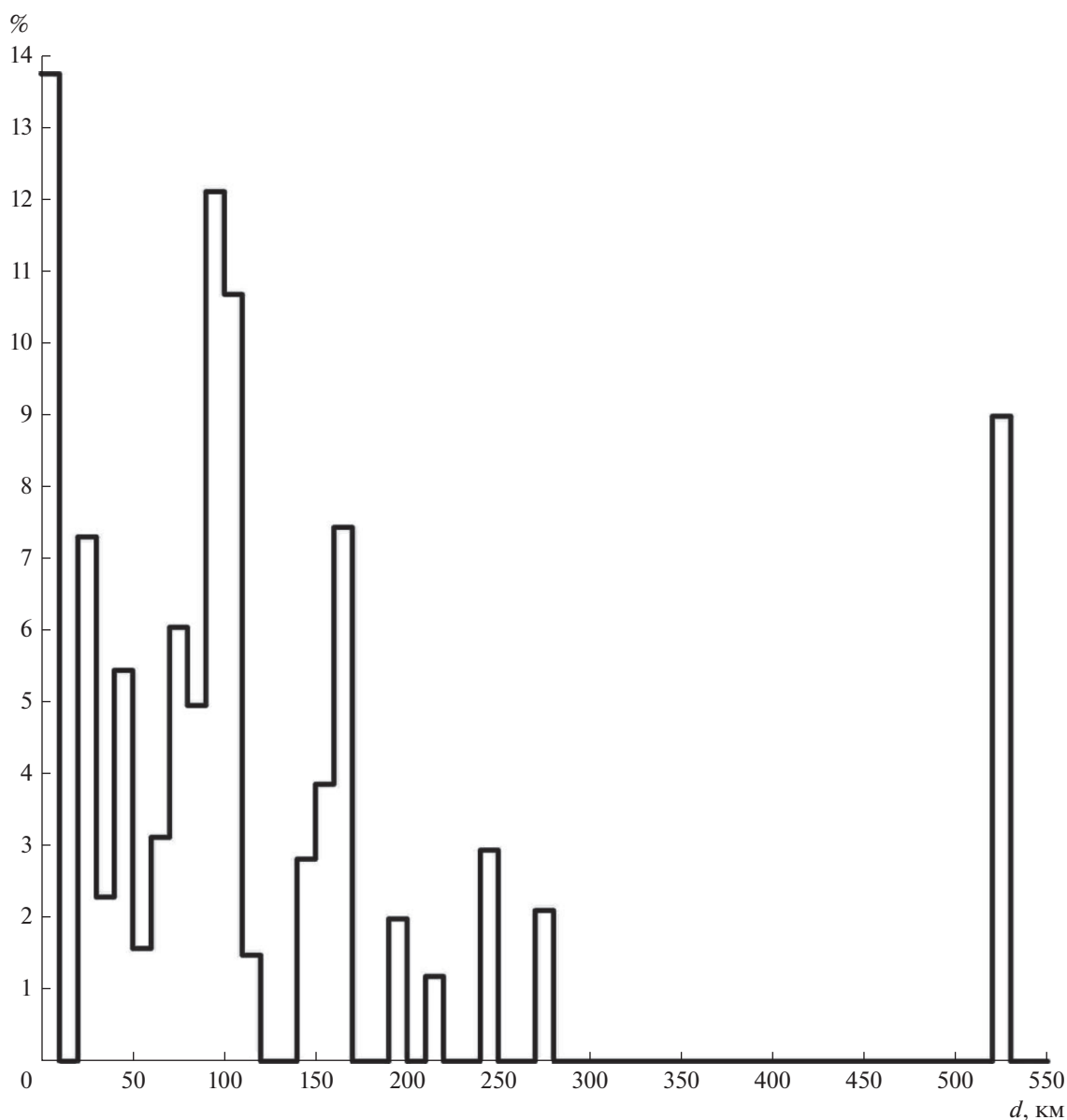
также как границу сейсмического разрыва в средней мантии (Gagnepain–Weuneix и др., 2006). В статье (Кусков и др., 2018) также выделяется сейсмический разрыв на глубине 500 км как возможная глубина проплавления лунных недр.

На рис. 2 четко прослеживаются основные слои компенсации (0–10, 20–50, 60–120, 140–170, 190–280, 520–530 км). На средних глубинах для каждого слоя (2.7, 32.7, 91.1, 156.8, 238.3, 528.2 км) были построены карты латеральных распределений аномалий плотности для простых слоев, учитывающие все три варианта компенсации (рис. 3–8), а также карта возможных напряжений в коре Луны (рис. 9). Средние глубины определяются для каждого слоя на основе весовой функции, соответствующей амплитудам гармоник рельефа, входящих в данный слой. Эти напряжения, по мнению авторов, могут привести к тектоническим лунотрясениям в зонах перехода от напряжений сжатия к напряжениям растяжения и наоборот. На картах (рис. 1, 3–9) горизонтальная ось соответствует долготам (нулевая долгота соответствует центру видимого полушария, долгота  $\lambda = \pm 180^\circ$  соответствует центру обратного полушария). Вертикальная ось соответствует широтам (положительные широты соответствуют северному полушарию, отрицательные – южному). Из анализа карт видно, что основные аномалии плотности соответствуют верхнему слою коры (до глубины 10 км), для которого диапазон изменений плотно-

сти простого слоя составляет  $(-10.8-18.2) \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup> (рис. 3).

Максимальные вариации глубин относительно поверхности Луны меняются в диапазоне 1.6–6.5 км, средняя глубина  $d = (2.7 \pm 1.3)$  км. Максимумы положительной плотности соответствуют лунным масконам (море Дождей, Ясности, Кризисов, Нектара, Смита, Гумбольдта – на видимой стороне Луны), причем некоторые из них окружены кольцом отрицательных аномалий (море Восточное, Ридберг, Москвы – на обратной стороне). Из карты также видно, что видимое полушарие коры соответствует в основном положительным аномалиям плотности, а обратное – отрицательным аномалиям, что, возможно, и вызывает сдвиг центра масс Луны по направлению к Земле. По-видимому, именно в коре на обратной стороне Луны могут быть сосредоточены основные запасы летучих (в том числе и воды), максимальные – в районе кратера Крылов.

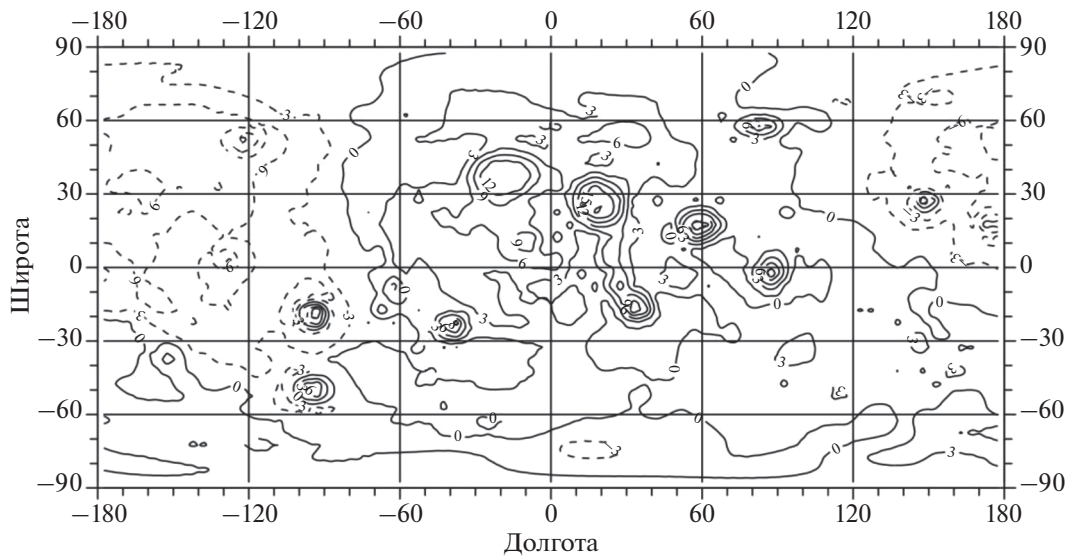
Что же касается карт на других глубинах (рис. 4–8), то там аномалии плотности не превышают  $7.8 \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>. Однако вариации глубин весьма значительны. Так, для  $d = (32.7 \pm 10.4)$  км глубины компенсации меняются в диапазоне (20.2–44.6) км; для  $d = (91.1 \pm 14.1)$  км диапазон равен (70.3–106.2) км; для  $d = (156.8 \pm 6.1)$  км диапазон равен (141.9–161.1) км. Особенно велик диапазон изменений (198.8–279.8) км в переходной зоне верхняя–средняя мантия, где  $d = (238.3 \pm 32.4)$  км. На основе



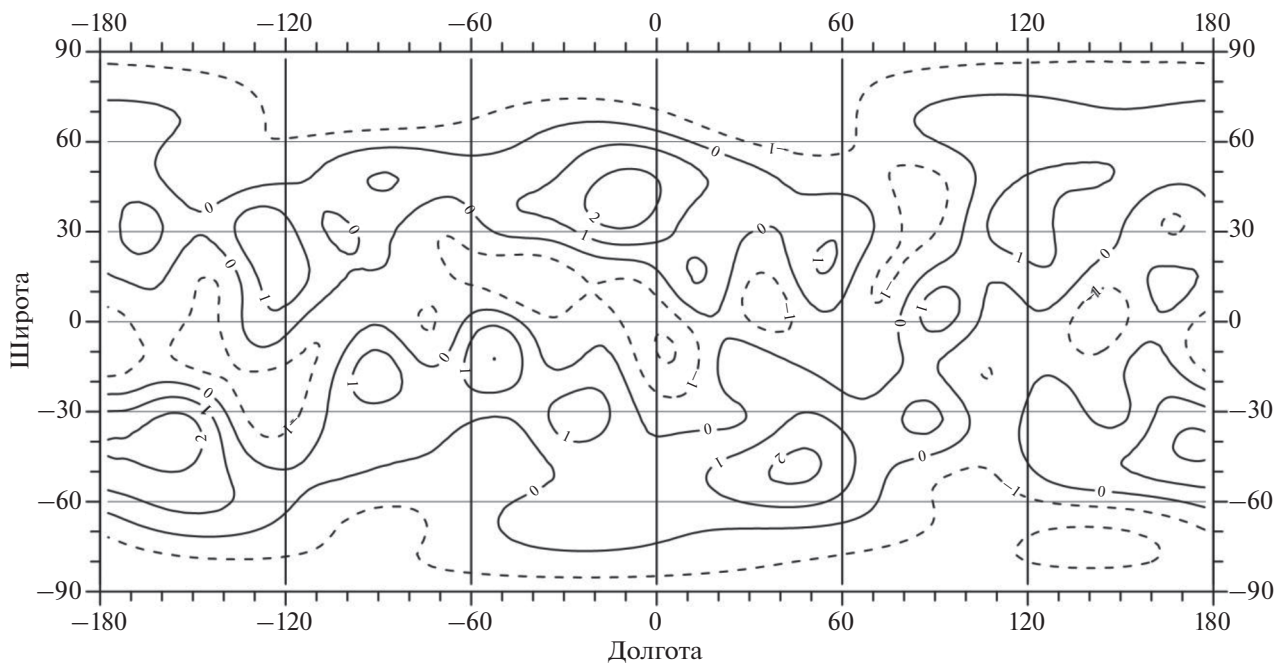
**Рис. 2.** Гистограмма распределения глубин изостатической компенсации для разложения высот рельефа Луны по сферическим функциям до 369 степени с шагом 10 км.

анализа гистограммы можно также отметить значительные скачки плотности при  $d = 0, 20, 90, 160, 520$  км, соответствующие глубинам 1.6, 20.2, 98.4, 161.1, 528.2 км и гармоникам рельефа  $a_{21}, a_{43}, a_{33}, a_{31}, a_{20} + a_{22}$ , а также при  $d = 40, 70$  км, соответствующие глубинам 44.6, 70.3 км и гармоникам рельефа  $a_{40}, a_{42}$ . Отсюда следует вывод, что основные скачки плотности в мантии Луны обусловлены компенсацией глобальных горизонтальных неоднородностей рельефа размерами  $45^\circ$  и больше, соответствующих гармоникам низких степеней (до  $n = 4$ ). Отсутствие компенсации на глубинах (280–520) км для всех остальных гармоник, по-видимому, свидетельствует о том, что их ком-

пенсация произошла в более поздние времена для Луны, когда только верхняя мантия была в частично расплавленном состоянии. Отсутствие компенсации для всех гармоник рельефа на глубинах больше 530 км и меньше 1000 км, по-видимому, подтверждает вывод, что эта часть мантии соответствует наиболее древним, не подверженным плавлению слоям Луны (Nakamura, 1983; Хаббард, 1987). Тот вывод, что на глубинах, больших 530 км, находится средняя мантия первичного состава, есть в работе (Хаббард, 1987). Об этом же говорит и тот факт, что приливные лунотрясения сосредоточены в этой области до глубины порядка 1000 км, ниже которой как раз и распо-



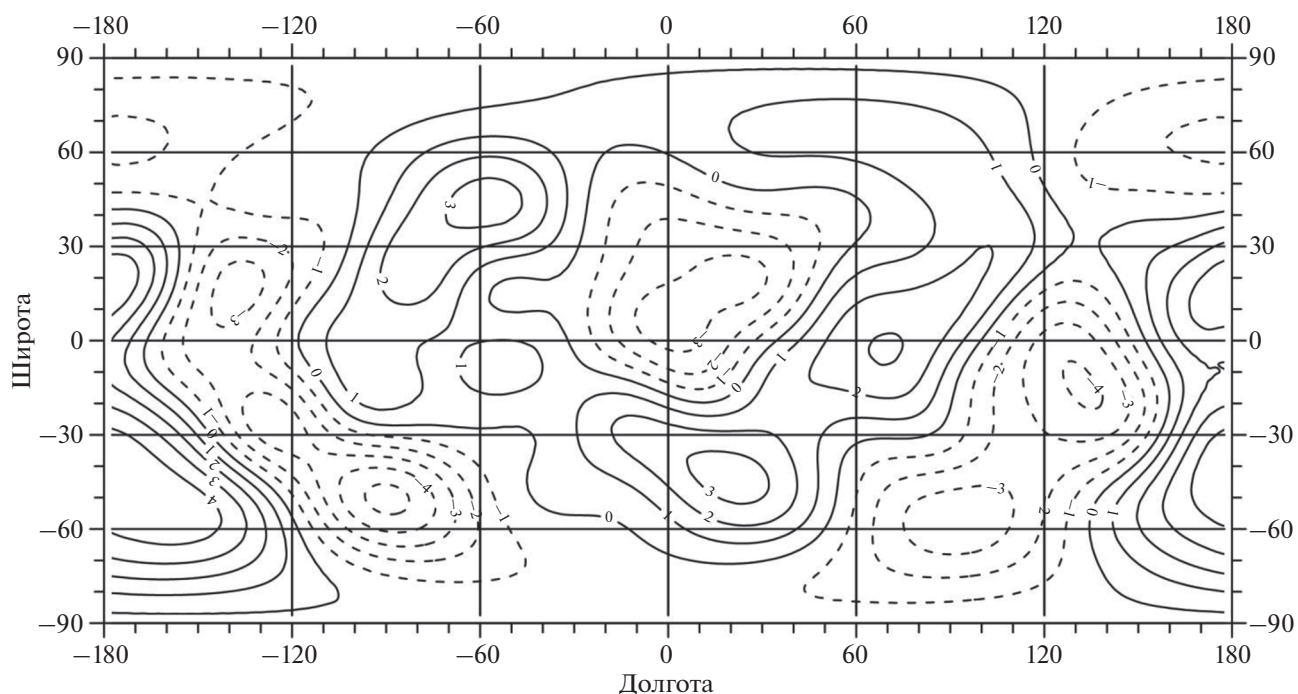
**Рис. 3.** Распределение аномальных масс в коре на глубинах 0–10 км, приведенное к плотности простого слоя на средней глубине 2.7 км. Сечение изолиний  $3 \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>. Диапазон измерений  $(-10.8, 18.2) \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>.



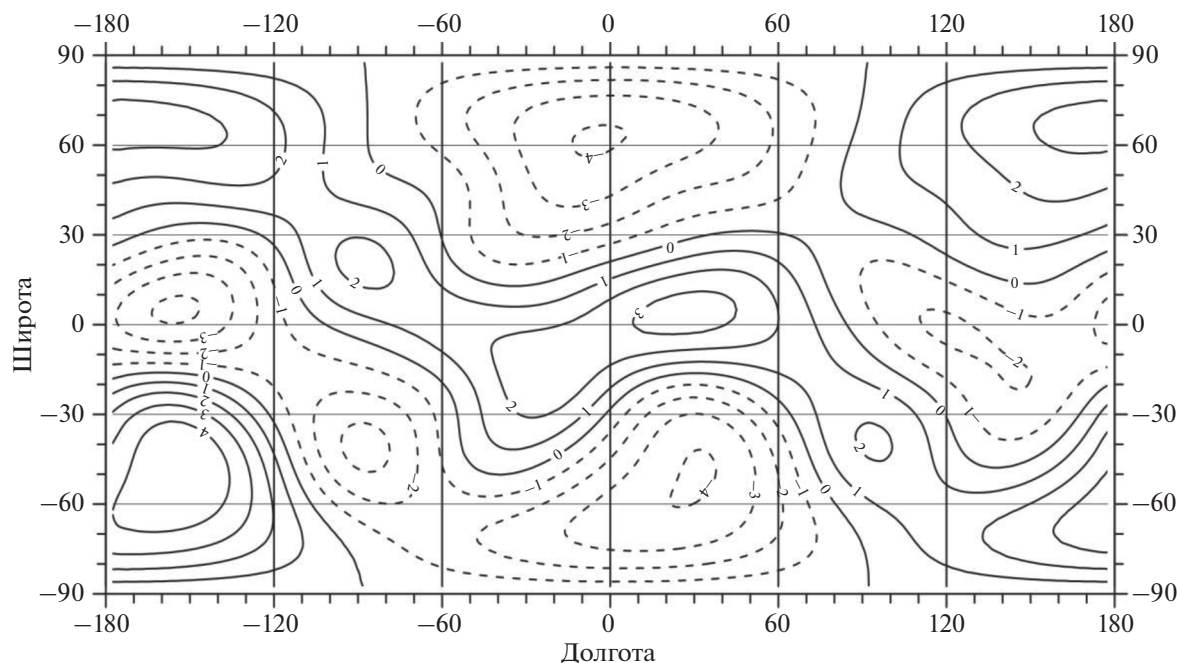
**Рис. 4.** Распределение аномальных масс в коре на глубинах 20–50 км, приведенное к плотности простого слоя на средней глубине 32.7 км. Сечение изолиний  $10^6$  кг/м<sup>2</sup>. Диапазон измерений  $(-2.3, 2.7) \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>.

жены частично расплавленная нижняя мантия и ядро. В статьях (Weber и др., 2011; Williams и др., 2014; Раевский и др., 2015) как раз и говорится об этой частично расплавленной зоне. В статье (Кусков и др., 2018) также говорится о том, что граница на глубине 500 км может быть возможной глубиной проплавления лунных недр.

Полученные карты вертикальных напряжений (рис. 9), обусловленные давлением нескомпенсированных масс рельефа, пересчитанные к глубине 2.7 км для верхов коры, по-видимому, базальтового состава, приводят к диапазону изменений напряжений  $-(15.10-16.13)$  МПа. Эти напряжения не превосходят пределы прочности основных



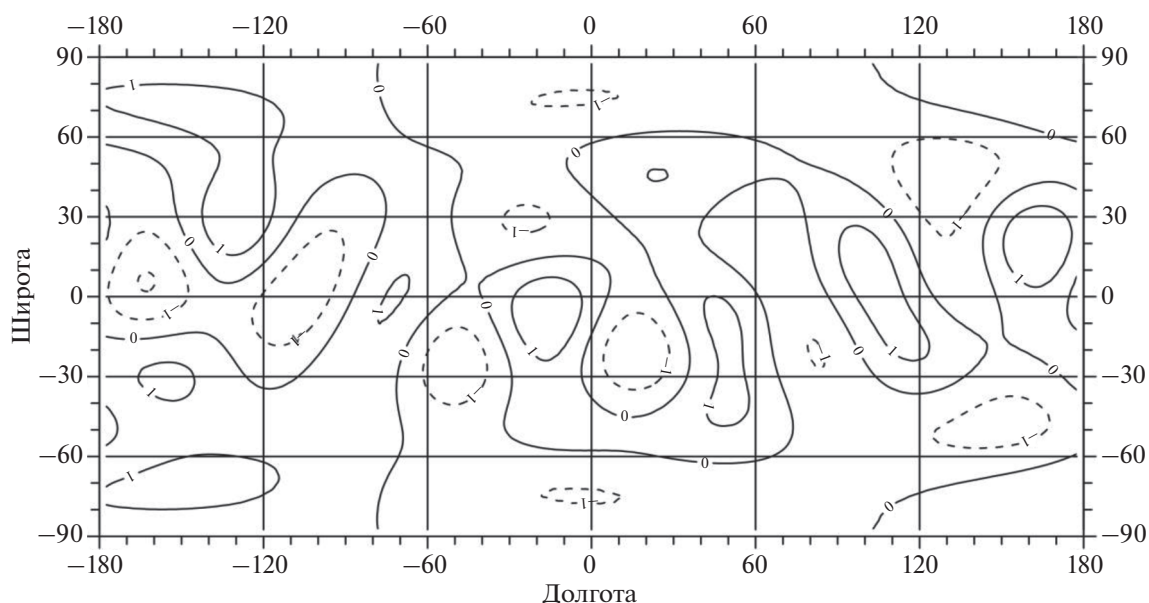
**Рис. 5.** Распределение аномальных масс в верхней мантии на глубинах 60–120 км, приведенное к плотности простого слоя на средней глубине 91.1 км. Сечение изолиний  $10^6 \text{ кг/м}^2$ . Диапазон измерений  $(-5.3, 4.9) \times 10^6 \text{ кг/м}^2$ .



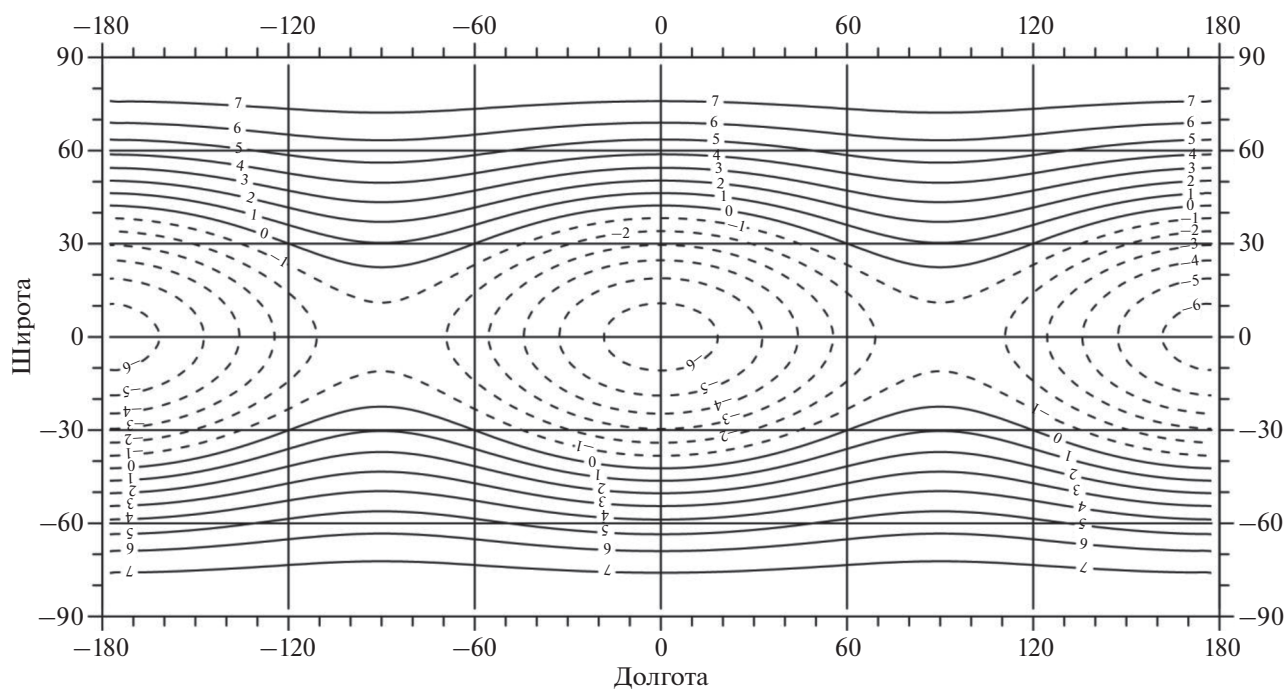
**Рис. 6.** Распределение аномальных масс в верхней мантии на глубинах 140–170 км, приведенное к плотности простого слоя на средней глубине 156.8 км. Сечение изолиний  $10^6 \text{ кг/м}^2$ . Диапазон измерений  $(-4.2, 4.9) \times 10^6 \text{ кг/м}^2$ .

пород на сжатие (270–290) МПа и на растяжение 22 МПа (Рыжий, Начапкин, 2003). Положительные напряжения сжатия в основном характеризуют

видимую сторону Луны и соответствуют лунным морям Дождей, Ясности, Кризисов, Нектара, Влажности (максимальное – морю Кризисов), а



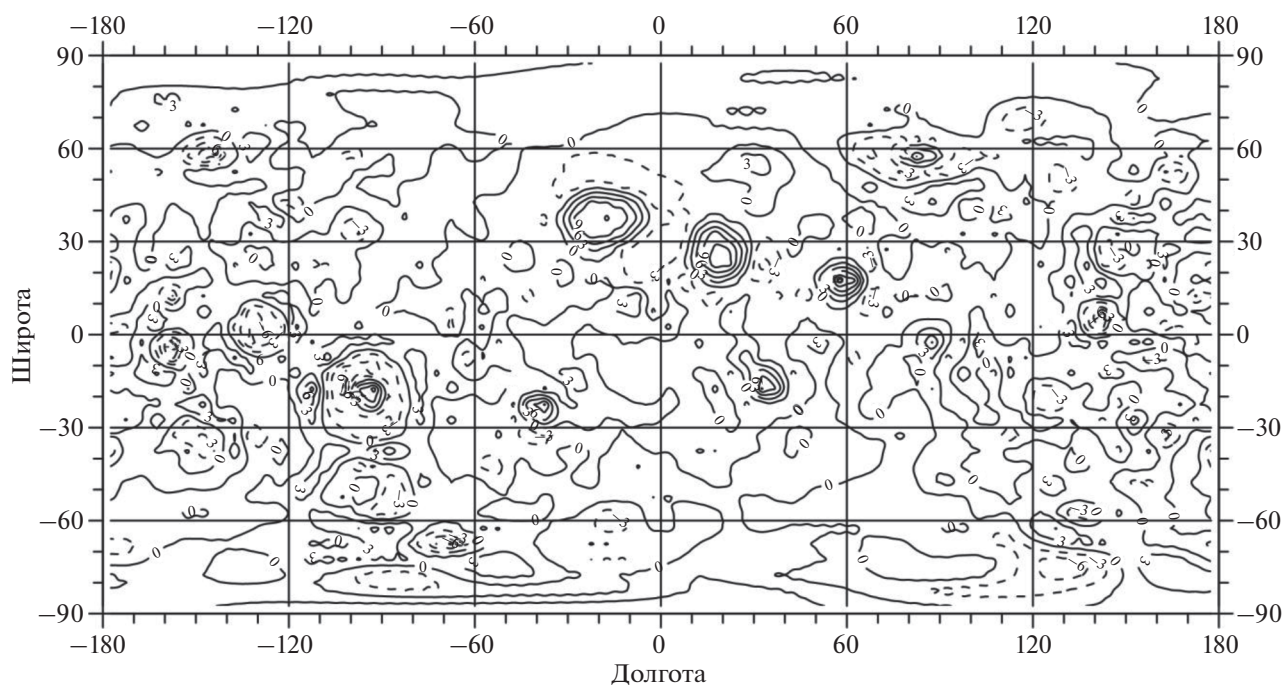
**Рис. 7.** Распределение аномальных масс в переходном слое верхняя–средняя мантия на глубинах 190–280 км, приведенное к плотности простого слоя на средней глубине 238.3 км. Сечение изолиний  $10^6$  кг/м<sup>2</sup>. Диапазон измерений  $(-2.1, 1.9) \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>.



**Рис. 8.** Распределение аномальных масс на границе средняя–нижняя мантия, приведенное к плотности простого слоя на глубине 528.2 км. Сечение изолиний  $10^6$  кг/м<sup>2</sup>. Диапазон изменений  $(-6.5, 7.8) \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>.

также есть в краевой зоне (море Восточное, Смита, Гумбольдта). Можно отметить, что почти все масконы с положительными значениями напряжений сжатия окружены кольцами отрицательных напряжений растяжения, особенно характер-

ных для некоторых морей, окруженных горными областями (например, моря Дождей, Ясности, Восточное, Гумбольдта, Нектара, Смита). А области с отрицательными аномалиями растяжения наиболее распространены на обратной стороне и в юж-



**Рис. 9.** Изостатически невыравненные вертикальные напряжения в коре Луны. Сечение изолиний 3 МПа. Диапазон измерений (–15.1, 16.1) МПа.

ном регионе (максимальное значение соответствует кратеру Королев) и окружены кольцами положительных аномалий сжатия (например, кратер Биркхоф, Королев, Герцшпрунг, Аполлон, Байи, Другальский, Шредингер, Менделеев, море Москвы).

Из анализа карт (рис. 4–7) видно, что компенсация бассейна Эйткин осуществляется в основном в верхней мантии на средней глубине 91.1 км (рис. 5) и на глубине 156.8 км (рис. 6), а также частично в коре на глубине 32.7 км (рис. 4) (северная часть бассейна) и в переходном слое верхней–средней мантии на глубине 238.3 км (рис. 7) (юго-западная часть бассейна). А компенсация возвышенного региона на обратной стороне, окружающего бассейн, с максимальным значением высот рельефа вблизи вулкана Королев, также в основном осуществляется в верхней мантии на глубинах 91.1 и 156.8 км. Компенсация южной возвышенной части рельефа соответствует положительным аномалиям плотности на глубине 91.1 км (уступ Алтай) и на глубине 156.8 км. Интересно отметить, что, судя по рис. 4–7, плотностное строение коры и верхней мантии свидетельствует о блоковом строении верхней части Луны: области положительных аномалий плотности окружены кольцами отрицательных аномалий. Это может подтверждать гипотезу, что Луна изначально сформировалась из отдельных кусков вещества: или протолун (Рускол, 1975), или кусков земной литосферы, оторванных от Земли в результате ме-

гаимпакта (Cameron, Ward, 1976; Hartmann, Davis, 1975), или нескольких макроимпактов (Печерникова, 2015). Что же касается рис. 8, то он отражает глубину компенсации аномальных масс рельефа, соответствующих гармоникам  $a_{20} + a_{22}$ , на границе средней и нижней мантии (528 км). Можно предположить, что рис. 8 отвечает компенсации на этой глубине для гармоник, соответствующих полярному и экваториальному сжатиям рельефа в более ранние времена, когда вся мантия Луны была в расплавленном состоянии. Из сравнения рис. 3 и рис. 9 можно заключить, что положительные аномалии плотности, соответствующие масконам, в основном не скомпенсированы и приводят к напряжениям в литосфере Луны. Есть только частичная компенсация для морей Дождя, Ясности, Кризисов и Смита на глубине 238.3 км (рис. 7).

Из рис. 3 также видно, что смещение центра фигуры Луны относительно центра масс обусловлено отрицательными аномалиями плотности коры на обратной стороне Луны и положительными аномалиями на видимой стороне. Сравнение рис. 9 с данными об очагах тектонических лунотрясений (Nakamura, 1983; Галкин, 1988), по мнению авторов, может свидетельствовать о связи их расположения с максимальными градиентами напряжений в зонах перехода от напряжений сжатия к напряжениям растяжения и наоборот.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кора и верхняя мантия Луны характеризуются неоднородным распределением плотности вплоть до глубины 280 км и напряжений в коре. Нижние слои верхней мантии на глубинах 280–530 км, по видимому, однородны и лишь на границе 530 км (согласно (Хаббард, 1987)) со средней мантией имеют глобальные плотностные неоднородности.

Впрочем, эти слои (280–530 км) можно назвать и средней мантией согласно (Кусков и др., 2018). Эти неоднородности на границе 530 км соответствуют изостатической компенсации гармоник рельефа  $a_{20}$  и  $a_{22}$  и особенно характерны для центральных частей видимой и обратной сторон Луны. Сделанные нами выводы о блоковом строении верхней части Луны хорошо коррелируют с гипотезой о первоначальном формировании Луны из отдельных блоков (Рускол, 1975; Печерникова, 2015). Наши результаты о глобальном внутреннем строении Луны хорошо согласуются с выводами, полученными на основе анализа современных сейсмологических и геофизических данных (Жарков, 1983; Галкин, 1988; Gusev и др., 2015; Хаббард, 1987; Zhao и др., 2008; 2012; Sakamaki и др., 2010), а также с данными об очагах тектонических лунотрясений (Галкин, 1988). Наличие значительных отрицательных аномалий плотности, простирающихся от верхов коры (рис. 3) и в мантии вплоть до переходного слоя верхняя-средняя мантия (рис. 4–7) может подтвердить вывод, сделанный в (Zhao и др., 2012; Sakamaki и др., 2010) о происхождении неоднородностей в лунной мантии и о возможности тепловой конвекции в недрах Луны (Zhao и др., 2012).

Разработанная методика определения внутреннего аномального плотностного строения для Луны на основе космических наблюдений гравитационного поля и рельефа, проверенная для Земли, дает хорошее модельное представление, на которое можно будет ориентироваться при будущих исследованиях на ее поверхности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Браун Д., Массет А. Недоступная Земля. М.: МИР, 1984. 262 с.
- Галкин И.Н. Внеземная сейсмология. М.: Наука, 1988. (Планета Земля и Вселенная), ISBN 5-02-005951-X. 195 с.
- Дубошин Г.Н. Теория притяжения. М., 1961. С. 258–261.
- Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983. 416 с.
- Жарков В.Н. Физика земных недр. М.: Наука и образование, 2012. 383 с.
- Кусков О.Л., Кронрод Е.В., Кронрод В.А. Геохимические ограничения на “холодные” и “горячие” модели внутреннего строения Луны: 1. Валовый состав // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 6. С. 481–494. (Kuskov O.L., Kronrod E.V., Kronrod V.A. Geochemical Constraints on the Cold and Hot Models of the Moon’s Interior: 1-Bulk Composition // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 6. P. 467–479.) <https://doi.org/10.1134/s0320930x1806004x>
- Насонова Л.П., Чуйкова Н.А. Аномалии внешнего и внутреннего гравитационного поля изостатически уравновешенной коры Земли в квадратичном приближении // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2007. № 6. С. 61–68.
- Печерникова Г.В. Масса вещества, выброшенного при макроударах с растущей планеты, и проблема образования Луны // Сб. научных тр. ИДГ РАН. Вып. 7. М.: ГЕОС, 2015. С. 200–207.
- Раевский С.Н., Гудкова Т.В., Кусков О.Л., Кронрод В.А. О согласовании моделей внутреннего строения Луны с данными гравитационного поля // Физика Земли. 2015. № 1. С. 139–147.
- Рускол Е.Л. Происхождение Луны. М.: Наука, 1975. 185 с.
- Рыжий Б.П., Начапкин Н.И. О связи внутриплитной сейсмичности с вещественным составом земной коры и аномалиями гравитационного поля // Сб. тр. Четвертых геофизических чтений им. В.В. Федынского. М., 2003. С. 203–206.
- Хаббард У. Внутреннее строение планет. М.: МИР, 1987. 328 с.
- Чуйкова Н.А., Максимова Т.Г. Гармонический и статистический анализ глубин поверхности Мохоровичича // Тр. ГАИШ. 1996. Т. LXV. С. 33–50.
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г. Аномалии внутреннего гравитационного поля в коре и верхней мантии Земли // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2006. № 4. С. 48–56.
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г. Аномальное строение коры и мантии Марса // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2011. № 1. С. 63–69.
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г. Аномалии плотности, напряжений и гравитационного поля внутри Марса // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2012. № 2. С. 70–77.
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г. Аномалии плотности, напряжений и гравитационного поля внутри Земли и Марса и возможные геодинамические следствия: сравнительный анализ // Физика Земли. 2014. № 3. С. 127–143.
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г. Новое решение обратной задачи гравиметрии для планет земной группы и его проверка для Земли // Астрономия, геодезия и геофизика. Научно-технический сб. М.: Изд-во ФГБУ “Центр геодезии, картографии и ИПД”, 2018. С. 90–113.
- Чуйкова Н.А., Родионова Ж.Ф., Максимова Т.Г., Гришаккина 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. (Chuiikova 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.)

- Besserer J., Nimmo F., Wieczorek M.A., Weber R.C., Kiefer W.S., McGovern P.J., Andrews-Hanna J.C., Smith D.E., Zuber M.T.* GRAIL gravity constraints on the vertical and lateral density structure of the lunar crust // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 5771–5777.  
<https://doi.org/10.1002/2014GL060240>
- Cameron A.G.W., Ward W.R.* The origin of the Moon // *Lunar and Planet. Sci. Conf. VII.* 1976. P. 120–122.
- Chujkova N.A., Nasonova L.P., Maximova T.G.* The new method to find the anomalous internal structure of terrestrial planets and its test on the Earth // *IAG Symposium Series.* 2014. V. 144. Chapter 195. P. 209–219.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-39820-4>
- Gagnepain-Beyneix J., Lognonné P., Chenet H., Lombardi D., Spohn T.* A seismic model of the lunar mantle and constraints on temperature and mineralogy // *Phys. Earth and Planet. Interiors.* 2006. V. 159. P. 140–166.
- Gusev A., Hanada H., Petrova N., Kosov A., Kuskov O., Kronrod E.* Rotation, physical librations and interior structure of the active and multi-layer Moon. Monograph. Kazan: Kazan Univ. Publ. 2015. 328 p.
- Hartmann W.K., Davis D.R.* Satellite-sized planetosimals and lunar origin // *Icarus.* 1975. V. 24. P. 504–515.
- Hemingway D.J., Matsuyama I.* Isostatic equilibrium in spherical coordinates and implications for crustal thickness on the Moon, Mars, Enceladus, and elsewhere // *Geophys. Res. Lett.* 2017. V. 44. P. 7695–7705.  
<https://doi.org/10.1002/2017GL073334>
- Matsumoto K., Yamada R., Kikuchi F., Kamata S., Ishihara Y., Iwata T., Hanada H., Sasaki S.* Internal structure of the Moon inferred from Apollo seismic data and selenodetic data from GRAIL and LLR // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 7351–7358.  
<https://doi.org/10.1002/2015GL065335>
- Matsuyama I., Nimmo F., Keanel J.T., Chan I.N.H., Taylor G.J., Wieczorek M.A., Kiefer W.S., Williams J.G.* GRAIL, LLR, and LOLA constraints on the interior structure of the Moon // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. P. 8365–8375.  
<https://doi.org/10.1002/2016GL069952>
- Nakamura Y.* Seismic velocity structure of the lunar mantle // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 677–686.
- Sakamaki T., Ohtani E., Urakawa S., Suzuki A., Katayama Y., Zhao D.* Density of high-Ti basalt magma at high pressure and origin of heterogeneities in the lunar mantle // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2010. V. 299. P. 285–289.
- Smith D.E., Zuber M.T., Jackson G.B., Cavanaugh J.F., Neumann G.A., Riris H., Sun X., Zellar R.S., Coltharp C., Connelly J., Katz R.B., Kleyner I., Liiva P., Matuszeski A., Mazarico E.M.* The lunar orbiter laser altimeter investigation on the Lunar Reconnaissance Orbiter mission // *Space Sci. Rev.* 2010. V. 150. P. 209–241.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-009-951>
- Weber R.C., Lin P.-Y., Garnero E.J., Williams Q., Lognonné P.* Seismic detection of the lunar core // *Science.* 2011. V. 331(6015). P. 309–312.
- Wieczorek M.A., Neumann G.A., Nimmo F., Kiefer W.S., Taylor G.J., Melosh H.J., Phillips R.J., Solomon S.C., Andrews-Hanna J.C., Asmar S.W., Konopliv A.S., Lemoine F.G., Smith D.E., Watkins M.M., Williams J.G., Zuber M.T.* The crust of the Moon as seen by GRAIL // *Science.* 2013. V. 339(6120). P. 671–676.  
<https://doi.org/10.1126/science.1231530>
- Williams J.G., Konopliv A.S., Boggs D.H., Park R.S., Yuan D.-N., Lemoine F.G., Goossens S., Mazarico E., Nimmo F., Weber R.C., Asmar S.W., Melosh H.J., Neumann G.A., Phillips R.J., Smith D.E., Solomon S.C., Watkins M.M., Wieczorek M.A., Andrews-Hanna J.C., Head J.W., Kiefer W.S., Matsuyama I., McGovern P.J., Taylor G.J., Zuber M.T.* Lunar interior properties from the GRAIL mission // *J. Geophys. Res. Planets.* 2014. V. 119. P. 1546–1578.  
<https://doi.org/10.1002/2013JE004559>
- Zhao D., Lei J., Liu L.* Seismic tomography of the Moon // *Chinese Sci. Bull.* 2008. V. 53. P. 3897–3907.
- Zhao D., Arai T., Liu L., Ohtani E.* Seismic tomography and geochemical evidence for lunar mantle heterogeneity: Comparing with Earth // *J. Global and Planet. Change.* 2012. V. 90–91. P. 29–36.
- Zuber M.T., Smith D.E., Watkins M.M., Asmar S.W., Konopliv A.S., Lemoine F.G., Melosh H.J., Neumann G.A., Phillips R.J., Solomon S.C., Wieczorek M.A., Williams J.G., Goossens S.J., Kruijzinga G., Mazarico E.* Gravity field of the Moon from the Gravity Recovery and Interior Laboratory (GRAIL) mission // *Science.* 2013. V. 339. № 6120. P. 668–671.  
<https://doi.org/10.1126/science.1231507>



УДК 523

## ДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ОКОЛОЗЕМНОГО ОРБИТАЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА 1 : 2 СО СКОРОСТЬЮ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

© 2020 г. И. В. Томилова<sup>a,\*</sup>, Д. С. Красавин<sup>a,\*\*</sup>, Т. В. Бордовицына<sup>a,\*\*\*</sup>

<sup>a</sup>Томский госуниверситет, Томск, Россия

\*e-mail: irisha\_tom@mail.ru

\*\*e-mail: iosfixed@gmail.com

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

Поступила в редакцию 06.08.2019 г.

После доработки 30.12.2019 г.

Принята к публикации 29.01.2020 г.

В работе представлены результаты исследования динамической структуры околоземного орбитального пространства в области резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли. Излагаются результаты обширного численно-аналитического эксперимента по исследованию орбитальной эволюции объектов, движущихся в диапазоне больших полуосей от 26550 до 26570 км, с наклонами от 0° до 180°. В этой области выявлены зоны действия пяти компонент орбитального резонанса и апсидально-нодальных вековых резонансов низких порядков. Построены карты распределения выявленных резонансов. Динамическая структура орбитального пространства исследована также с использованием быстрой ляпуновской характеристики MEGNO и представлена MEGNO-картой области в сечении плоскостью {наклонение орбиты, большая полуось}. Показано, что особенностью динамической эволюции большинства исследованных орбит является хаотичность, возникающая под действием наложения резонансов различных типов.

**Ключевые слова:** динамика околоземных объектов, орбитальный резонанс, вековые апсидально-нодальные резонансы, MEGNO-анализ

**DOI:** 10.31857/S0320930X20040088

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты, которые продолжают исследования, опубликованные в (Томилова и др., 2018), где были описаны данные анализа динамической структуры только той части орбитального пространства области МЕО (Medium Earth Orbits), где функционируют навигационные системы ГЛОНАСС и GPS. Следует сказать, что исследованию динамики объектов систем ГЛОНАСС и GPS и изучению структуры орбитального пространства, где эти системы функционируют, посвящено немало работ (Chao, Gick, 2004; Rossi, 2008; Rosengren и др., 2015; Daquin и др., 2016; Томилова, Бордовицына, 2017; Томилова и др., 2018). Здесь же мы даем динамическую структуру всей области резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли в диапазоне больших полуосей от 26550 до 26570 км и в диапазоне наклонов от 0° до 180°.

В работе (Томилова и др., 2019) было отмечено, что группа авторов из Томского университета планирует построить динамическую структуру

всего околоземного орбитального пространства и это третья работа запланированной серии. Все работы объединены общим подходом. Мы используем численное моделирование для построения орбитальной эволюции объектов, а аналитическую методику для выявления действующих на объекты резонансов. Это позволяет нам рассматривать совместное влияние не только вековых резонансов различных типов, но и вековых, и орбитального резонансов, что очень существенно для объектов рассматриваемой зоны околоземного орбитального пространства.

### МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Для исследования динамических особенностей движения объектов, находящихся в окрестности резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли, применялась методика, изложенная в (Томилова и др., 2018; 2019). Методика состоит из нескольких этапов:

– построение динамической карты области с использованием быстрой ляпуновской характе-

ристики MEGNO (Cincotta, Simo, 2000; Cincotta и др., 2003; Valk и др., 2009);

– анализ структуры всех резонансных возмущений, действующих на движение объектов рассматриваемой орбитальной области;

– изучение особенностей долговременной эволюции орбит.

Численное моделирование движения объектов осуществлялось на кластере “СКИФ Cybergia” НИ ТГУ с использованием программного комплекса “Численная модель движения систем ИСЗ” (Александрова и др., 2017), построенного с использованием высокоточного интегратора Гаусса–Эверхарта (Авдюшев, 2010). В процессе моделирования учитывались возмущения от гармоник геопотенциала до 4 порядка и степени, а также возмущения от Луны и Солнца. Совместно с уравнениями движения интегрировались уравнения для вычисления параметров MEGNO (Бордовицына и др., 2010), по методике, которая была предложена в (Volk и др., 2009).

Выявление орбитальных резонансов производилось с использованием методики предложенной Allan (1967a; 1967b) и уточненной Кузнецовым (Кузнецов и др., 2012). Подробно методика изложена также в (Томилова и др., 2019).

В соответствии с этой методикой для рассматриваемого в данной работе резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли резонансные (критические) аргументы будут иметь вид (Кузнецов и др., 2012)

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= (M + \Omega + \omega) - 2\theta, \quad \Phi_2 = (M + \omega) + 2(\Omega - \theta), \\ \Phi_3 &= M + 2(\Omega + \omega - \theta), \\ \Phi_4 &= M - \Omega + \omega - 2\theta, \quad \Phi_5 = M + 2(-\omega + 2\Omega - \theta),\end{aligned}\quad (1)$$

а их резонансные соотношения запишутся как

$$\begin{aligned}\dot{\Phi}_1 &= (\dot{M} + \dot{\Omega} + \dot{\omega}) - 2\dot{\theta}, \\ \dot{\Phi}_2 &= (\dot{M} + \dot{\omega}) + 2(\dot{\Omega} - \dot{\theta}), \\ \dot{\Phi}_3 &= \dot{M} + 2(\dot{\Omega} + \dot{\omega} - \dot{\theta}), \\ \dot{\Phi}_4 &= \dot{M} - \dot{\Omega} + \dot{\omega} - 2\dot{\theta}, \\ \dot{\Phi}_5 &= \dot{M} + 2(-\dot{\omega} + 2\dot{\Omega} - \dot{\theta}),\end{aligned}\quad (2)$$

где  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $M$  – долгота восходящего узла, аргумент перигея, средняя аномалия орбиты спутника,  $\theta$  – гринвичское звездное время.

Для вековых резонансов также изучается эволюция во времени резонансных аргументов, полученных из аргументов разложения возмущающей функции (Murray, Dermott, 2000) для однократно (3) и двукратно (4) осредненной ограниченной задачи трех тел

$$\begin{aligned}\underline{\Psi} &= (l - 2p' + q')M' + (l - 2p)\omega - \\ &- (l - 2p')\omega' + \bar{m}(\Omega - \Omega'),\end{aligned}\quad (3)$$

$$\underline{\Psi} = (l - 2p)\omega - (l - 2p')\omega' + \bar{m}(\Omega - \Omega'), \quad (4)$$

и оценивается степень близости к нулю резонансных соотношений

$$\underline{\Psi} \approx 0, \quad \underline{\dot{\Psi}} \approx 0, \quad (5)$$

причем

$$\begin{aligned}M' &= M'_0 + n'(t - t_0), \quad \omega' = \omega'_0 + \dot{\omega}'(t - t_0), \\ \Omega' &= \Omega'_0 + \dot{\Omega}'(t - t_0), \\ \omega &= \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0), \quad \Omega = \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0).\end{aligned}\quad (6)$$

Вековые частоты в движении спутника  $\dot{\Omega} = \dot{\Omega}_{J_2} + \dot{\Omega}_L + \dot{\Omega}_S$ ,  $\dot{\omega} = \dot{\omega}_J + \dot{\omega}_L + \dot{\omega}_S$  определяются влиянием второй зональной гармоники с коэффициентом  $J_2$ , а также влиянием Луны ( $L$ ) и Солнца ( $S$ ) и вычисляются по известным формулам (Бордовицына, Авдюшев, 2007).

Полагая индексы, содержащиеся в формулах (5) равными  $l = 2$ ,  $p, p', \bar{m} = 0, 1, 2$ ,  $q' = -1, 0, 1$ , получим резонансные соотношения для вековых резонансов низких порядков. Типы рассматриваемых в настоящей работе вековых апсидально-нодальных резонансов первого-шестого порядков приведены в таблице. Соотношение 20 представляет собой резонанс Лидова–Козаи (Лидов, 1961; Kozai, 1962).

Классификация основной части вековых резонансов, действующих на движение ИСЗ, была впервые дана Куком (Cook, 1962), а аналитическая теория вековых спутниковых резонансов представлена в работах (Breiter, 2001a; 2001b).

Следует отметить, что характер изменения резонансных аргументов (1), (3) и (4) играет важную роль в оценке устойчивости резонанса (Murray, Dermott, 1999). Если резонансный аргумент либрирует, резонанс устойчив, если резонансный аргумент в процессе эволюции меняет изменение с либрационным характером на циркуляционный, резонанс неустойчив. В том случае, когда резонансный аргумент циркулирует на всем рассматриваемом интервале времени, считается, что резонанс отсутствует.

Действие вековых резонансов со скоростью движения возмущающего тела в процессе исследования динамической структуры рассматриваемой области орбитального пространства выявлено не было, поэтому мы не будем на них останавливаться.

## ОПИСАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА 1 : 2 СО СКОРОСТЬЮ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Для общей оценки динамической структуры области орбитального резонанса 1 : 2 со скоро-

**Таблица 1.** Типы апсидально-нодальных резонансов 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	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}'_{S,L}$		

стью вращения Земли был проведен обширный численный эксперимент. Принимались во внимание только гравитационные возмущения, определяемые влиянием несферичности гравитационного поля Земли, а также притяжением Луны и Солнца. Особенности динамики объектов рассматривались в орбитальном пространстве  $\{a, e, i\}$ . Это сделано для того, чтобы выявить общие закономерности в динамической структуре орбитального пространства, не связанные с особенностями строения самого аппарата и условиями вывода его в точку стояния.

Вопросы совместного влияния гравитационных возмущений и светового давления рассмотрены в работе Томилова, Бордовицына, 2018), оценки влияния начальных значений параметров  $\Omega, \omega$  на эволюцию орбит в области МЕО под действием вековых возмущений представлены в работе (Бордовицына и др., 2012).

В работе (Томилова и др., 2018) было показано, что область рассматриваемого орбитального резонанса ограничивается диапазоном больших полуосей 26550–26570 км, поэтому в настоящей работе был выполнен MEGNO-анализ области орбитального пространства, расположенного в указанном диапазоне больших полуосей и в диапазоне наклонений от 0° до 180° для почти круговых орбит с начальным эксцентриситетом  $e_0 = 0.01$ . В работе (Томилова и др., 2018) рассматривался диапазон наклонений 50°–70°, охватывающий

области размещения навигационных систем ГЛОНАСС и GPS.

На рис. 1 приведена MEGNO-карта данной области орбитального пространства. Модельные объекты выбирались с шагом 1 км по большой полуоси и 2° по наклонению. Здесь и во всех остальных рассматриваемых в данной работе численных экспериментах начальный эксцентриситет принимался равным 0.001. Орбитальная эволюция прослеживалась на интервале времени 100 лет. На графике приведены значения усредненного параметра MEGNO  $\bar{Y}_\phi(t)$ . Как известно (Cincotta и др., 2003), эволюция этого параметра во времени позволяет определить характер движения. Так, например, для квазипериодических (регулярных) орбит  $\bar{Y}_\phi(t)$  осциллирует около 2. Причем для квазипериодических орбит  $\bar{Y}_\phi(t) \rightarrow 2$ , а для устойчивых орбит типа гармонического осциллятора  $\bar{Y}_\phi(t) \rightarrow 0$ .

Как показывают данные, приведенные на рис. 1, область очень неоднородна по степени хаотизации движения рассмотренных объектов. Источником возникновения хаотичности в движении околоземных объектов может являться наложение резонансов различных типов, поэтому структура всех действующих резонансов была исследована очень тщательно.

Обратимся к результатам исследования структуры резонансов, действующих на объекты, движущиеся в рассматриваемой области околоземного орби-

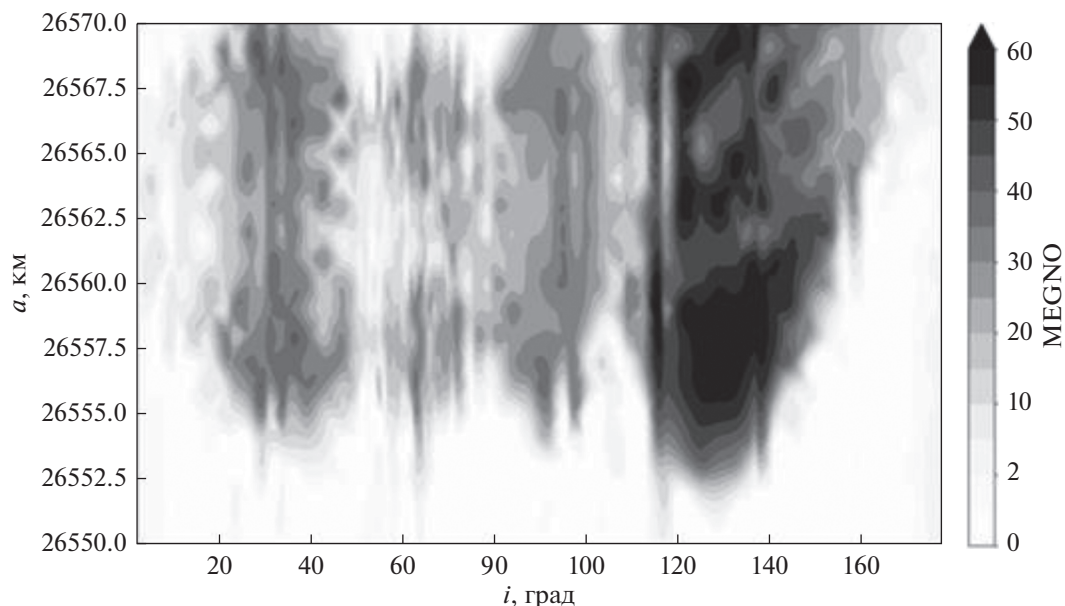


Рис. 1. MEGNO-карта области орбитального резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли.

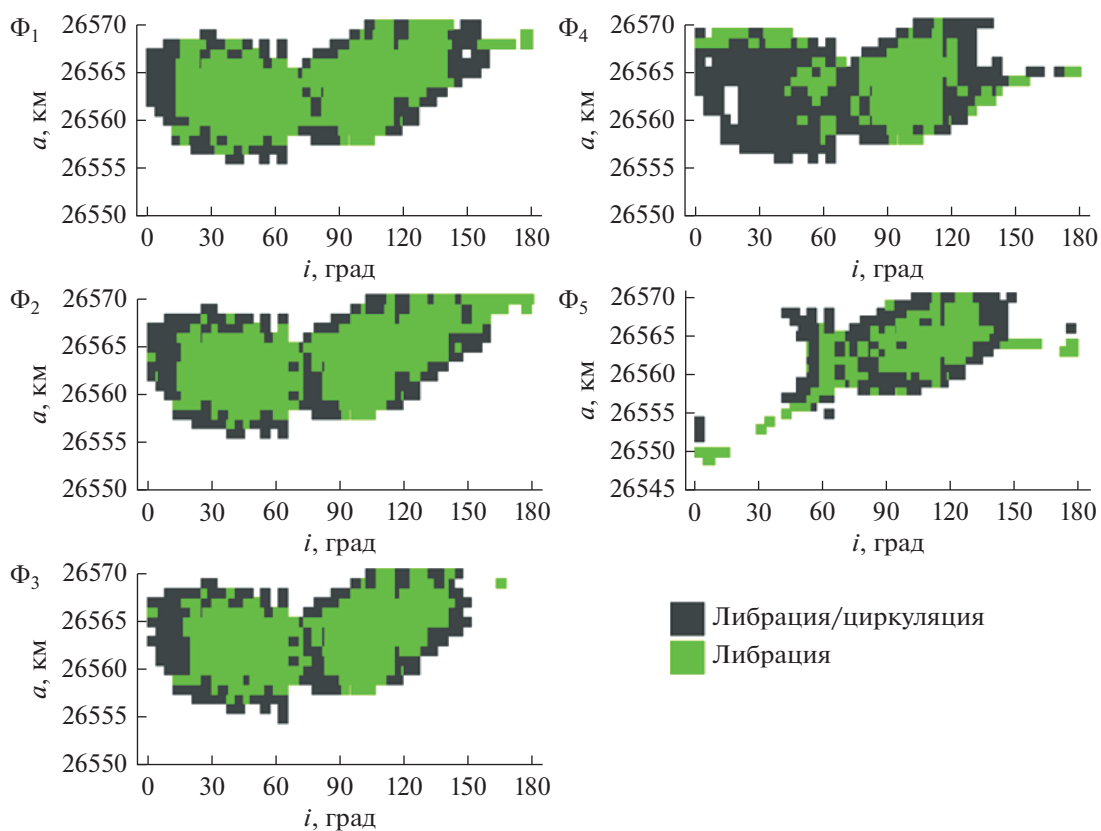


Рис. 2. Зоны действия мультиплетов орбитального резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли.

тального пространства. На рис. 2 показана локализация зон действия мультиплетов орбитального резонанса 1 : 2 со скоростью вращением Земли. В об-

ласти околоэкваториальных наклонений орбит все пять компонент показывают либо неустойчивое действие резонанса, либо его отсутствие. В обла-

сти больших наклонений компоненты с устойчивым и неустойчивым действием распределены неравномерно. Симметрии в распределении резонансов по наклонению между прямым и обратным движением не наблюдается.

На рис. 3 представлено распространение векового резонанса Лидова–Козаи в рассматриваемой области орбитального пространства. На рис. 4 показаны все устойчивые вековые резонансы, связанные с Луной, на рис. 5 – неустойчивые резонансы того же типа. На рис. 6 приведены все устойчивые вековые резонансы, связанные с Солнцем, действующие на объекты изучаемой области орбитального пространства, а на рис. 7 – все неустойчивые вековые резонансы, связанные с Солнцем.

На рис. 3 показаны полосы проявления резонанса Лидова–Козаи<sup>1</sup>  $\dot{\psi}_{L-K} = \dot{\omega} \approx 0$  в динамике объектов рассматриваемой зоны околоземного орбитального пространства. Резонанс устойчив, неустойчивые островки очень малы.

Устойчивые вековые резонансы, связанные с Луной, покрывают рассматриваемую область орбитального пространства в диапазоне наклонений от 20° до 160° (рис. 4), а неустойчивые концентрируются в околоэкваториальной области (рис. 5). Вековые резонансы, связанные с Солнцем, концентрируются в области, ограниченной наклонениями от 40° до 140° (рис. 6 и 7).

Если объединить данные о распространении резонансов, приведенные на рис. 2–7, то практически вся область орбитального резонанса 1 : 2 будет покрыта резонансами, причем с большим количеством наложений резонансов различных типов. Это не может не сказываться на орбитальной эволюции объектов.

### ОСОБЕННОСТИ ОРБИТАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОБЪЕКТОВ

Перейдем теперь к рассмотрению динамической эволюции объектов зоны орбитального резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли. Рассмотрим движение около-экваториальных объектов, орбиты которых имеют малые наклонения. На рис. 8 показана динамическая эволюция объекта под действием только орбитального резонанса. А на рис. 9 орбитальная эволюция такого

<sup>1</sup> Механизм, эффект, резонанс Лидова–Козаи (в русской и японской литературе), Козаи–Лидова или просто Козаи (в европейской и американской литературе) детально рассмотрены в монографиях (Shevchenko, 2016; Takashi Ito, Katsuhito Ohtsuka, 2019). В исследовании движения спутников при одновременном учете влияния Луны, Солнца и нецентральности гравитационного поля Земли термин “резонанс Лидова–Козаи” для резонанса  $\dot{\omega} = 0$  был введен в работе (Breiter, 2001b).

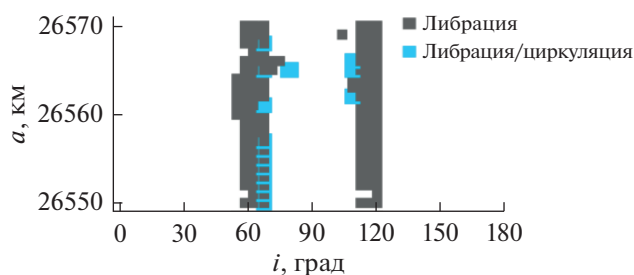


Рис. 3. Распространенность резонанса Лидова–Козаи в рассматриваемой области.

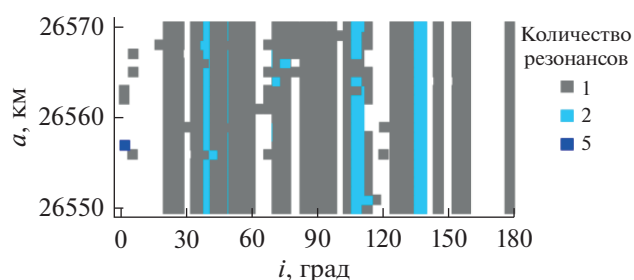


Рис. 4. Распределение всех устойчивых лунных вековых резонансов. Цветом показано количество резонансов, резонансный аргумент которых либрирует на всем интервале исследования.

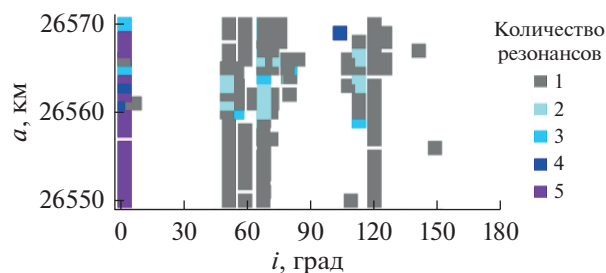


Рис. 5. Распределение всех неустойчивых лунных вековых резонансов. Цветом показано количество резонансов, резонансный аргумент которых на интервале исследования переходит от либрации к циркуляции.

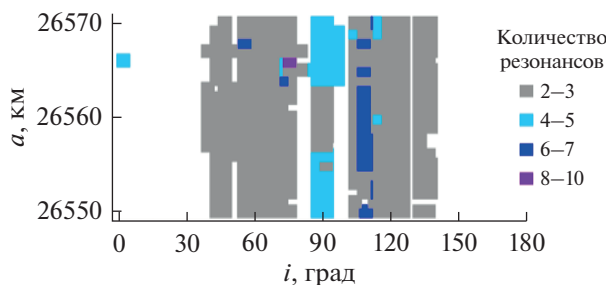
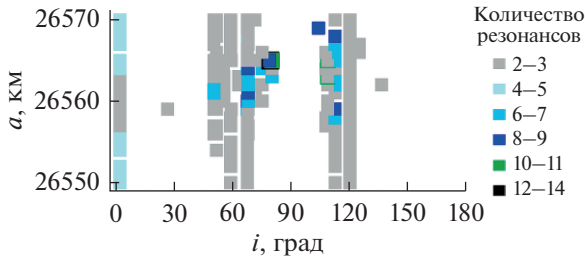


Рис. 6. Распределение всех устойчивых солнечных вековых резонансов. Цветом показано количество резонансов, резонансный аргумент которых либрирует на всем интервале исследования.



**Рис. 7.** Распределение всех неустойчивых солнечных вековых резонансов. Цветом показано количество резонансов, резонансный аргумент которых на интервале исследования переходит от либрации к циркуляции.

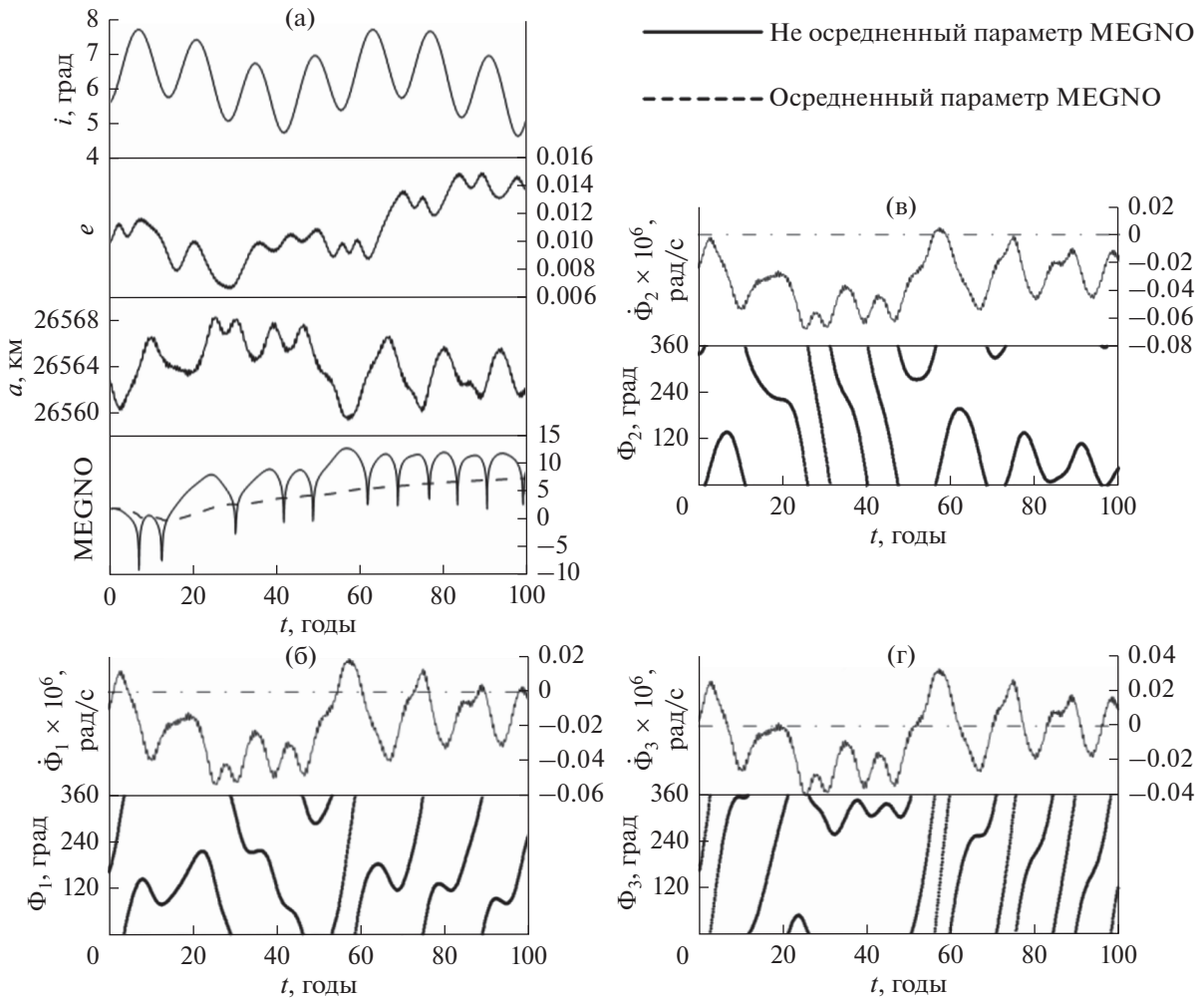
же типа объекта, но под влиянием как орбитального, так и вековых резонансов.

Следует отметить, что компоненты  $\Phi_4$  и  $\Phi_5$  мультиплета (1) циркулируют на всем рассматри-

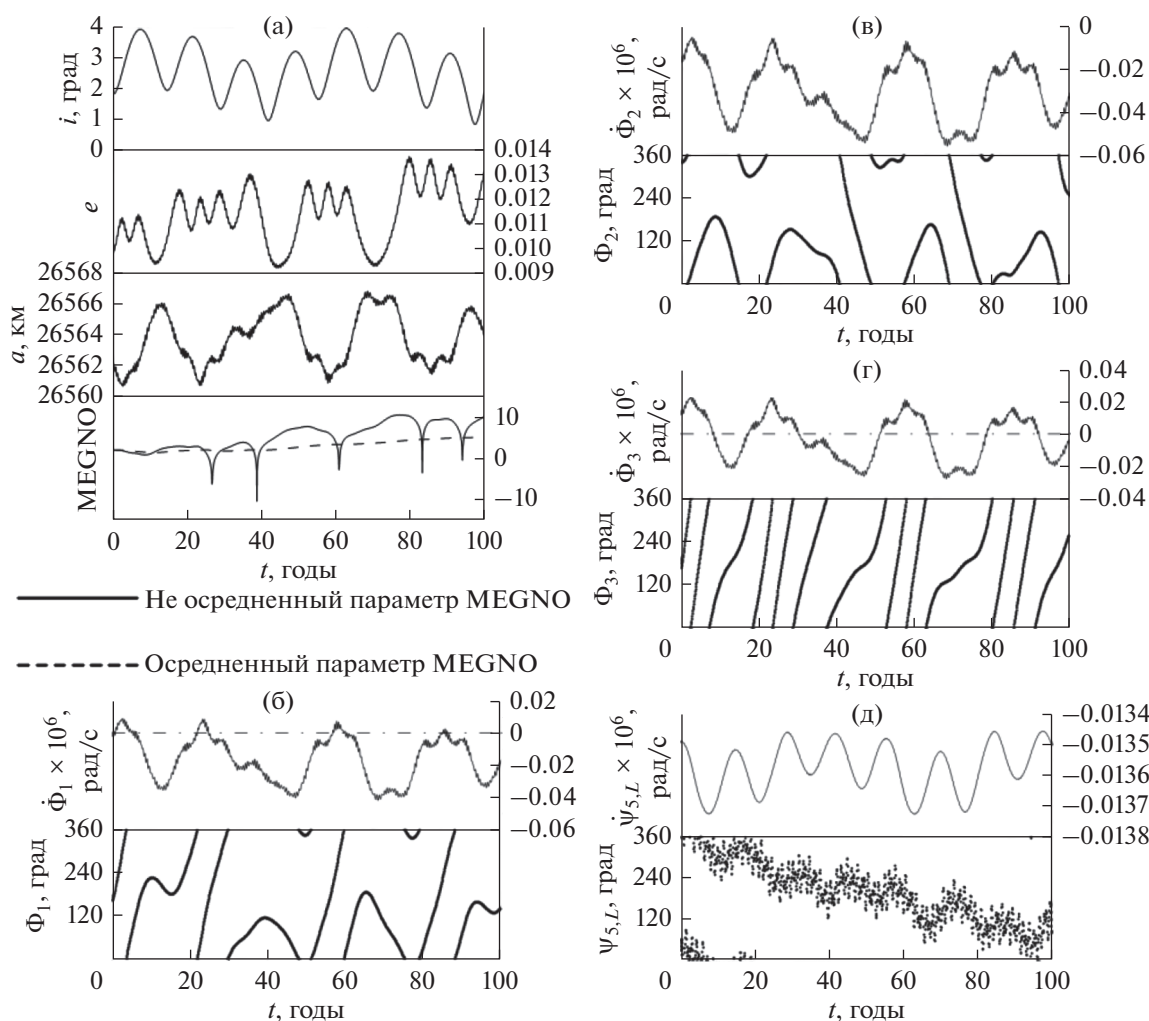
ваемом интервале времени и не оказывают влияния на исследуемые объекты, поэтому их эволюция не представлена на рис. 8 и 9.

И в том, и в другом случаях появление слабой хаотичности движения объясняется действием неустойчивых компонент орбитального резонанса.

Объект, орбитальная эволюция которого показана на рис. 10, имеет обратное движение и подвержен действию устойчивых вековых апсидально-нодальных резонансов:  $\psi_{6,S} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_S \approx 0$ ,  $\psi_{8,S} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_S \approx 0$ ,  $\psi_{12,S} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} \approx 0$  и  $\psi_{12,L} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - 2\dot{\omega} \approx 0$ . Этим объясняется непрерывный рост его эксцентриситета на всем рассматриваемом интервале времени. Хаотичность же возникает из-за действия неустойчивых, проходящих через



**Рис. 8.** Динамическая эволюция околоэкваториального объекта под действием только орбитального резонанса: (а) эволюция основных орбитальных элементов и параметров MEGNO; (б) эволюция  $\Phi_1, \Phi_1$ ; (в) эволюция  $\Phi_2, \Phi_2$ ; (г) эволюция  $\Phi_3, \Phi_3$ .



**Рис. 9.** Динамическая эволюция околоэкваториального объекта под действием резонансов различных типов: (а) эволюция основных орбитальных элементов и параметров MEGNO; (б) эволюция  $\Phi_1, \Phi_2$ ; (в) эволюция  $\Phi_2, \Phi_2$ ; (г) эволюция  $\Phi_3, \Phi_3$ ; (д) эволюция  $\Psi_L = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) + 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_L \approx 0$  и соответствующего резонансного аргумента.

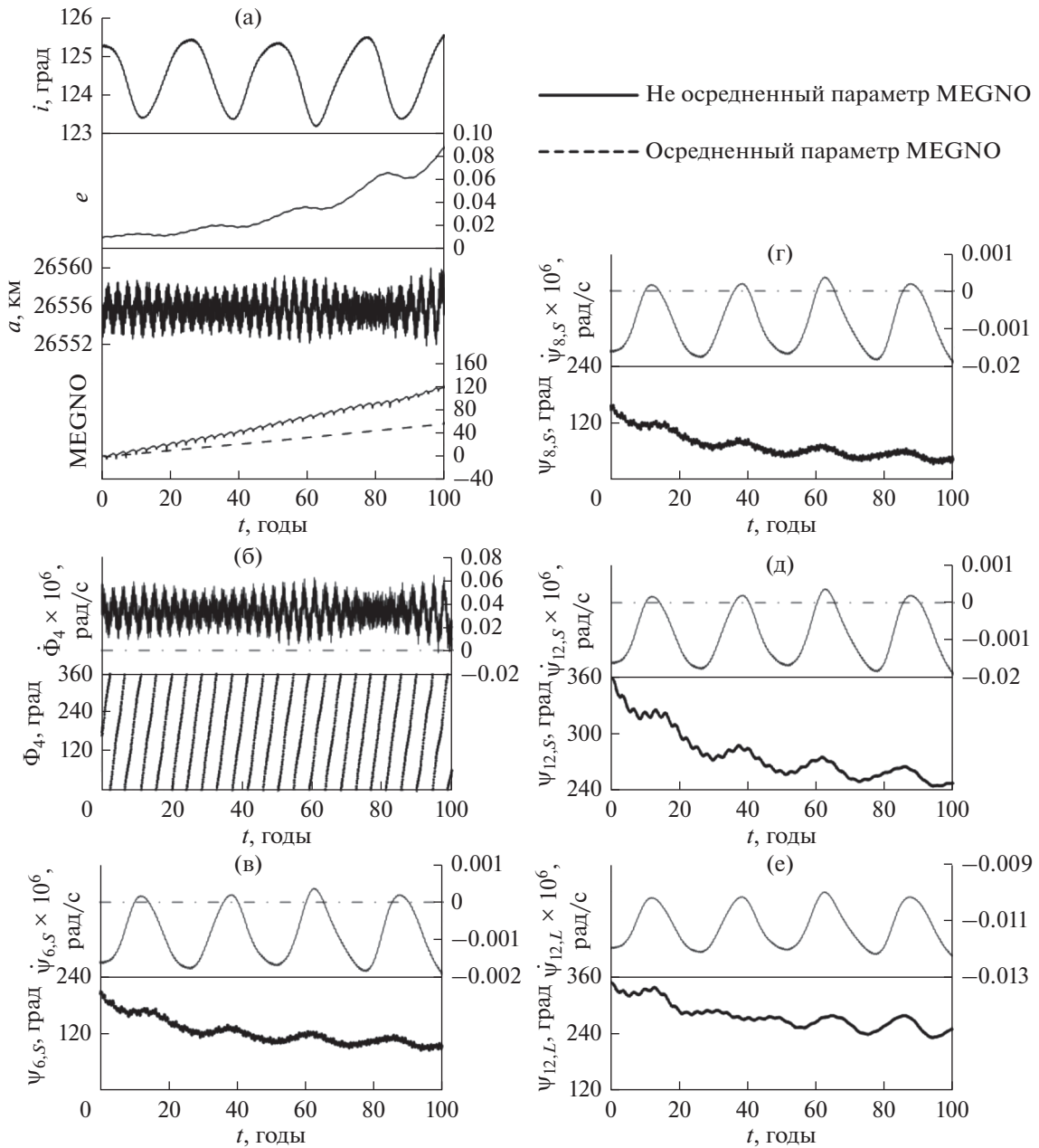
нулевое значение компонент орбитального резонанса.

На рис. 11 приведена орбитальная эволюция объекта с обратным движением под действием мультиплета орбитального резонанса. Вековые резонансы в движении объекта отсутствуют. Объект показывает высокую хаотичность движения, поскольку три из пяти компонент мультиплета неустойчивы.

Интересно отметить, что анализ орбитальной эволюции всей совокупности модельных объектов рассматриваемой области на 100-летнем интервале времени показал отсутствие заметного проявления в динамике объектов эффекта Лидова–Козаи, связанного с перекачкой энергии между эксцентриситетом и наклоном.

Рассмотрим этот вопрос более подробно на примере одного из объектов, принадлежащих левой резонансной полосе на рис. 3. Орбитальная эволюция выбранного объекта в деталях представлена на рис. 12.

Начальные параметры объекта: большая полуось составляет 26565 км, наклонение к экваториальной плоскости равно  $62.8^\circ$ , эксцентриситет равен 0.01, долготы восходящего узла и перигентра от узла равны  $180^\circ$ . На 100-летнем интервале времени (рис. 12а) движение устойчиво на всем интервале времени, хаотичность нулевая. Заметен рост эксцентриситета от начального значения 0.01 до 0.12 и связанный с этим рост амплитуды колебаний большой полуоси. Чтобы понять причину возрастания эксцентриситета, была рассмотрена эволюция объекта на 300-летнем интер-

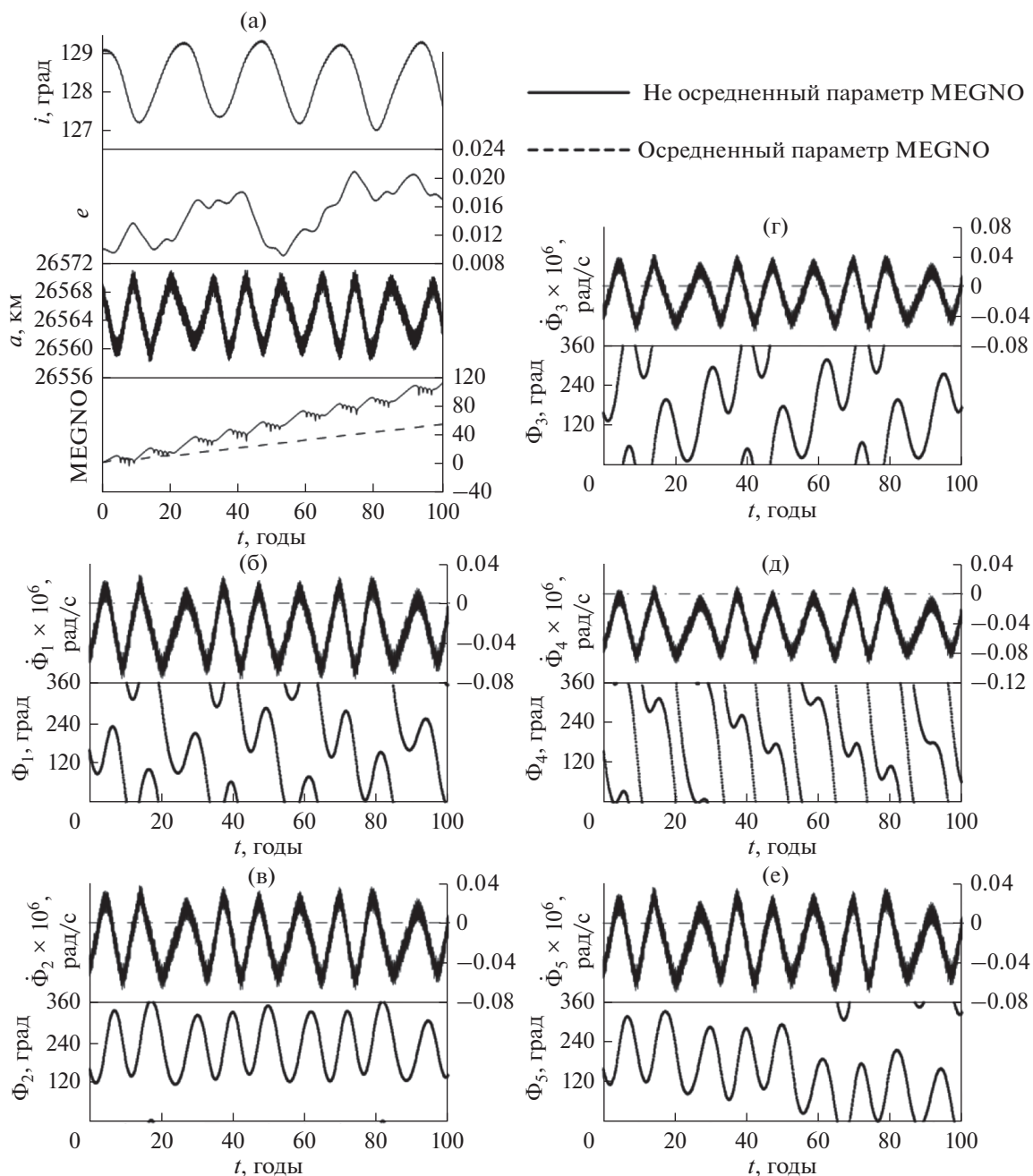


**Рис. 10.** Орбитальная эволюция объекта с обратным орбитальным движением под действием преимущественно апсидально-нодальных резонансов, связанных с Солнцем и Луной: (а) эволюция основных орбитальных элементов и параметров MEGNO; (б) эволюция  $\Phi_1, \Phi_1$ ; эволюция резонансных соотношений и соответствующих резонансных аргументов вековых резонансов: (в)  $\psi_{6,S}$ , (г)  $\psi_{8,S}$ , (д)  $\psi_{12,S}$ , (е)  $\psi_{12,L}$ .

вале времени в системе координат, связанной с эклипстикой. Как известно, действие механизма Лидова–Козаи зависит от наклона объекта к орбите возмущающего тела. Эклиптика совпадает с орбитой Солнца в геоцентрической системе координат и достаточно близка к орбите Луны. Кроме того, было рассмотрено влияние каждого из возмущающих факторов отдельно. Поскольку влияние сжатия вызывает только небольшие дол-

гопериодические колебания в эксцентриситете и наклоне, мы его здесь не приводим. Источником возникновения эффекта Лидова–Козаи является, прежде всего, действие Луны (рис. 12б). Солнце также вносит свой вклад в действие этого механизма (рис. 12в). Интересно, что совместное действие Луны и Солнца приводит к уменьшению периода долгопериодических колебаний, но не меняет их амплитуду (рис. 12г). В то же время



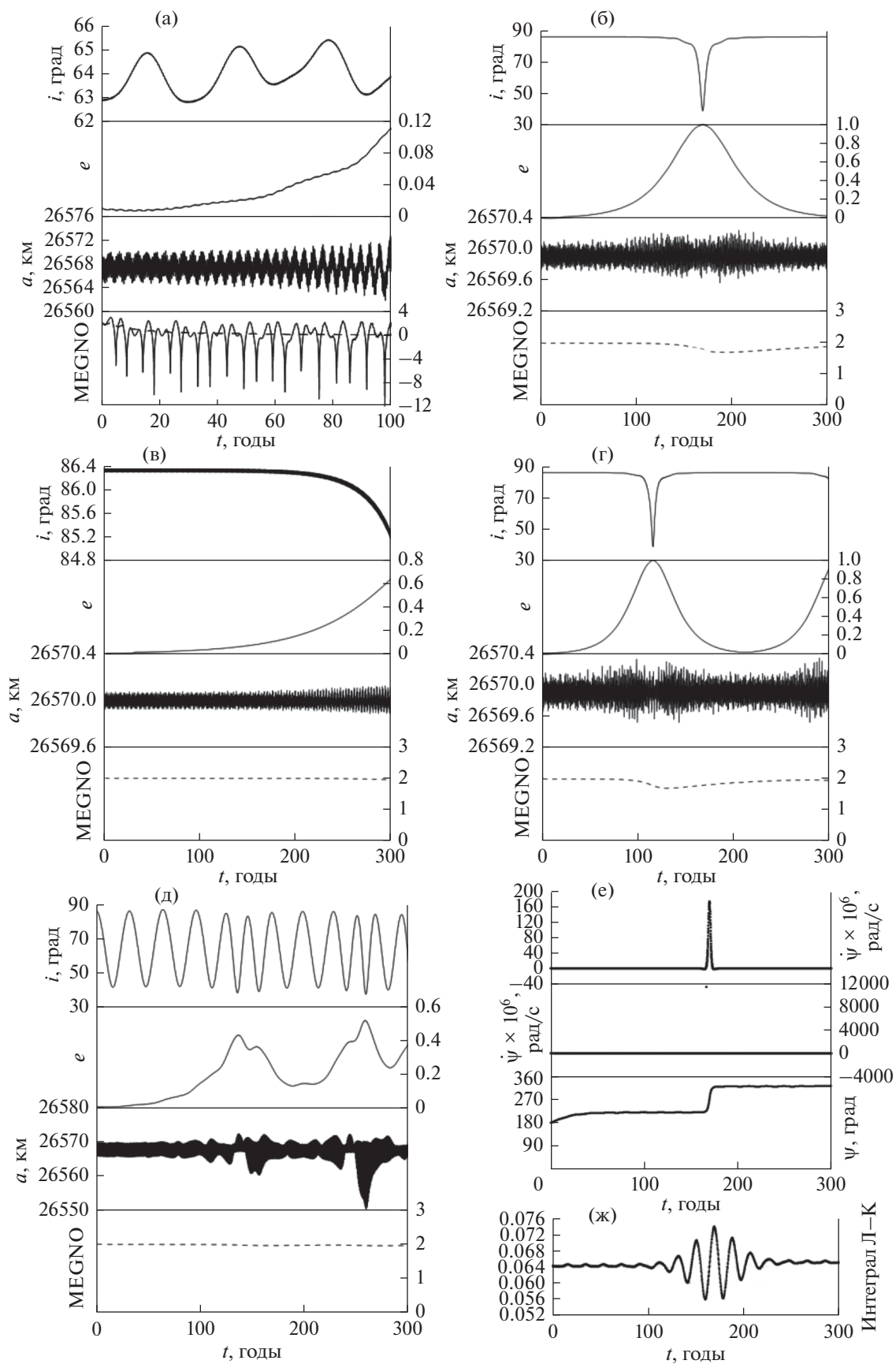


**Рис. 11.** Динамическая эволюция объекта с обратным орбитальным движением под действием мультиплета орбитального резонанса: (а) эволюция основных орбитальных элементов и параметров MEGNO; (б)–(е) эволюция  $\Phi, \Phi$  орбитального резонанса.

совместное влияние трех возмущающих факторов: двух внешних тел и сжатия Земли искажает картину влияния механизма Лидова–Козаи. Еще М.Л. Лидовым было замечено (Вашковьяк, Тесленко, 2016), что влияние сжатия способно нивелировать открытый им эффект. Интеграл Лидова–Козаи сохраняется на всем 300-летнем интервале прогнозирования (рис. 12ж). Острый резонанс Лидова–Козаи и соответственно максимальное

возрастание эксцентриситета появляется при прохождении долготы перицентра  $\omega$  через значения  $\pm \pi/2$ .

Механизм Лидова–Козаи, как было показано в (Александрова и др., 2016) начинает проявляться в динамике околоземных объектов, начиная с 20000 км по большой полуоси, и вполне естественно, что он впервые проявляется в районе



**Рис. 12.** Динамическая эволюция объекта под действием механизма Лидова–Козаи, орбитальная эволюция объекта: (а) на 100-летнем интервале времени под действием возмущений от сжатия Земли, притяжения Луны и Солнца относительно экватора Земли; далее на 300-летнем интервале относительно эклиптики: (б) под действием притяжения Луны; (в) притяжения Солнца; (г) под действием притяжения Луны и Солнца; (д) под действием возмущений от сжатия Земли, притяжения Луны и Солнца; (е) сверху вниз: с учетом возмущений от Луны, (пункт (б)) изменения резонансного соотношения, полученные по аналитическим формулам, те же изменения, полученные путем численного моделирования, изменения резонансного аргумента, (ж) интеграл Лидова–Козаи  $c_1 = \sqrt{1 - e^2} \cos i$ .

критических наклонений (рис. 3), где вековое влияние сжатия Земли минимально.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты численного эксперимента по построению динамической структуры орбитального пространства резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли в диапазоне больших полуосей от 26550 до 26570 км и в диапазоне наклонений от 0° до 180°. Исследования показали, что в рассматриваемой области присутствуют все пять компонент мультиплета орбитального резонанса 1 : 2 со скоростью вращения Земли. Однако четвертая и пятая компоненты мультиплета устойчивы только в области обратного движения.

Кроме того, на объекты рассматриваемой области действует большое количество вековых апсидально-нодальных резонансов, включая резонанс Лидова–Козаи.

Области с высокой хаотизацией движения приходятся на зоны совместного влияния устойчивых и неустойчивых резонансов различных типов. Особенно выделяется по хаотичности зона между наклонениями 120°–160° в области обратного движения. На эту зону приходятся неустойчивые участки действия мультиплетов орбитального резонанса и большое количество устойчивых и неустойчивых вековых апсидально-нодальных резонансов.

Совместное действие устойчивых апсидально-нодальных резонансов приводит к значительному росту эксцентриситета.

Механизм Лидова–Козаи, связанный с характерной перекачкой энергии между эксцентриситетом и наклонением, в движении объектов этой области орбитального пространства заметно проявляется только на больших интервалах времени. Объекты, подверженные влиянию механизма Лидова–Козаи, при отсутствии других резонансов сохраняют устойчивое движение с незначительным ростом эксцентриситета на больших интервалах времени.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-32-00735 мол\_а “Исследование особенностей динамики околоземных космических объектов в условиях наложения резонансов различных типов”.

### 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. С. 69–76.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Томилова И.В.* Резонанс Лидова–Козаи и его влияние на орбитальную эволюцию околоземных космических объектов // М.Л. Лидов – яркое имя в космической науке. Сб. докл. / Ред. Вашковьяк М.А. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2016. С. 49–66.
- 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. 2018. Т. 61. № 4. С. 75–80.
- Бордовицына Т.В., Авдюшев В.А.* Теория движения искусственных спутников Земли. Аналитические и численные методы. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007. 220 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., Чувашов И.Н.* Влияние вековых резонансов на долговременную орбитальную эволюцию неуправляемых объектов спутниковых радионавигационных систем в области МEO // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 5. С. 356–368. (*Bordovitsyna T.V., Tomilova I.V., Chuvashov I.N.* The effect of secular resonances on the long-term orbital evolution of uncontrollable objects on satellite radio navigation systems in the MEO region // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. Is. 5. P. 329–340.)
- Вашковьяк М.А., Тесленко Н.М.* Михаил Львович Лидов – яркое имя в космической науке С. 9–38 // М.Л. Лидов – яркое имя в космической науке. Сб. докл. / Ред. Вашковьяк М.А. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2016. С. 9–38.
- 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. Is 6. P. 442–449.)

- Лидов М.Л.* Эволюция искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений от внешнего тела // Искусственные спутники Земли. 1961. Т. 8. С. 5–45.
- 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. 1–16. (*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., Бордовицына Т.В.* Особенности структуры резонансных возмущений неуправляемых объектов навигационных систем ГЛОНАСС и GPS. Влияние на орбитальную эволюцию // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 4. С. 119–125.
- 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. 1–17. (*Tomilova I.V., Bordovitsyna T.V., Krasavin D.S.* Dynamical structure of the GLONASS and GPS orbital space: Problem of disposal of retired objects // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. Is. 5. P. 450–465.)
- 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. Astr. 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. and Dyn. Astron. 2016. V. 124(4). P. 335–336.
- Kozai Y.* Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity // Astron. J. 1962. V. 67. P. 591–598.
- Murray C.D., Dermott S.F.* Solar System Dynamics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999. XIII+592 p.
- Rosengren A.J., Alessi E.M., Rossi A., Valsecchi G.B.* Chaos in navigation satellite orbits caused by the perturbed motion of the Moon // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2015. V. 449. P. 3522–3526.
- Rossi A.* Resonant dynamics of Medium Earth Orbits: space debris // Celest. Mech. Dyn. Astron. 2008. V. 100. P. 267–286.
- Takashi Ito, Katsuhito Ohtsuka.* The Lidov–Kozai Oscillation and Hugo von Zeipel // Monogr. Environ. Earth Planets. 2019. V. 7. № 1. P. 1–113.
- Valk S., Delsate N., Lemaitre A., Carletti T.* Global dynamics of high area-to-mass ratios GEO space debris by means of the MEGNO indicator // Adv. Space Res. 2009. V. 43. P. 1509–1526.

УДК 629.78

## АДАПТИВНЫЕ МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ ПЕРЕЛЕТОВ В СИСТЕМЕ ЮПИТЕРА С ВЫХОДОМ НА ОРБИТУ СПУТНИКА ГАЛИЛЕЕВОЙ ЛУНЫ

© 2020 г. Ю. Ф. Голубев<sup>a, \*</sup>, А. В. Грушевский<sup>a, \*\*</sup>, В. В. Корянов<sup>a, \*\*\*</sup>, С. М. Лавренов<sup>a</sup>,  
А. Г. Тучин<sup>a, \*\*\*\*</sup>, Д. А. Тучин<sup>a, \*\*\*\*\*</sup>

<sup>a</sup>ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

\*e-mail: golubev@keldysh.ru

\*\*e-mail: alexgrush@rambler.ru

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

\*\*\*\*e-mail: tag@kiam1.rssi.ru

\*\*\*\*\*e-mail: den@kiam1.rssi.ru

Поступила в редакцию 09.01.2020 г.

После доработки 10.02.2020 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

Рассматриваются космические экспедиции с долгосрочным нахождением КА около исследуемого небесного тела (искусственные спутники малых тел Солнечной системы), либо экспедиции с возможной посадкой КА на поверхность небесного тела (например – миссия ESA Jovian Icy Moon Explorer “JUICE”, Российский перспективный проект “Лаплас-П”). Предложен эффективный формализм создания сценариев адаптивного поиска малозатратных комбинированных траекторий КА, ориентированный на возможность привлечения высокопроизводительных вычислительных средств компьютерного экспериментирования. Приводятся примеры реализации указанного формализма для поиска комбинаций межлунных гравитационных маневров в системе Юпитера с целью выхода на орбиту искусственного спутника юпитерианской луны.

**Ключевые слова:** гравитационный маневр, цепочки гравитационных маневров, формализованный пучковый алгоритм, интеграл Якоби

DOI: 10.31857/S0320930X20040064

### ВВЕДЕНИЕ

Формальные адаптивные методы построения “экстенсивных” межпланетных перелетов с использованием гравитационных маневров (ГМ) в окрестности массивных тел Солнечной системы к настоящему времени достаточно хорошо разработаны (Labunsky и др., 1998; Minovitch, 1963; Campagnola и др., 2010; Келдыш и др., 1988; Энеев и др., 2010; Boutonnet и др., 2012). Базовые алгоритмы предполагают увеличение орбитальной скорости космического аппарата (КА) (Minovitch, 1963; Келдыш и др., 1988), либо обеспечение сближения с заданным небесным телом и его пролет (Labunsky и др., 1998; Келдыш и др., 1988; Голубев и др., 2014). Тем не менее, существует целый класс космических миссий, не укладывающихся в формат подобных методик. Это космические экспедиции с долгосрочным нахождением около исследуемого небесного тела – “мишени” (искусственные спутники малых небесных тел, в западной литературе – orbiters), либо экспедиции с посадкой КА на поверхность небесного тела (в западной литературе – landers, descent modules)

(Boutonnet и др., 2012; Golubev и др., 2014). Для указанного класса задач требуется обеспечить экономичное уменьшение скорости КА относительно малого тела. Такое условие практически невыполнимо при использовании гравитационных маневров около одного этого тела в силу существования обобщенного интеграла энергии Якоби в круговой ограниченной задаче трех тел. Для подобных космических проектов необходим адаптивный поиск малозатратных сценариев комбинированных перелетов КА, максимально формализованный для возможности привлечения высокопроизводительных вычислительных средств компьютерного экспериментирования. В данной работе предложен эффективный формализм создания сценариев адаптивного поиска малозатратных комбинированных траекторий КА. Даны примеры применения разработанного формализма для поиска межлунных перелетов в системе Юпитера с выходом КА на орбиту искусственного спутника юпитерианской луны (Golubev и др., 2014; 2015; Голубев и др., 2014; Grushevskii и др., 2018; Тучин и др., 2018) при выполнении

**Таблица 1.** Предельные возможности изменения величины абсолютной скорости КА при совершении ГМ, км/с

Спутник планеты	Высота пролета		
	0.3 тыс. км	1 тыс. км	5 тыс. км
Ио	1.81	1.45	0.93
Европа	1.43	1.11	0.70
Ганимед	1.94	1.65	1.14
Каллисто	1.73	1.46	0.98
Титан	1.87	1.43	1.10
Луна	1.68	1.34	0.85

стандартных требований к длительности проведения миссии и комфортных значениях накопленной КА дозы радиации.

### ГАЛИЛЕЕВЫ СПУТНИКИ В СИСТЕМЕ ЮПИТЕРА

Поиск малозатратных туров в системе Юпитера подразумевает использование многократных ГМ около галилеевых юпитерианских лун. Каждый ГМ позволяет уменьшить или увеличить орбитальную энергию КА путем вращения вектора асимптотической скорости КА относительно вектора орбитальной скорости малого тела на некоторый угол. Галилеевы луны Ио, Европа, Ганимед и Каллисто, названные в честь пассив Зевса, получили условные обозначения  $J_1$ ,  $J_2$ ,  $J_3$  и  $J_4$  соответственно. В табл. 1 представлены возможные изменения абсолютной скорости КА после выполнения ГМ в окрестности спутников Юпитера, Сатурна и Земли соответственно в зависимости от высот пролета  $h_{GM}$  КА над поверхностью спутника.

Из таблицы видно, что помимо очевидной возможности изменения направления скорости при гравитационном маневре имеют место ощутимые вариации величины абсолютной траекторной скорости.

### ПУЧКОВЫЕ АЛГОРИТМЫ В АСТРОДИНАМИКЕ

Поиск точных межпланетных траекторий КА в сложных гравитационных полях представляет собой актуальную задачу современной астродинамики. Решение классической задачи перелета Эйлера–Ламберта для попадания в окрестность целевого тела может значительно отличаться от траектории КА, найденной с учетом эфемерид и возмущающих факторов (нецентральности гравитационного поля основного тела, гравитационных полей других небесных тел, сил светового давления и т.д.). Это, в конечном итоге, может

приводить к существенному промаху при управлении КА согласно закону движения невозмущенной задачи. Для соответствующей коррекции номинала в астродинамике используются итерационные методы, которые не всегда сходятся. Такое часто бывает при использовании гравитационных маневров. По этой причине использование трубок виртуальных траекторий, первоначально слабо отличающихся друг от друга, с продолжением по времени в уточненных эфемеридах, оказывается весьма эффективным приемом для поиска реальных траекторий перелета (Golubev и др., 2014; Голубев и др., 2014). Успех обеспечивается, когда в заданную окрестность планеты попадает хотя бы одна виртуальная траектория КА из трубки, и только одна из них затем перейдет из разряда виртуальных в траекторию реального полета. Подобный метод анализа виртуальных траекторий разрабатывался в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН с самого начала активного освоения космоса. Так было, например, при построении В.А. Егоровым (Энеев и др., 2010) лунных траекторий, численном моделировании Т.М. Энеевым и Н.Н. Козловым процесса образования планет из протопланетного облака с использованием метода виртуальных контактов (Энеев и др., 1979) и т.д.

Пучки пролетных траекторий относительно небесных тел с целью проведения пассивных ГМ формируются с помощью малых виртуальных коррекций скорости КА загодя, имея некоторый временной интервал до проведения ГМ. Возможности ГМ будем исследовать, исходя из предположения о том, что имеется трубка допустимых траекторий с одним и тем же вектором асимптотической скорости. Метод ЛП<sub>τ</sub>-последовательностей И.М. Соболя (Соболь, 1976) является наиболее эффективным при формировании равномерно распределенного по пространству множества начальных условий (Golubev и др., 2014; Голубев и др., 2014). Каждый виртуальный вариант, отобранный для дальнейшего поиска, переводится в разряд перспективных и фиксируется.

С использованием эфемеридных моделей JPL NASA (NAIF, 2019) проводится моделирование рассеяния сформированного пучка при прохождении им сферы действия малого тела (спутника Юпитера). Каждая траектория попадает в свой, однозначно определенный сегмент картинной плоскости  $V_{\infty}(R_{\xi}, R_{\eta})$  (Тучин и др., 2018), что приводит к гравитационному рассеянию – отклонению траектории от соседних вариантов трубки изначально почти параллельных траекторий. Проводится интегрирование и селекция удовлетворительных вариантов согласно представленным ниже критериям. Используя современные возможности для высокопроизводительного компьютерного моделирования в Баллистическом центре ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, с указанной целью

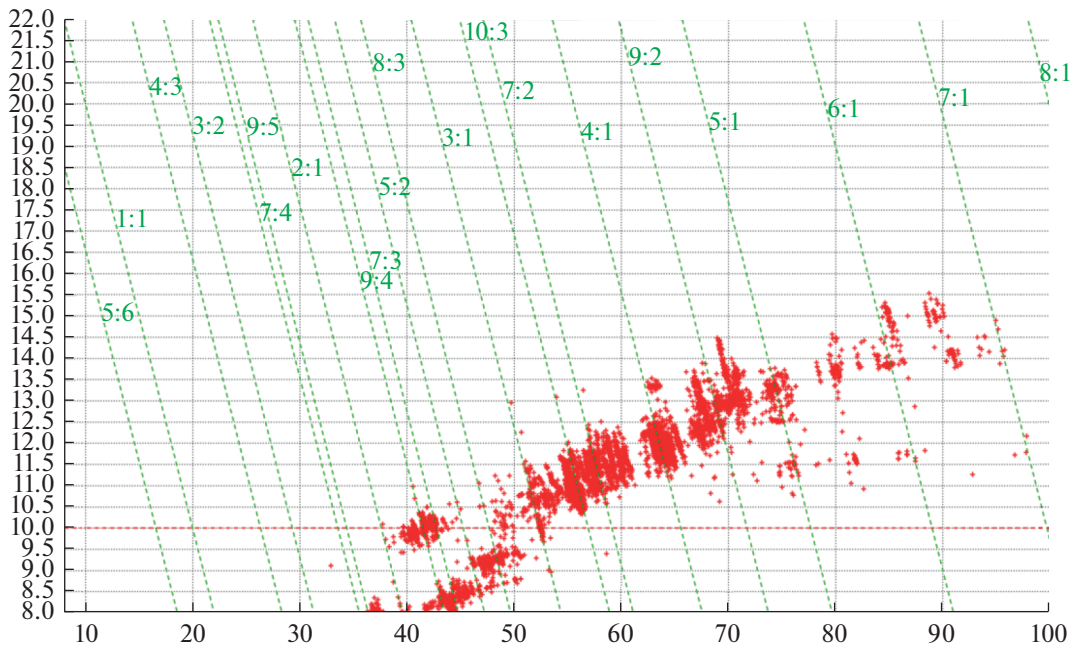


Рис. 1. Пример многовариантного расчета пучков траекторий КА.

применяются методы адаптивного поиска мало-затратных сценариев, не привязанные жестко к конкретной эпохе прилета и максимально формализованные для эффективного массового счета. Эти методы позволяют за приемлемое время просчитывать десятки миллионов вариантов, требующих дальнейшей селекции.

### МАЛОЗАТРАТНОСТЬ И УМЕНЬШЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА

Ставится задача формализации целевого мало-затратного уменьшения орбитальной энергии КА (что, очевидно, приводит к уменьшению орбитального периода КА и уменьшению большой полуоси его орбиты и эксцентриситета) с помощью проведения серии ГМ около массивных тел системы галилеевых лун. В результате можно обеспечить ограничение на время проведения миссии. Пусть  $N_{ГМ}$  – общее число гравитационных маневров из некоторой выбранной серии. Будем обозначать гравитационный маневр из этой серии около произвольной галилеевой луны  $J_i$ ,  $i \in \{1, 2, 3, 4\}$  символом  $G_n = J_{i_n}$ ,  $i_n \in \{1, 2, 3, 4\}$ ,  $n = 1, \dots, N_{ГМ}$ . Тогда для галилеевых лун многовариантный поиск мало-затратного уменьшения периода обращения и орбитальной энергии с использованием гравитационных маневров можно формально записать в виде цепочки (Golubev и др., 2014; 2015):

$$\Psi_i \{G_1 \circ \dots \circ G_{N_{ГМ}}\}. \quad (1)$$

Поиск  $\Psi_i$  осуществляется с помощью последовательного решения задач Эйлера–Ламберта (Labunsky и др., 1998; Энеев и др., 2010; Golubev и др., 2014; Тучин А. и др., 2018), обеспечивающих попадание в заданную окрестность следующей галилеевой луны после проведения текущего ГМ, а затем краевых задач с использованием эфемеридных моделей.

Пример поиска цепочек ГМ  $\Psi_i \{J_3 \circ J_3 \circ J_3 \circ J_3 \circ J_3 \circ J_3\}$ , уменьшающих орбитальную энергию КА и его орбитальный период, приведен на рис. 1 на диаграмме Тиссерана, показывающей зависимость перийовия  $R_{\pi}$  от апоийовия  $R_{\alpha}$ . По оси абсцисс отложены расстояние  $R_{\alpha}$  апоцентра орбиты КА, по оси ординат – расстояние перигентра  $R_{\pi}$  (в радиусах Юпитера  $R_{Ю}$ ). Зеленым нанесены изолинии орбитального периода КА, резонансные с периодом обращения Ганимеда. Любой ГМ можно представить на диаграмме Тиссерана как мгновенный вектор-перескок с одного фазового состояния  $(R_{\alpha 1}, R_{\pi 1})$  на новую точку  $(R_{\alpha 2}, R_{\pi 2})$ . Для наглядности на рис. 1 красными точками для пучка цепочек ГМ нанесены только концы векторов-перескоков ГМ.

### СОЛЬНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ МАНЕВРЫ. РЕЗОНАНСНОЕ ПОНИЖЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА

Учет ограничения на время проведения миссии в системе Юпитера (в западной литературе –

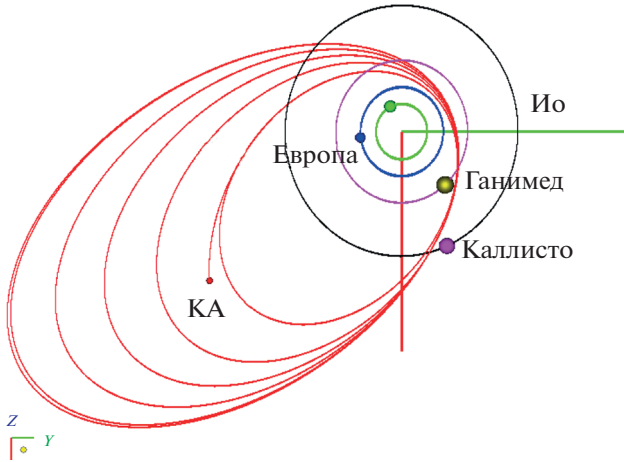


Рис. 2. Фрагмент малозатратного типового тура.

ТОФ, Time of flight) может обеспечиваться с большой надежностью посредством уменьшения орбитального периода КА с помощью сольных ГМ, когда в качестве партнера используется фиксированная галилеева луна  $J_{\bar{i}}$ . В этом случае из всевозможных найденных серий ГМ  $\{J_{i_n}\}, i_n \in \{1, 2, 3, 4\}, n = 1, \dots, N_{\text{ГМ}}$  необходимо выделить цепочки специального вида  $\{J_{\bar{i}} \circ \dots \circ J_{\bar{i}}\}$  с фиксированным значением  $\bar{i}$  такие, что в каждом их элементе сохраняется резонансность между орбитальными периодами КА  $T_n$  и орбитальным периодом  $T_{J_{\bar{i}}}$  луны  $J_{\bar{i}}$ :

$$T_n/T_{J_{\bar{i}}} = K_n/M_n,$$

где  $n, K_n, M_n \in N$  – натуральные числа,  $n = 1, \dots, N_{\text{ГМ}}$  – номер текущего ГМ. Условие резонансности проверяется на выходе из сферы действия луны-партнера после текущего ГМ. Это обеспечивает в дальнейшем новую встречу КА с этой же луной  $J_{\bar{i}}$ . При обеспечении условия  $M_{N_{\text{ГМ}}} < M_{N_{\text{ГМ}}-1} < M_{N_{\text{ГМ}}-2} < \dots < M_1$ , происходит сокращение времени проведения миссии. Поисковая формула  $\Psi_i^*$  запишется в виде:

$$\Psi_i^* \{J_{\bar{i}} \circ \dots \circ J_{\bar{i}}\}, \bar{i} \in \{1, 2, 3, 4\}, \tag{2}$$

$$M_{N_{\text{ГМ}}} < M_{N_{\text{ГМ}}-1} < M_{N_{\text{ГМ}}-2} < \dots < M_1.$$

Множество цепочек, порожаемых правилом (2), является подмножеством цепочек, порожаемых правилом (1). Поисковая формула  $\Psi_i^*$  является суженной модификацией  $\Psi_i$ , поскольку выделяет подмножество резонансных цепочек сольных гравитационных маневров среди множества цепочек с прохождением произвольных лун.

Фрагмент малозатратного типового тура в системе Юпитера с сокращением времени проведения миссии, найденный с применением формального правила  $\Psi_i^*$  (2) в случае  $J_{\bar{i}} = J_3$ , представлен на рис. 2 в проекции на среднюю плоскость системы. Квазирезонансность периодов КА и спутника-мишени  $J_3$  обеспечивает новую встречу со спутником в малой окрестности истинной аномалии последней встречи. Сценарий представлен в табл. 2.

### КОМФОРТАБЕЛЬНОСТЬ ПО ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЕ РАДИАЦИИ

Рассмотрим радиационную обстановку в системе Юпитера с учетом данных, полученных в ходе проведения миссии “Galileo” (Divine и др., 1983). В ходе ее проведения КА получил суммарную поглощенную дозу радиации (в англоязычной литературе TID – Total Ionizing Doze), превышающую 275 Крад, при наличии противорадиационной защиты 8 мм Al, 2.2 г/см<sup>2</sup>. Вследствие этого КА частично потерял свою функциональность. Уровень радиации в юпитерианской системе чрезвычайно высок (Podzolkо и др., 2013) (рис. 3) и представляет серьезную проблему, требующую учета при проектировании сценариев полета к спутникам Юпитера. По оси абсцисс отложено расстояние до центра Юпитера в его радиусах, а по оси ординат – доза радиации, полученная КА за сутки.

Согласно проведенным расчетам (Golubev и др., 2014; Голубев и др., 2014), на околоюпитерианской эллиптической орбите КА характер накопления радиационной дозы носит скачкообразный характер и происходит в районе перийо-

Таблица 2. Сценарий цепочки резонансных ГМ

Резонанс	Дата ГМ, UTC	Высота ГМ, км	Эксцентриситет
6 : 1	25.04.2030	18119	0.768
5 : 1	07.06.2030	13702	0.743
4 : 1	18.08.2030	9464	0.711
3 : 1	15.09.2030	6338	0.668
5 : 2	07.10.2030	8641	0.640
2 : 1	12.11.2030	6051	0.610



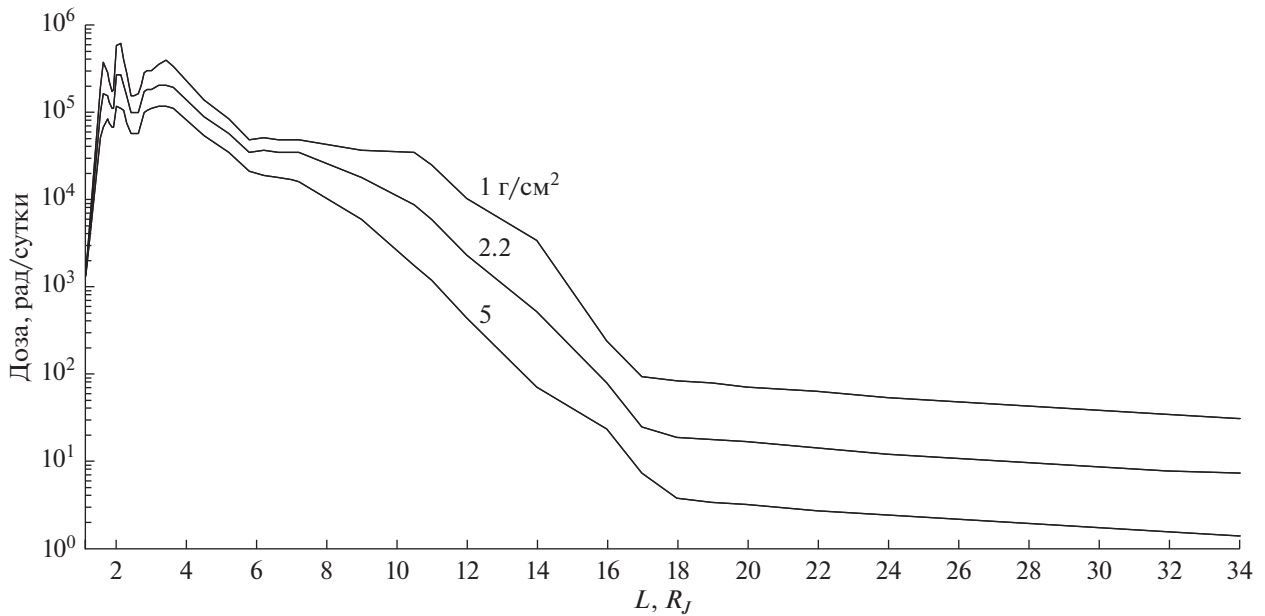


Рис. 3. Уровень радиации в окрестностях Юпитера.

вия. На рис. 4 показана динамика накопления радиации в дебюте миссии к спутникам Юпитера (в стандартном и увеличенном масштабе). По оси абсцисс отложено время в земных сутках, а по оси ординат – доза накопленной радиации в Крад. Защита: 0.27 г/см<sup>2</sup> – красный, 1 г/см<sup>2</sup> – зеленый, 2.2 г/см<sup>2</sup> – синий, 5 г/см<sup>2</sup> – фиолетовый.

Суммарная доза накопленной КА радиации, получаемая в течение всей миссии около планеты Юпитер, может достигать очень больших величин, обусловленных не столько общей длительностью миссии, сколько числом и высотой наиболее низких перийовиев тура. Любой пролет спутников Ио и Европа нарушает модельное ограничение на эту дозу, характерное для миссий класса “Galileo” (150–260 Крад при стандартной защите 2.2 г/см<sup>2</sup>). К подобным миссиям относятся перспективный российский проект “Лаплас-П” и проект ESA “JUICE”.

На обобщенной диаграмме Тиссерана (рис. 5) (Голубев и др., 2014; Golubev и др., 2015; Grushchinskii и др., 2018; Тучин А. и др., 2018) дополнительно нанесены соответствующие изолинии дозы радиации “изорады”, полученной на одном витке с шагом 2 Крад (доза обозначена красными цифрами). Голубыми нанесены изолинии интеграла Якоби локальных круговых ограниченных задач трех тел (Ганимед, Каллисто). Черными числами обозначены значения асимптотической скорости КА в км/с.

Рассмотрим космические миссии, для которых КА имеют противорадиационную защиту класса “Galileo” (8 мм Al). Будем называть *ком-*

*фортабельным* туром по полученной дозе радиации такой сценарий проведения ГМ, для которого полученная доза радиации не превышает половины дозы КА “Galileo”: 140 Крад. Анализ результатов (Golubev и др., 2014; 2015; Голубев и др., 2014; Gru-

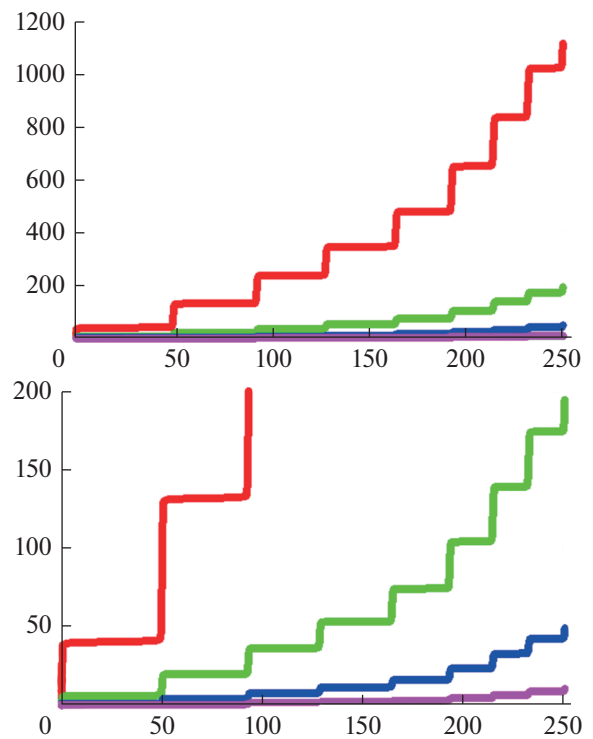


Рис. 4. Динамика накопления дозы радиации.

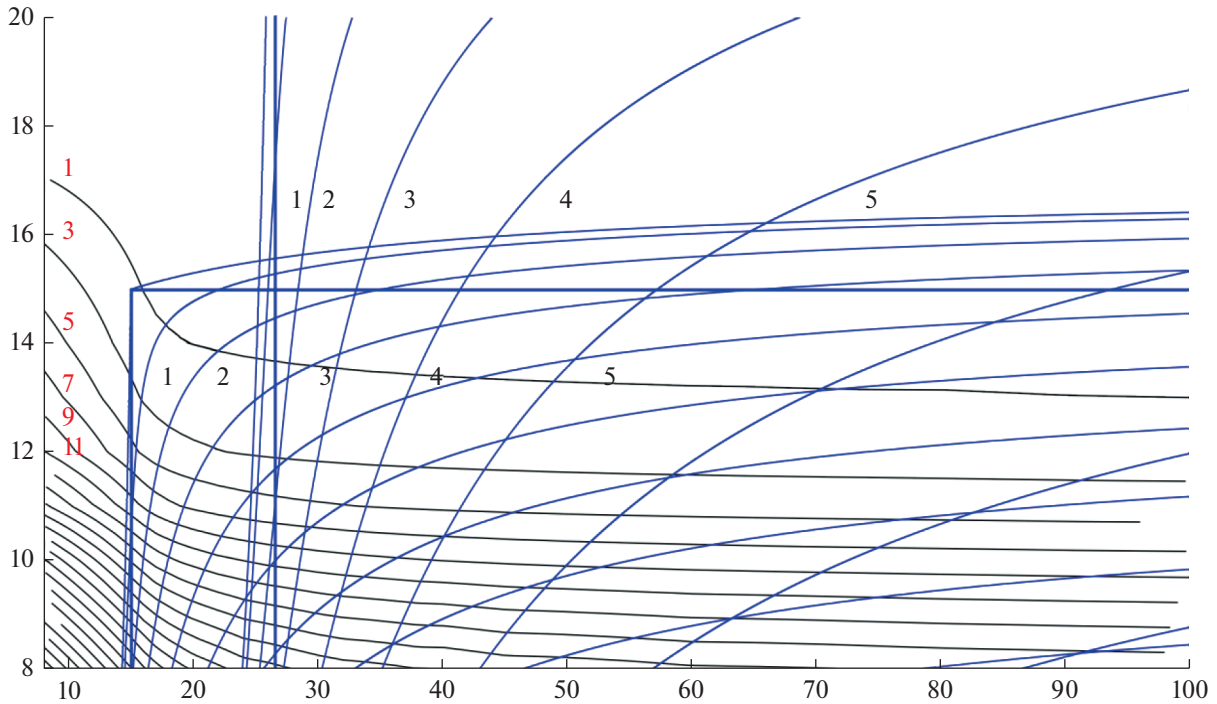


Рис. 5. Изорады для одновитковых орбит КА в системе Юпитера.

shevskii и др., 2018; Тучин А. и др., 2018) показывает, что для комфортабельных туров необходимое условие обеспечения комфортабельности состоит в выполнении ограничения по минимальной высоте перийовия:

$$R_{\pi} \geq 10R_J. \tag{3}$$

Таким образом, должны быть исключены варианты с проведением ГМ около Ио и Европы. Соответствующее формализованное ограничение селекции может быть записано в следующем виде:

$$\Psi_{TID}\{J_{i_1} \circ \dots \circ J_{i_{Ngam}}\}, \tag{4}$$

$i_1, \dots, i_{Ngam} \in \{3, 4\}, \quad Ngam \in N.$

### УМЕНЬШЕНИЕ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ СКОРОСТИ КА ОТНОСИТЕЛЬНО ЦЕЛЕВОГО СПУТНИКА

Процесс уменьшения асимптотической скорости КА относительно спутника-мишени  $J_i$  является сложной процедурой при использовании сольного маневрирования (Golubev и др., 2014; 2015; Голубев и др., 2014; Grushevskii и др., 2018; Тучин А. и др., 2018), приемлемого при реализации формализованных правил (1),(2),(4). Причиной этих трудностей проявляется при анализе модельной круговой ограниченной задачи трех тел, для которой справедлив обобщенный интеграл энергии Якоби (Labunsky и др., 1998; Campagnola

и др., 2010; Tisserand, 1986; Miller и др., 2002). Соответствующая, “изошренная” комбинация может быть записана в виде правила:

$$\Psi_{\infty}\{J_l \circ \dots \circ J_l \circ J_m \circ \dots \circ J_m \circ J_l \circ J_l \dots \circ J_l\}, \tag{5}$$

$l, m \in \{3, 4\}, \quad l \neq m.$

На рис. 6 представлены результаты моделирования гравитационного рассеяния пучка виртуальных траекторий КА на одном ГМ около  $J_3$  в формате диаграммы Тиссерана  $(R_{\alpha}, R_{\pi})$  (Campagnola и др., 2010) в юпитерианских радиусах  $R_J$ . Красная пунктирная линия на рисунке соответствует границе возможности обеспечения формализованного правила (3). Число моделируемых вариантов – порядка 2.5 миллионов. Как уже указывалось, любой ГМ можно представить на диаграмме Тиссерана как мгновенный вектор-перескок с одного фазового состояния  $(R_{\alpha 1}, R_{\pi 1})$  на новую точку  $(R_{\alpha 2}, R_{\pi 2})$ . Нанесены соответствующие векторы-перескоки моделируемых ГМ.

На рис. 7 представлены результаты моделирования кратного гравитационного рассеяния пучка виртуальных траекторий КА луной  $J_3$  с повторным ГМ около другой луны  $J_4$ , отобранных согласно формальному правилу  $\Psi_{\infty}^{343}\{J_3 \circ J_4 \circ J_3\}$ . При использовании этого правила число вариантов сокращается на несколько порядков – до нескольких тысяч.

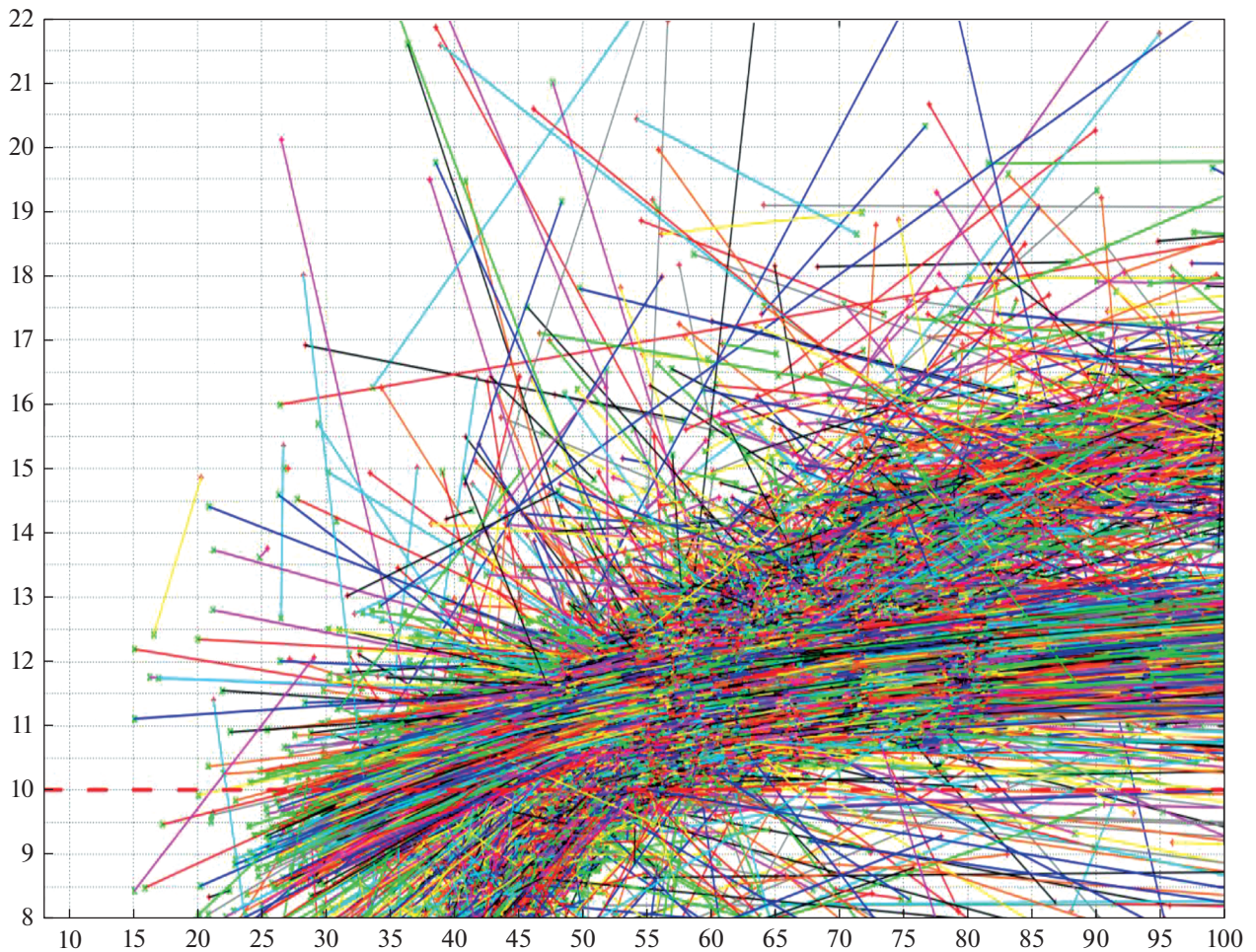


Рис. 6. Гравитационное рассеивание пучка виртуальных траекторий КА.

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФОРМАЛИЗОВАННЫХ ПРАВИЛ

Представим результаты комплексного применения представленных формализованных правил (1)–(5):  $\{\Psi_t^*, \Psi_{TID}, \Psi_{V_\infty}\}$ . Их использование позволяет оперативно строить “лоции” – динамические области достижимости в пространстве параметров КА при использовании гравитационных маневров на диаграмме Тиссерана, что сопоставимо по эффективности и наглядности с картами окон старта (Porkchop plots) (Minovitch, 1963; Golubev и др., 2014; Тучин А. и др., 2018).

В результате проведенных в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН массовых расчетов с применением  $\{\Psi_t^*, \Psi_{TID}, \Psi_{V_\infty}\}$  найден класс траекторий с комфортным уровнем полученной дозы радиации 55 Крад для КА с радиационным корпусом, соответствующим классической защите КА миссии “Галилео” (7–8 мм Al) (Golubev и др., 2014; 2015; Голубев и др., 2014; Grushevskii и др., 2018;

Тучин А. и др., 2018). Типовой сценарий тура, комфортного по TID, представлен на рис. 8, 9. Числа соответствуют значениям асимптотической скорости КА в км/с для изолиний интеграла Якоби локальной круговой ограниченной задачи трех тел.

Затраты характеристической скорости, общее время маневрирования и число ГМ в найденном классе варьируются незначительно и сопоставимы с параметрами классических сценариев миссий “JUICE” ESA и “Galileo” NASA. Основное преимущество представленных сценариев – снижение до комфортного уровня суммарной накопленной дозы радиации TID. Для КА “JUICE” (Boutonnet и др., 2012) TID превышает 258 Крад при той же толщине защиты.

Для резонансного случая будем записывать проведенный  $n$ -й резонансный ГМ с луной  $J_i$  при наличии соотношения между их орбитальными периодами  $T_n/T_{J_i} = K_n/M_n$  в виде  $J_i^* \{K_n/M_n\}$ .

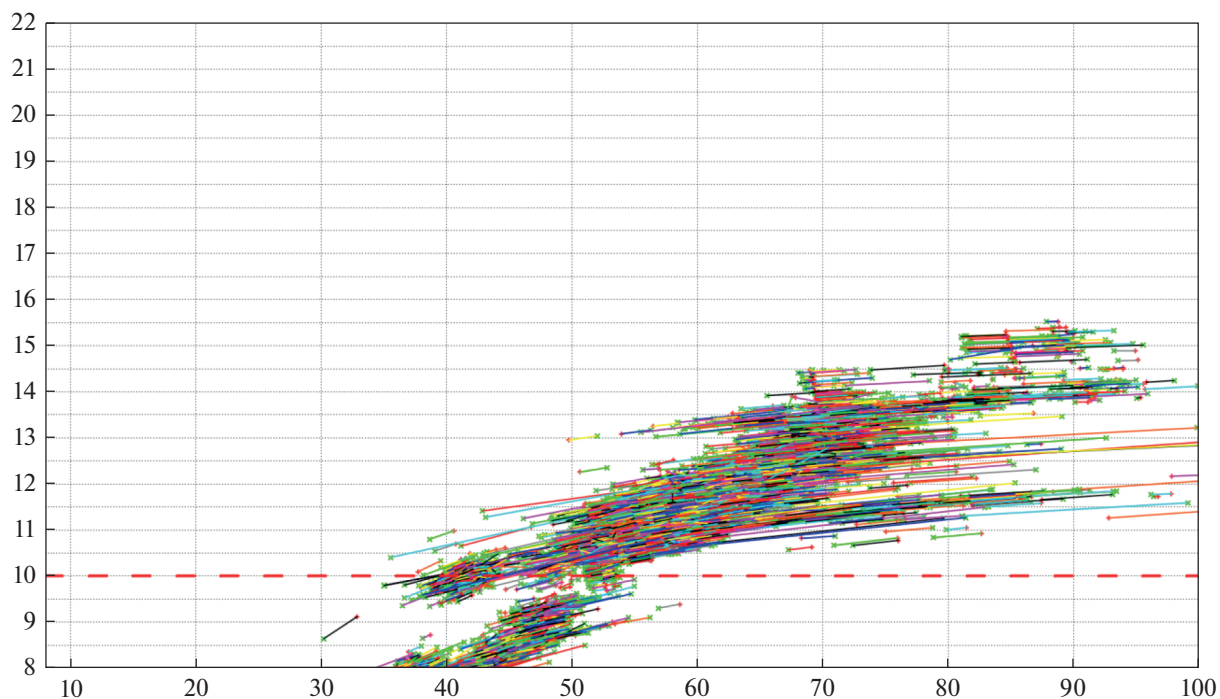


Рис. 7. Гравитационное рассеивание пучка виртуальных траекторий КА с промежуточным ГМ около другой луны.

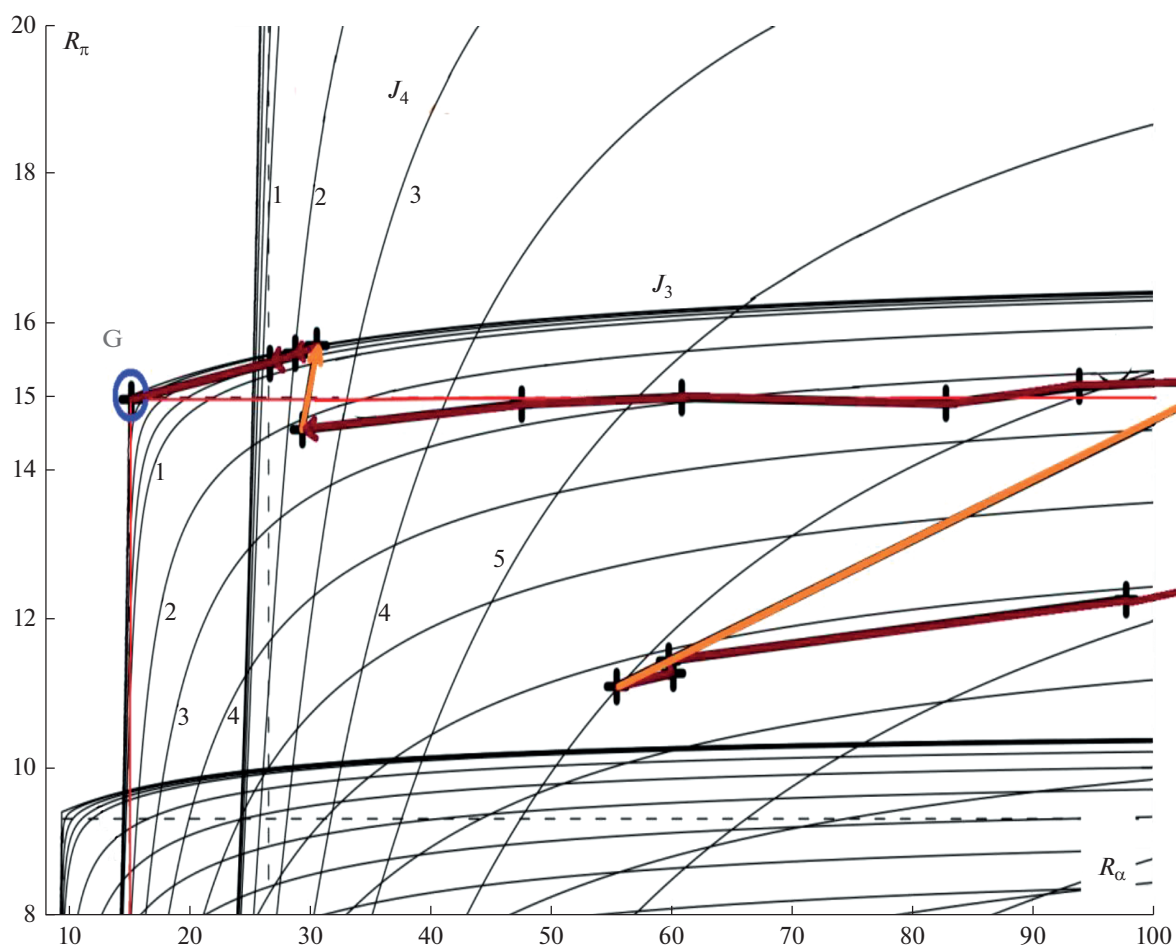


Рис. 8. Комфортабельный по TID тур на графе Тиссерана.

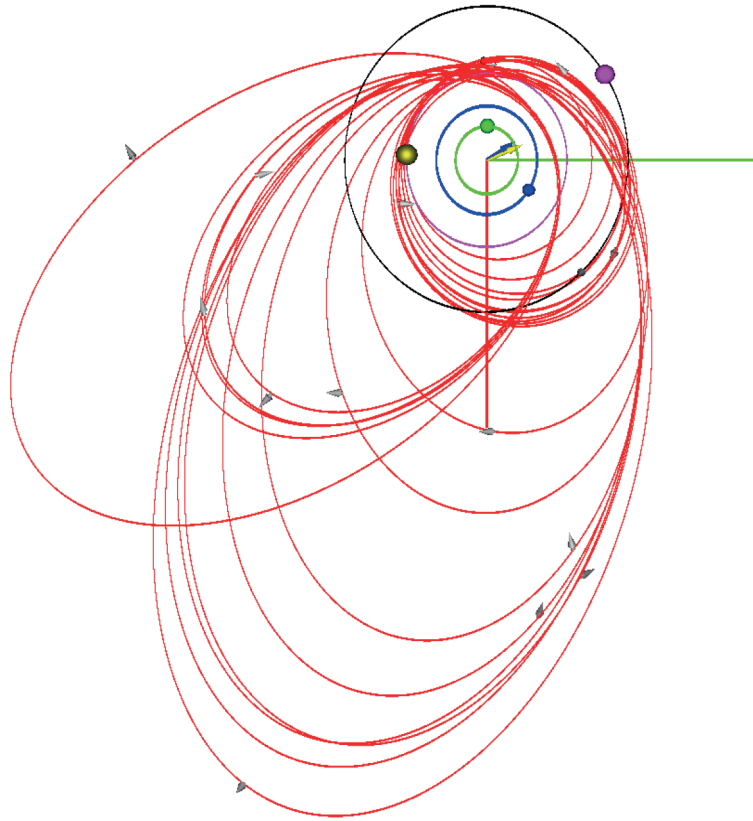


Рис. 9. Комфортабельный по TID тур в проекции на среднюю плоскость системы Юпитера.

Таблица 3 содержит характеристики траекторий, которые обеспечивают сближение с Ганимедом ( $J_3$ ) с выравниванием орбитального периода. Начало тура – 07.03.2030 05:10:45 UTC с исходной дозой радиации 2.1 Крад. Первый столбец таблицы содержит время проведения коррекции  $t_{кор}$ , соответствующие суммарные затраты характеристической скорости  $\Delta v$ , приведены во втором столбце. В третьем столбце содержится суммарная TID за время проведения всех ГМ. Четвертый столбец содержит идентификатор галилеевой луны, с которой происходит сближение. Два последних столбца содержат момент времени минимального сближения и орбитальный период КА  $T_{КА}^{J_3}$  в единицах периода обращения Ганимеда вокруг Юпитера. Длительность проведения всех ГМ составляет 748.8 сут с суммарными затратами на коррекции 680.73 м/с, что приблизительно в два раза меньше, чем затраты характеристической скорости при торможении КА непосредственно с помощью двигательной установки.

На рис. 9 показаны направления импульсов. Их величины приведены в табл. 3.

С учетом введенных обозначений, этот тур формально можно описать правилом:

$$J_3^* \left[ \frac{4}{1}; \frac{11}{3}; \frac{10}{3} \right] \circ J_3^* \left[ \frac{4}{1} \right] \circ J_4 \circ J_3^* \left[ \frac{17}{2}; \frac{7}{1}; \frac{6}{1}; \frac{4}{1}; \frac{3}{1} \right] \circ J_3 \circ J_4 \circ J_4 \circ J_3^* \left[ \frac{9}{5}; \frac{3}{2}; \frac{1}{1} \right]. \quad (6)$$

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Феноменальный успех ряда ранних космических проектов с использованием гравитационных маневров (советский проект “Луна-3”, миссии Вояджеров NASA) практически открыл для современной астродинамики возможность освоения ранее недоступных областей космического пространства. В первую очередь речь идет о внешней области Солнечной системы. Плодами этих разработок современная наука пользуется и по сей день, получая, например, снимки планеты Земля с границы внутренней гелиосферы.

К настоящему времени возник целый ряд разработок по поиску максимально эффективных способов полуавтоматического проектирования космических миссий с использованием разгоняющих гравитационных маневров для экстенсивного исследования дальнего космоса. Эти разработки

**Таблица 3.** Параметры типового комфортабельного тура по радиации

$t_{\text{кор}}$ , UTC	$\Delta v$ , м/с	TID, Крад	луна	$t_{\text{сбл}}$ , UTC	$T_{\text{КА}}^J$
15.03.2030 13:26:01	0.67	3.4	$J_3$	25.04.2030 16:41:56	4.01
03.06.2030 21:32:04	9.89	9.2	$J_3$	24.05.2030 06:33:18	3.69
21.07.2030 09:09:29	8.56	15.9	$J_3$	10.08.2030 22:06:16	3.32
24.08.2030 21:10:14	8.78	20.2	$J_4$	06.09.2030 17:42:13	9.39
03.10.2030 18:57:56	4.69	24.6	$J_4$	12.11.2030 11:17:27	8.53
10.01.2031 06:07:07	1.79	25.0	$J_3$	08.03.2031 09:25:48	8.47
23.04.2031 17:27:21	77.59	25.4	$J_3$	04.05.2031 09:02:43	7.09
10.06.2031 07:53:31	56.97	25.7	$J_3$	23.06.2031 15:32:16	6.05
25.07.2031 13:45:08	79.91	26.1	$J_3$	05.08.2031 12:04:10	4.01
12.08.2031 16:19:09	97.86	26.5	$J_3$	03.09.2031 10:53:56	3.03
12.09.2031 21:55:54	35.40	26.9	$J_3$	24.09.2031 23:51:20	1.75
03.10.2031 04:50:00	99.21	27.7	$J_4$	04.10.2031 01:51:00	1.79
11.12.2031 03:49:53	80.48	29.8	$J_4$	19.11.2031 08:42:11	1.92
09.02.2032 04:09:22	48.68	31.2	$J_3$	22.03.2032 12:33:36	1.54
24.03.2032 23:51:11	70.23	32.6	$J_3$	13.04.2032 10:29:12	0.99

активно эксплуатируют современные возможности высокопроизводительного математического моделирования. Однако, при этом подчас за бортом остается целый класс космических проектов, которые предполагают прибытие к целевому небесному телу Солнечной системы и его исследование, но подразумевают терминальное торможение КА. Для таких проектов требуется экономичное уменьшение с помощью ГМ скорости КА относительно целевого малого тела. Вместе с тем существует небесно-механическое ограничение, заключающееся в невозможности реализации этого условия посредством совершения гравитационного маневра только около одного целевого тела (указанное ограничение есть следствие обобщенного интеграла энергии Якоби в круговой ограниченной задаче трех тел).

В статье представлен адаптированный для массовых расчетов методический инструментарий, обеспечивающий оперативный поиск сценариев проведения малозатратных гравитационных маневров в системе Юпитера с выходом на орбиту его галилеева спутника. Предложенный инструментарий обладает несомненной общностью для целого класса актуальных задач астродинамики. При численном анализе формируемых в условиях массовых расчетов пучков траекторий оказывается эффективным разработанный состав формализованных правил поиска и отбора цепочек гравитационных маневров  $\{\Psi_{\text{Res\_VP}}, \Psi_{\text{TID}}, \Psi_{V\infty}\}$ . Конкретный набор применяемых правил формируется из указанного состава в зависимости от проектных требований.

Приведенные примеры использования представленного подхода показали его высокую эффективность для адаптивного построения межлунных перелетов в системе Юпитера с выходом КА на орбиту искусственного спутника юпитерианской луны при выполнении стандартных требований к длительности проведения миссии и комфортабельных (по сравнению с известными зарубежными аналогами) значениях накопленной дозы радиации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боровин Г.К., Голубев Ю.Ф., Грушевский А.В., Заславский Г.С., Захваткин М.В., Корянов В.В., Лавренов С.М., Морской И.М., Симонов А.В., Стеняныц В.А., Тучин А.Г., Тучин Д.А., Ярошевский В.С. Баллистико-навигационное обеспечение полетов автоматических космических аппаратов к телам Солнечной системы / Ред. Тучин А.Г. М., Химки: "НПО Лавочкина", 2018. 336 с.
- Голубев Ю.Ф., Грушевский А.В., Корянов В.В., Тучин А.Г. Синтез сценариев космических миссий в системе Юпитера с использованием гравитационных маневров // Докл. АН. 2014. Т. 456. № 1. С. 39–41.
- Келдыш М.В., Власова З.П., Лидов М.Л., Охочимский Д.Е., Платонов А.К. Исследование траекторий облета Луны и анализ условий фотографирования и передачи информации / Келдыш М.В. Избранные труды. Ракетная техника и космонавтика. М.: Наука, 1988. С. 261–309.
- Прикладная небесная механика и управление движением. Сборник статей, посвященный 90-летию со дня рождения Д.Е. Охочимского / Сост. Т.М. Энеев, М.Ю. Овчинников, А.Р. Голиков. М.: Институт

- прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН. 2010. 368 с.
- Соболь И.М.* Равномерно распределенные последовательности с дополнительным свойством равномерности // Журн. вычисл. матем. и матем. физ. 1976. Т. 16. № 5. С. 1332–1337.
- Энеев Т.М., Козлов Н.Н.* Принцип виртуальных контактов. Метод расчета процесса аккумуляции планет для новой космогонической модели // Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша. 1979. № 78.
- Boutonnet A., Schoenmaekers J.* Mission Analysis for the JUICE Mission. AAS/AIAA Space Flight Mechanics Meeting, Charleston, SC, 2012. AAS 12-207 // Adv. Astron. Sci. 2012. V. 143. P. 1561–1578.
- Campagnola S., Russell R.* Endgame Problem Part 2: Multi-Body Technique and the Tisserand-Poincaré Graph // J. Guidance, Control, and Dynamics. 2010. V. 33. № 2. P. 476–486.
- Divine N., Garrett H.B.* Charged Particle Distribution in Jupiter's Magnetosphere // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. № A9. P. 6889–6903.
- Golubev Yu., Grushevskii A., Koryanov V., Tuchin A.* Gravity Assist Maneuvers of a Spacecraft in Jupiter System // J. Comput. Syst. Sci. Int. 2014. V. 53. № 3. P. 445–463.
- Golubev Yu., Grushevskii A., Koryanov V., Tuchin A., Tuchin D.* Bifurcation Points During Gravity Assist Tours in the Jovian System // Dokl. Phys. 2015. V. 60. № 5. P. 210–213.
- Grushevskii A., Golubev Yu., Koryanov V., Tuchin A., Tuchin D.* Advanced Methods of Low Cost Mission Design for Jovian Moons Exploration // Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology. 2018. V. 16. № 7. P. 679–686.
- Labunsky A.V., Papkov O.V., Sukhanov K.G.* Multiple Gravity Assist Interplanetary Trajectories. London: Gordon and Breach Science Publishers, 1998. vi + 285 p.
- Miller J.K., Weeks C.J.* Application of Tisserand's Criterion to the Design of Gravity Assist Trajectories // AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference and Exhibit, Monterey, USA. 2002. 7 p.
- Minovitch M.A.* The Determination and Characteristics of Ballistic Interplanetary Trajectories Under the Influence of Multiple Planetary Attractions. Tech. Rep. № 32–464. Jet Propulsion Lab., Pasadena, CA, 1963. 40 p.
- NAIF – Navigation and Ancillary Information Facility. <http://naif.jpl.nasa.gov/> Ephemeris of Jupiter's Galilean satellites. [ftp://naif.jpl.nasa.gov/pub/naif/generic\\_kernels/](ftp://naif.jpl.nasa.gov/pub/naif/generic_kernels/) (дата обращения 20.12.2019).
- Podzolko M.V., Getselev I.V.* Radiation Conditions of Mission to Jupiter's Moon Ganymede // Int. Colloq. and Workshop Ganymede Lander: scientific goals and experiments. Moscow, March 4–8, 2013.
- Tisserand F.F.* Traité de Mécanique céleste. V. 4. Paris: Gauthier-Villars et fils., 1896. P. 203–205.

УДК 521.1

## ОБ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ ВО ВНЕШНЕМ ВАРИАНТЕ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ДВУКРАТНО ОСРЕДНЕННОЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ

© 2020 г. М. А. Вашковьяк\*

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

\*e-mail: vashkov@keldysh.ru

Поступила в редакцию 28.10.2019 г.

После доработки 26.12.2019 г.

Принята к публикации 27.02.2020 г.

Рассмотрен внешний вариант ограниченной эллиптической задачи трех тел, когда возмущаемое тело пренебрежимо малой массы удалено от двух близких друг к другу тел конечных масс (основного и возмущающего), а его орбита расположена целиком вне орбиты возмущающего тела. В разложении возмущающей функции задачи сохранены слагаемые до четвертой степени включительно по отношению больших полуосей орбит возмущающего и возмущаемого тел. Приведены явные аналитические выражения двукратно осредненной возмущающей функции и ее производных по элементам орбиты, входящих в правые части эволюционных уравнений. Исследованы интегрируемые случаи двукратно осредненной эллиптической задачи: плоские и ортогонально-апсидальные орбиты. Указаны качественные отличия по сравнению с внутренним (спутниковым) вариантом. В общем (неинтегрируемом) случае проведено численное интегрирование эволюционной системы для ряда специальных начальных условий, гипотетически соответствующих орбитальной эволюции тел малой массы (планетезималей, маломассивных планет) в экзопланетной системе GJ 3512.

**Ключевые слова:** ограниченная эллиптическая задача трех тел, внешний вариант, двукратное осреднение, интегрируемые случаи, численное интегрирование, экзосистема GJ 3512

**DOI:** 10.31857/S0320930X2004009X

### ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследования эволюции орбит в ограниченной задаче трех тел, как правило, опираются на ее двукратно осредненную постановку, а также на интегрируемый случай *круговой* орбиты возмущающего тела. Основы этих исследований, заложенные известными учеными Х. фон Цейпелем (von Zeipel, 1910) и Н.Д. Моисеевым (Моисеев, 1945), были существенно развиты М.Л. Лидовым (Лидов, 1961) и И. Козаи (Kozai, 1962).

Заметным событием в небесно-механической литературе в 2019 г. явилась монография (в двух незначительно различающихся версиях) Ito и Ohtsuka “The Lidov-Kozai Oscillation and Hugo von Zeipel”, представляющая собой фундаментальное научно-историческое исследование. Написание этой монографии, по словам ее авторов, инициировано статьей (Baily, Emel’yanenko, 1996), в которой цитирована долгое время остававшаяся неизвестной работа (von Zeipel, 1910). О версии (Ito, Ohtsuka, 2019a) автору стало известно из сообщения директора ГАИШ МГУ проф. К.А. Постнова и проф. Н.В. Емельянова, а о более полной версии (Ito and Ohtsuka, 2019b) ему любезно сообщил проф. И.И. Шевченко (ГАО РАН). В указанной

монографии проведено тщательное фактическое и хронологическое сопоставление результатов, полученных в ограниченной круговой двукратно осредненной задаче трех тел вышеуказанными авторами вместе с предоставлением обширнейшей библиографии, подробным изложением теоретических аспектов проблемы и оценкой вклада каждого из ученых в ее исследование.

В работе (von Zeipel, 1910), в частности, выделены и качественно изучены три основных случая расположения орбиты возмущаемого тела в двукратно осредненной круговой задаче: внутренний, внешний и случай так называемых “зацепленных” орбит. Эти варианты могут быть непосредственно распространены и на *эллиптическую* задачу.

В данной работе исследуется внешний вариант ограниченной эллиптической двукратно осредненной задачи, когда орбита возмущающего тела целиком находится внутри сферы радиуса, равного расстоянию перигентра орбиты возмущаемого тела. Методически — это продолжение работы (Вашковьяк, 2020), в которой рассмотрен спутниковый или внутренний вариант задачи. Поэтому структуры обеих статей весьма сходны, а некото-



рые небольшие текстовые фрагменты идентичны. Среди методически близких необходимо отметить недавние работы (Vinson, Chiang, 2017; Naoz и др., 2017; de Elía и др., 2019), которые посвящены инверсии резонанса Лидова–Козаи для внешнего варианта эллиптической задачи.

Рассмотрим движение материальной точки  $P$  пренебрежимо малой массы под действием притяжения центральной точки  $S$  массы  $m$  и возмущающей точки  $J$  массы  $m_1 \ll m$ , движущейся относительно  $S$  по эллиптической орбите с большой полуосью  $a_1$  и эксцентриситетом  $e_1$ . Введем прямоугольную систему координат  $Oxyz$  с началом в точке  $S$ , основная плоскость  $xOy$  которой совпадает с плоскостью орбиты точки  $J$ . Ось  $Ox$  пусть направлена в перицентр орбиты точки  $J$ , ось  $Oy$  – в сторону ее движения от перицентра в основной плоскости, а ось  $Oz$  дополняет систему координат до правой. Возмущенная орбита точки  $P$  характеризуется оскулирующими кеплеровскими элементами: большой полуосью  $a$ , эксцентриситетом  $e$ , наклоном  $i$ , аргументом перицентра  $\omega$  и долготой восходящего узла  $\Omega$ . Внешний вариант задачи предполагает, что расстояние перицентра орбиты точки  $P$  в процессе ее эволюции остается большим расстояния апоцентра орбиты точки  $J$ , т.е.  $a(1 - e) > a_1(1 + e_1)$ .

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

$$W(a, e, i, \omega, \Omega, a_1, e_1) = \frac{fm_1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{\Delta(\lambda, \lambda_1)} d\lambda_1 d\lambda.$$

Здесь, кроме уже введенных обозначений элементов орбит,  $\Delta = |r - r_1|$  – расстояние между возмущаемой и возмущающей точками,  $\lambda$  и  $\lambda_1$  – суть средние долготы этих точек,  $f$  – гравитационная постоянная. Собственно процедура подобного (независимого) двукратного осреднения по быстрым переменным носит название схемы Гаусса, в которой предполагается отсутствие соизмеримостей низких порядков между средними движениями точек  $J$  и  $P$ . Как следствие, в двукратно осредненной задаче появляются первые интегралы уравнений возмущенного движения в элементах

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

а в случае  $e_1 = 0$  существует еще один первый интеграл  $(1 - e^2)\cos^2 i = \text{const}$  (Моисеев, 1945). В функции  $W$   $a_1$  и  $e_1$  играют роль параметров эволюционной задачи.

### УПРОЩЕННОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ОСРЕДНЕННОЙ ВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФУНКЦИИ И ЭВОЛЮЦИОННЫЕ УРАВНЕНИЯ ВНЕШНЕГО ВАРИАНТА ЗАДАЧИ

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

$$W = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(\lambda) d\lambda, \quad V(\lambda) = \frac{fm_1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\lambda_1}{\Delta(\lambda_1, \lambda)}, \quad (2)$$

где  $V$  представляет собой силовую функцию притяжения эллиптического гауссова кольца, моделирующего осредненное влияние возмущающей точки. В дальнейшем будет рассматриваться внешний вариант задачи в предположении  $r_1 \ll r$ , а в разложении функции  $1/\Delta$  по полиномам Лежандра  $P_n$  (или по степеням отношения  $r_1/r$ ) будут сохранены слагаемые до четвертой степени, включительно, так что

$$V(\lambda) = \frac{fm_1}{2\pi r} \int_0^{2\pi} \sum_{n=0}^4 \left(\frac{r_1}{r}\right)^n P_n(\cos H) d\lambda_1, \quad (3)$$

$$\cos H = \frac{1}{rr_1} (xx_1 + yy_1).$$

Выполняя стандартные процедуры интегрирования в (2), получим явное выражение функции  $V$

$$V = \frac{fm_1}{r} \left\{ 1 - \frac{3a_1 e_1 x}{2r^2} + \frac{1}{4} \left(\frac{a_1}{r}\right)^2 \left[ 3(1 + 4e_1^2) \left(\frac{x}{r}\right)^2 + 3(1 - e_1^2) \left(\frac{y}{r}\right)^2 - (2 + 3e_1^2) \right] + \frac{5}{16} \left(\frac{a_1}{r}\right)^3 \frac{x}{r} e_1 \times \right.$$

$$\times \left[ 3(4 + 3e_1^2) - 5(3 + 4e_1^2) \left(\frac{x}{r}\right)^2 - 15(1 - e_1^2) \left(\frac{y}{r}\right)^2 \right] +$$

$$+ \frac{3}{64} \left(\frac{a_1}{r}\right)^4 \left[ 35(1 + 12e_1^2 + 8e_1^4) \left(\frac{x}{r}\right)^4 + \right.$$

$$+ 35(1 - e_1^2)^2 \left(\frac{y}{r}\right)^4 + 70(1 - e_1^2)(1 + 6e_1^2) \left(\frac{x}{r}\right) \left(\frac{y}{r}\right)^2 -$$

$$- 10(4 + 41e_1^2 + 18e_1^4) \left(\frac{x}{r}\right)^2 - 10(1 - e_1^2) \times$$

$$\left. \times (4 + 3e_1^2) \left(\frac{y}{r}\right)^2 + 8 + 40e_1^2 + 15e_1^4 \right] \left. \right\} \quad (4)$$

в котором  $x$ ,  $y$ ,  $r$  выражаются с помощью известных формул невозмущенного кеплеровского движения. Выполняя аналогичную процедуру, получим выражение для функции  $W$ , в котором непо-

средственно выделена зависимость  $W$  от долготы восходящего узла  $\Omega$ .

$$W(e, i, \omega, \Omega, \alpha, e_1) = \frac{3fm_1\alpha^3}{8a_1} w, \quad w = w_0 + Aw_1 + Bw_2,$$

$$w_0 = (1 - e^2)^{-3/2} \left[ \left( \frac{2}{3} + e_1^2 \right) A_0 + e_1^2 A_2 \cos 2\Omega \right],$$

$$w_1 = e(1 - e^2)^{-5/2} [b_1 (A_1 \cos \Omega + B_1 \sin \Omega) + b_3 (A_3 \cos 3\Omega + B_3 \sin 3\Omega)],$$

$$w_2 = (1 - e^2)^{-7/2} \times [b_0 C_0 + b_2 (C_2 \cos 2\Omega + B_2 \sin 2\Omega) + b_4 (C_4 \cos 4\Omega + B_4 \sin 4\Omega)], \quad \alpha = \frac{a_1}{a},$$

$$A = \frac{5\alpha e_1}{32}, \quad B = \frac{3\alpha^2}{128}, \quad \alpha(1 + e_1) < 1 - e,$$

$$b_0 = 2 + 10e_1^2 + \frac{15}{4}e_1^4, \quad b_1 = 4 + 3e_1^2,$$

$$b_2 = (2 + e_1^2)b_3, \quad b_3 = 35e_1^2, \quad b_4 = \frac{21}{8}e_1^2 b_3.$$

Здесь коэффициенты  $A_{0,1,2,3}$ ,  $B_{1,2,3,4}$  и  $C_{0,2,4}$ , зависящие от элементов  $e$ ,  $i$ ,  $\omega$  и не зависящие от  $\Omega$ , определяются формулами

$$A_0 = 1 - \frac{3}{2}\sin^2 i, \quad A_1 = (5\sin^2 i - 4)\cos \omega,$$

$$A_2 = \frac{5}{2}\sin^2 i, \quad A_3 = -\sin^2 i \cos \omega,$$

$$B_1 = (4 - 15\sin^2 i)\sin \omega \cos i,$$

$$B_2 = e^2 (7\sin^2 i - 2)\sin 2\omega \cos i,$$

$$B_3 = \sin^2 i \sin \omega \cos i, \quad B_4 = -4e^2 \sin^2 i \sin 2\omega \cos i, \quad (6)$$

$$C_0 = \left(1 + \frac{3}{2}e^2\right) (8 - 40\sin^2 i + 35\sin^4 i) + 5e^2 \sin^2 i (6 - 7\sin^2 i) \cos 2\omega,$$

$$C_2 = \left(1 + \frac{3}{2}e^2\right) \sin^2 i (6 - 7\sin^2 i) + e^2 (2 - 8\sin^2 i + 7\sin^4 i) \cos 2\omega,$$

$$C_4 = (2 + 3e^2) \sin^4 i + 2e^2 \sin^2 i (2 - \sin^2 i) \cos 2\omega.$$

Слагаемое  $Aw_1$  содержит величины, пропорциональные  $e_1$  и  $e_1^3$ , а функция  $w_2$  содержит слагаемые нулевой, второй и четвертой степени относительно  $e_1$ . При  $e_1 = 0$  приведенная формула для  $W$  совпадает с начальными слагаемыми (с точностью до  $\alpha^5$  включительно) существенно более полного (до  $\alpha^{15}$ ) разложения, полученного в работе (Ito, 2016). При  $e_1 > 0$  формулы (5), (6) дают более точное (и совпадающее при  $B = 0$ ) выражение двукратно осредненной возмущающей функции для внешнего варианта ограниченной эллиптической задачи по сравнению с полученным в работе

(Naoz и др., 2017), посвященной эксцентрическому механизму Козаи–Лидова.

Отметим еще, что в кубичном приближении относительно параметра  $\alpha$ , т.е. при  $A = B = 0$ , функция  $W$  не зависит от аргумента перицентра  $\omega$ , сама эволюционная задача, как это было показано С.Л. Зиглиным, становится интегрируемой. При этом эксцентриситет  $e$  оказывается постоянной величиной, связь наклона и времени определяется с помощью неполных эллиптических интегралов первого рода, а долгота восходящего узла находится из интеграла  $w_0 = \text{const}$  (Зиглин, 1975). В этой же работе отмечается неинтегрируемость эллиптической задачи при учете слагаемых порядком выше, чем  $\alpha^3$ , когда появляется зависимость функции  $W$  от  $\omega$ .

Таблица 1 дает сравнительное представление о характере зависимости возмущающей функции  $W$  от параметров  $\alpha$ ,  $e_1$  и элементов орбиты для обоих вариантов двукратно осредненной ограниченной эллиптической задачи трех тел – внутреннего и внешнего.

Тире в функции  $w_1$  для внутреннего варианта означает отсутствие ее зависимости от параметра  $e_1$ . При  $\alpha \rightarrow 0$  эволюционная задача является интегрируемой в обоих вариантах, что обусловлено существованием (кроме  $w = \text{const}$ ) дополнительных первых интегралов:

$(1 - e^2)\cos^2 i = \text{const}$  для внутреннего варианта (Лидов, 1961; Lidov, 1962; Kozai, 1962),  $e = \text{const}$  – для внешнего варианта, причем постоянство эксцентриситета сохраняется не только в ограниченной, но и в неограниченной задаче (Зиглин, 1975). Далее будет удобно ввести новую независимую переменную – “безразмерное время”  $\tau$ , согласно формуле

$$\tau = \frac{3fm_1\alpha^2}{8a^3 n} (t - t_0), \quad (7)$$

где  $n = \frac{\sqrt{fm}}{a^{3/2}}$  – среднее движение точки  $P$ . Отметим, что в рассматриваемом внешнем варианте нормирование времени и формулы для функции  $W$ , естественно, отличаются от соответствующих формул внутреннего варианта (Вашковьяк, 2020), но их структуры весьма похожи.

Для описания эволюции орбит будут использованы уравнения Лагранжа в элементах с нормированной функцией  $w$ , являющейся их первым и единственным интегралом

**Таблица 1.** Характерные компоненты функции  $W$

	Внутренний вариант	Внешний вариант
$\alpha$	$a/a_1$	$a_1/a$
$W_{\alpha \rightarrow 0}$	$\frac{3fm_1\alpha^2}{8a_1(1-e_1^2)^{3/2}} w_0$	$\frac{3fm_1\alpha^3}{8a_1} w_0$
$w_0$	$e^2 - \sin^2 i + e^2 \sin^2 i (1 - 5 \sin^2 \omega)$	$(1 - e^2)^{-3/2} \left[ \left( \frac{2}{3} + e_1^2 \right) \left( 1 - \frac{3}{2} \sin^2 i \right) + \frac{5}{2} e_1^2 \sin^2 i \cos 2\Omega \right]$
$Aw_1$	$\frac{5\alpha e_1}{8(1-e_1^2)} w_1(-, e, i, \omega, \Omega)$	$\frac{5\alpha e_1}{32} w_1(e_1^2, e, i, \omega, \Omega)$
$Bw_2$	$\frac{15\alpha^2}{64(1-e_1^2)^2} w_2(e_1^2, e, i, \omega, \Omega)$	$\frac{3\alpha^2}{128} w_2(e_1^2, e, i, \omega, \Omega)$

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

В общем случае для произвольных орбит точки  $P$  решение уравнений (8) может быть найдено лишь численным методом, а процесс вычислений может контролироваться постоянством функции  $w$  вдоль этого решения. Для полноты совокупности формул мы приводим выражения для производных функций  $w_{0,1,2}$  по элементам. Они необходи-

мы для вычисления правых частей эволюционных уравнений (8).

Производные функции  $w_0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_0}{\partial e} &= 3e(1-e^2)^{-5/2} \left[ \left( \frac{2}{3} + e_1^2 \right) A_0 + e_1^2 A_2 \cos 2\Omega \right], \\ \frac{\partial w_0}{\partial i} &= (1-e^2)^{-3/2} \sin i \cos i \left[ -(2 + 3e_1^2) + 5e_1^2 \cos 2\Omega \right], \\ \frac{\partial w_0}{\partial \omega} &= 0, \\ \frac{\partial w_0}{\partial \Omega} &= -5e_1^2 (1-e^2)^{-3/2} \sin^2 i \sin 2\Omega. \end{aligned}$$

Производные функции  $w_1$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_1}{\partial e} &= (1-e^2)^{-7/2} (1+4e^2) \left[ (4+3e_1^2) (A_1 \cos \Omega + B_1 \sin \Omega) + 35e_1^2 (A_3 \cos 3\Omega + B_3 \sin 3\Omega) \right], \\ \frac{\partial w_1}{\partial i} &= 5(1-e^2)^{-5/2} e \sin i \left\{ 2 \cos i \cos \omega \left[ (4+3e_1^2) \cos \Omega - 7e_1^2 \cos 3\Omega \right] + \sin \omega \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[ 3(4+3e_1^2) \left( 3 \sin^2 i - \frac{34}{15} \right) \sin \Omega + 7e_1^2 (2-3 \sin^2 i) \sin 3\Omega \right] \right\}, \\ \frac{\partial w_1}{\partial \omega} &= (1-e^2)^{-5/2} e \left\{ \left[ (4+3e_1^2) (4-5 \sin^2 i) \cos \Omega + 35e_1^2 \sin^2 i \cos 3\Omega \right] \sin \omega + \right. \\ &\quad \left. + \left[ (4+3e_1^2) (4-15 \sin^2 i) \sin \Omega + 35e_1^2 \sin^2 i \sin 3\Omega \right] \cos \omega \cos i \right\}, \\ \frac{\partial w_1}{\partial \Omega} &= (1-e^2)^{-5/2} e \left[ (4+3e_1^2) (B_1 \cos \Omega - A_1 \sin \Omega) + 105e_1^2 (B_3 \cos 3\Omega - A_3 \sin 3\Omega) \right]. \end{aligned}$$

Производные функции  $w_2$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial e} = & (1 - e^2)^{-9/2} \left\{ b_0 \left[ 7eC_0 + (1 - e^2) \frac{\partial C_0}{\partial e} \right] + \right. \\ & + b_2 \left[ \left( 7eC_2 + (1 - e^2) \frac{\partial C_2}{\partial e} \right) \cos 2\Omega + \right. \\ & + \left. \left( 7eB_2 + (1 - e^2) \frac{\partial B_2}{\partial e} \right) \sin 2\Omega \right] + \\ & + b_4 \left[ \left( 7eC_4 + (1 - e^2) \frac{\partial C_4}{\partial e} \right) \cos 4\Omega + \right. \\ & + \left. \left. \left( 7eB_4 + (1 - e^2) \frac{\partial B_4}{\partial e} \right) \sin 4\Omega \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_0}{\partial e} = & e \left[ 3(8 - 40 \sin^2 i + 35 \sin^4 i) + \right. \\ & + \left. 10 \sin^2 i (6 - 7 \sin^2 i) \cos 2\omega \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_2}{\partial e} = & e \left[ 3 \sin^2 i (6 - 7 \sin^2 i) + \right. \\ & + \left. 2(2 - 8 \sin^2 i + 7 \sin^4 i) \cos 2\omega \right], \end{aligned}$$

$$\frac{\partial C_4}{\partial e} = 2e \sin^2 i \left[ 3 \sin^2 i + 2(2 - \sin^2 i) \cos 2\omega \right],$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial e} = 2e(7 \sin^2 i - 2) \sin 2\omega \cos i,$$

$$\frac{\partial B_4}{\partial e} = -8e \sin^2 i \sin 2\omega \cos i,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial i} = & (1 - e^2)^{-7/2} \times \\ & \times \left[ b_0 \frac{\partial C_0}{\partial i} + b_2 \left( \frac{\partial C_2}{\partial i} \cos 2\Omega + \frac{\partial B_2}{\partial i} \sin 2\Omega \right) + \right. \\ & + \left. b_4 \left( \frac{\partial C_4}{\partial i} \cos 4\Omega + \frac{\partial B_4}{\partial i} \sin 4\Omega \right) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_0}{\partial i} = & 10 \sin 2i \times \\ & \times \left[ \left( 1 + \frac{3}{2} e^2 \right) (7 \sin^2 i - 4) + e^2 (3 - 7 \sin^2 i) \cos 2\omega \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_2}{\partial i} = & 2 \sin 2i \times \\ & \times \left[ \left( 1 + \frac{3}{2} e^2 \right) (3 - 7 \sin^2 i) + e^2 (7 \sin^2 i - 4) \cos 2\omega \right], \end{aligned}$$

$$\frac{\partial C_4}{\partial i} = 2 \sin 2i \left[ (2 + 3e^2) \sin^2 i + 2e^2 \cos^2 i \cos 2\omega \right],$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial i} = e^2 \sin i (16 - 21 \sin^2 i) \sin 2\omega,$$

$$\frac{\partial B_4}{\partial i} = 4e^2 \sin i (3 \sin^2 i - 2) \sin 2\omega,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial \omega} = & (1 - e^2)^{-7/2} \times \\ & \times \left[ b_0 \frac{\partial C_0}{\partial \omega} + b_2 \left( \frac{\partial C_2}{\partial \omega} \cos 2\Omega + \frac{\partial B_2}{\partial \omega} \sin 2\Omega \right) + \right. \\ & + \left. b_4 \left( \frac{\partial C_4}{\partial \omega} \cos 4\Omega + \frac{\partial B_4}{\partial \omega} \sin 4\Omega \right) \right], \end{aligned}$$

$$\frac{\partial C_0}{\partial \omega} = 10e^2 \sin^2 i (7 \sin^2 i - 6) \sin 2\omega,$$

$$\frac{\partial C_2}{\partial \omega} = -2e^2 (2 - 8 \sin^2 i + 7 \sin^4 i) \sin 2\omega,$$

$$\frac{\partial C_4}{\partial \omega} = 4e^2 \sin^2 i (\sin^2 i - 2) \sin 2\omega,$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial \omega} = 2e^2 (7 \sin^2 i - 2) \cos 2\omega \cos i,$$

$$\frac{\partial B_4}{\partial \omega} = -8e^2 \sin^2 i \cos 2\omega \cos i,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_2}{\partial \Omega} = & 2(1 - e^2)^{-7/2} \left[ b_2 (B_2 \cos 2\Omega - C_2 \sin 2\Omega) + \right. \\ & + \left. 2b_4 (B_4 \cos 4\Omega - C_4 \sin 4\Omega) \right]. \end{aligned}$$

## ИНТЕГРИРУЕМЫЕ СЛУЧАИ ЗАДАЧИ

### Плоские орбиты

Если  $\sin i = 0$ , орбита точки  $P$  постоянно располагается в основной координатной плоскости, причем данное плоское решение оказывается устойчивым относительно наклона (Neishtadt и др., 2018). С введением долготы перицентра орбиты точки  $P$

$$g = \Omega + \omega\delta, \quad (9)$$

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

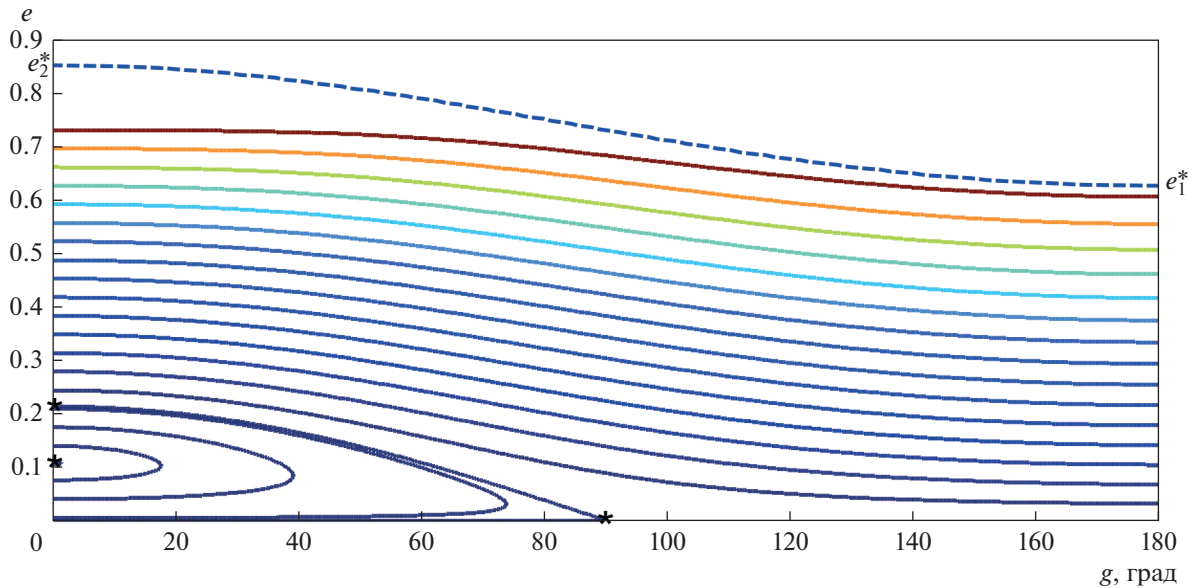
$$\frac{1}{\delta} \frac{de}{d\tau} = -\frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial g}, \quad \frac{1}{\delta} \frac{dg}{d\tau} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial w}{\partial e}. \quad (10)$$

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

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

делает плоскую эволюционную задачу интегрируемой как систему с одной степенью свободы. Напомним, что внутренний вариант плоской эллиптической задачи был впервые аналитически исследован в работах Е.П. Аксенова (Аксенов, 1979а; 1979б).

В рассматриваемом внешнем варианте из формул (5), (6) при  $\sin i \rightarrow 0$  получим



**Рис 1.** Семейство интегральных кривых (12) в плоскости  $(g, e)$  для  $\alpha = 0.26, e_1 = 0.4356$  ( $A = 0.0177, B = 0.0016, e_1^* = 0.627, e_2^* = 0.853, e_s^* = 0.107, e_s = 0.213$ ).

$$w(e, g) = (1 - e^2)^{-3/2} \left( \frac{2}{3} + e_1^2 \right) - 4Ae(1 - e^2)^{-5/2} b_1 \cos g + 2B(1 - e^2)^{-7/2} \times (12) \\ \times \left[ 4b_0 \left( 1 + \frac{3}{2} e_1^2 \right) + b_2 e^2 \cos 2g \right] = h,$$

а уравнения (10) примут вид

$$\frac{de}{\delta d\tau} = -4(1 - e^2)^{-3} \left[ Ab_1(1 - e^2) - 2Bb_2 e \cos g \right] \sin g, \\ \frac{dg}{\delta d\tau} = (1 - e^2)^{-4} \left[ (b_1 - 2)(1 - e^2)^2 - 4Ab_1(1 - e^2) \left( 1 + 4e^2 \right) \frac{\cos g}{e} + 2B \left[ 10b_0(4 + 3e^2) + b_2(2 + 5e^2) \cos 2g \right] \right]. (13)$$

При фиксированных значениях параметров  $\alpha$  и  $e_1$  интеграл (12) определяет  $h$ -семейство интегральных кривых в плоскости  $(g, e)$ . Одно из таких семейств показано на рис. 1 для  $\alpha = 0.26$  и  $e_1 = 0.4356$ . Как будет ясно из последнего раздела данной работы, числовые значения приведенных параметров имеют отношение к недавно открытой экзосистеме GJ 3512.

В силу имеющейся симметрии, фазовые траектории изображены лишь в области  $0^\circ < g < 180^\circ$ . Звездочками отмечены стационарная точка  $(g = 0, e = e^*)$ , а также точки  $(g = 0, e = e_s)$  и  $(g = 90^\circ, e = 0)$  на интегральной кривой, ограничивающей зону либрации долготы перигенра.

Штриховая линия, называемая в дальнейшем “сепаратрисой”, определяется уравнением

$$2(1 - ee_1 \cos g) = \frac{1 - e^2}{\alpha} + \alpha(1 - e_1^2),$$

полученным для внешнего варианта из работы (Вашковьяк, 1982). Она соответствует границе области непересекающихся орбит точек  $P$  и  $J$ , причем граничные значения  $e_1^*$  ( $g = \pi$ ) и  $e_2^*$  ( $g = 0$ ) определяются формулами

$$e_1^* = 1 - (1 + e_1)\alpha < e_2^* = 1 - (1 - e_1)\alpha.$$

Указанная область лежит ниже штриховой линии, причем в рамках применимости двукратно осредненной схемы реальный физический смысл имеют лишь фазовые траектории, расположенные ниже и не слишком близко к данной границе непересекающихся орбит. Поэтому рассматриваемая в данной работе область лежит ниже горизонтальной прямой  $e = e_1^* < e_2^*$ , а само семейство фазовых траекторий разделяется на две области с качественно различным изменением аргумента перигенра: либрационным и циркуляционным. Значения параметров  $\alpha, e_1$ , принятые для построения данного семейства, принадлежат области 4 на рис. 1 работы (Вашковьяк, 1982).

Напомним, что во внутреннем (спутниковом) варианте, кроме указанных типов, существуют так называемые вырожденные траектории, отвечающие падению спутника на центральное тело (Аксенов, 1979а).

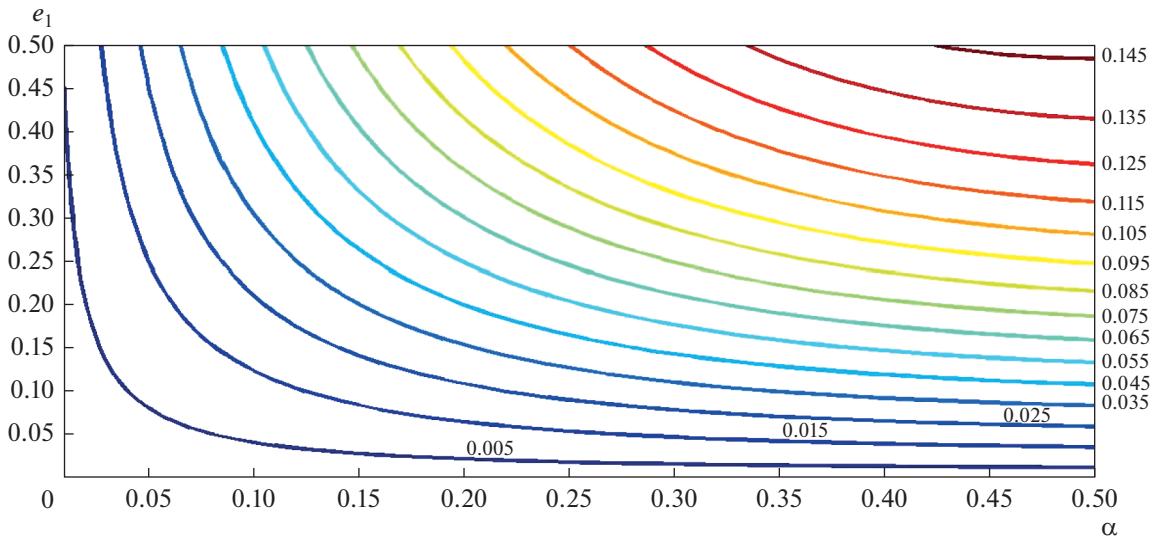


Рис. 2. Семейство изолиний стационарных значений эксцентриситета  $e^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  для плоских орбит.

Стационарные решения системы (13) находят­ся приравниванием нулю правых частей обоих уравнений. Из первого уравнения (13) имеем  $g = 0$ , или  $g = \pi$ . Очевидно, для  $g = \pi$  правая часть второ­го уравнения (13) не обращается в нуль и положи­тельна при любом  $e$ . Поэтому стационарным значе­нием переменной  $g$  является

$$g^* = 0. \tag{14}$$

**Замечание:** Строго говоря, стационарное значе­ние долготы перицентра  $g^*$ , отличное от 0 для некото­рой области значений параметров  $\alpha, e_1$ , может опреде­ляться из условия  $Ab_1(1 - e^2) - 2Bb_2e \cos g = 0$ , так­же получающегося из первого уравнения (13). Однако ввиду возможного влияния слагаемых, неучтенных в функции  $W$ , мы пока оставляем в стороне вопрос о существовании подобных ста­ционарных решений, которые можно было бы назвать “внутренними”. Отметим только, что при  $\alpha \rightarrow 0$  таких решений не существует.

При  $g^* = 0$  стационарное значение эксцентри­ситета находится как соответствующий действитель­ный корень ( $0 < e^* < 1$ ) полинома пятой (при  $B = 0$  третьей) степени

$$c_5 e^{*5} + c_4 e^{*4} + c_3 e^{*3} + c_2 e^{*2} + c_1 e^* + c_0 = 0, \tag{15}$$

$$\begin{aligned} c_0 &= -4Ab_1, \quad c_1 = c_5 + 4B(b_2 + 20b_0), \\ c_2 &= 3c_0, \quad c_3 = -2c_5 + 10B(b_2 + 6b_0), \\ c_4 &= -4c_0, \quad c_5 = b_1 - 2. \end{aligned} \tag{16}$$

Анализ его коэффициентов (с использованием теорем Декарта и Бюдана–Фурье) показывает, что для  $0 < e_1 < 1$  и умеренных значений  $\alpha < 0.5$  уравнение (15) имеет один корень, находящийся в диапазоне  $0 < e^* < 1$ .

Поскольку  $A$  и  $B$  зависят от параметров задачи – отношения  $\alpha = a_1/a$  и  $e_1$ , – то для наглядности естественно представить результаты решения уравнения (15) в виде семейства изолиний  $e^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  (рис. 2). Численные значения  $e^*$  нанесены внутри области и по вертикали у правых концов соответствующих линий.

Отметим, что в рассматриваемой области значе­ний параметров  $\alpha, e_1$  величины  $e^*$  относительно невелики и не превышают примерно 0.15.

Аналогично семейству изолиний для  $e^*$  строит­ся семейство  $e_s(\alpha, e_1) = \text{const}$  (рис. 3), характе­ризующее размер либрационной зоны. Для опре­деления  $e_s$  служит уравнение

$$\begin{aligned} f(\alpha, e_1, e_s) &= \left(\frac{2}{3} + e_1^2\right)(1 - e_s^2)^2 \times \\ &\times \left[1 - (1 - e_s^2)^{3/2}\right] - 4Ab_1e_s(1 - e_s^2) + \\ &+ 2B\left\{(6b_0 + b_2)e_s^2 + 4b_0\left[1 - (1 - e_s^2)^{7/2}\right]\right\} = 0. \end{aligned} \tag{17}$$

Что касается нахождения нулей непрерывной функции одной переменной (так же, как и поли­нома), то оно может быть выполнено практически в любой вычислительной системе, например, в системе MATLAB (функции `fzero` и `roots`). При этом существенным является выбор начального приближения к искомому решению. Для уравне­ния (17) оно может быть получено для малых  $e_s$  ее сведением к соответствующему квадратному уравнению, решение которого дается формулой

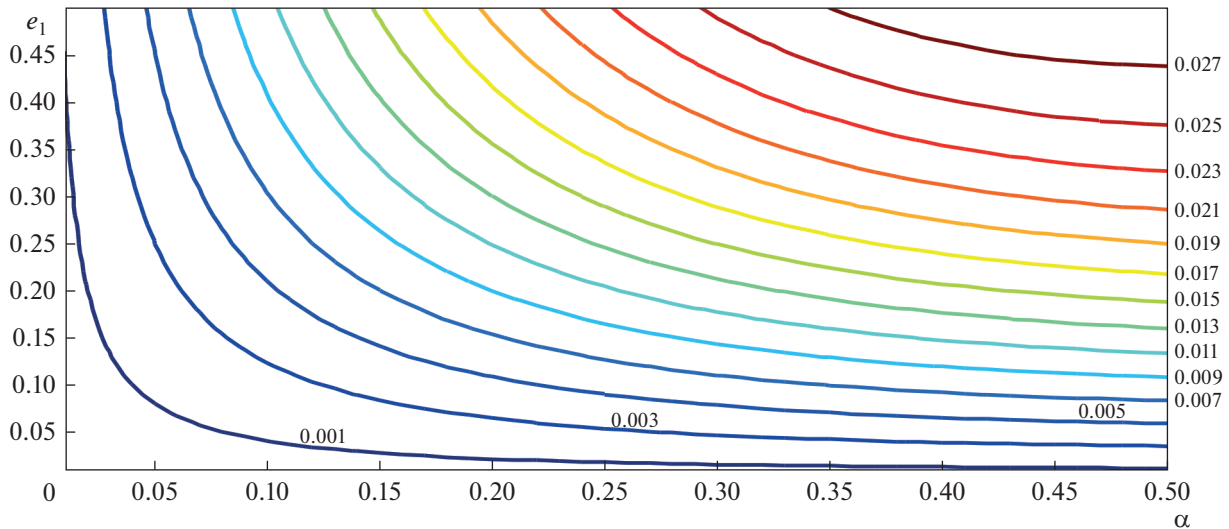


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 2, но для  $e_s(\alpha, e_1) = \text{const}$ .

$$e_s^{(0)} = \frac{1}{2}(\sqrt{b^2 + 4} - b), \quad (18)$$

$$b = \frac{b_1 - 2 + 4B(20b_0 + b_2)}{8Ab_1}.$$

Для последующего “движения” по изолинии  $e_s(\alpha, e_1) = \text{const}$  в качестве начального приближения используется значение  $e_s$  в “предыдущей” точке. Отметим, что величины  $e_s$ , естественно, превышают соответствующие значения  $e^*$  и в рассматриваемой области значений параметров  $\alpha, e_1$  не превосходят примерно 0.03.

Кроме вышеуказанных специальных значений эксцентриситета, представляет интерес нахождение его экстремальных значений для каждого из ха-

рактерных диапазонов значений постоянной интеграла (12)  $h$ . Как показывает анализ для  $0 \leq e \leq e_1^*$ , величина  $h$  может принимать значения в пределах

$$\min h = h^* = h(e^*, 0) \leq h_s = h(e_s, 0) = h(0, p/2) \leq h^{**} = \max h.$$

Эти значения определяются следующим образом:

$$h^* = F(e^*), \quad h_s = F(e_s), \quad h^{**} = F(e_1^*),$$

$$F(e) = \left(\frac{2}{3} + e_1^2\right)(1 - e^2)^{-3/2} - 4Ab_1e(1 - e^2)^{-5/2} + 2B\left[4b_0\left(1 - \frac{3}{2}e^2\right) + b_2e^2\right](1 - e^2)^{-7/2}. \quad (19)$$

На рис. 4 представлены зависимости от  $h$  экстремальных значений эксцентриситета, построенные для тех же значений  $\alpha = 0.26, e_1 = 0.4356$ .

В большем масштабе на рис. 5 представлен фрагмент, позволяющий явно выделить области либрации (I) и циркуляции (II) долготы перицентра  $g$ .

Экстремальные значения эксцентриситета получаются с помощью нахождения нулей функций с соответствующими начальными приближениями  $e^{(0)}$ :

$$\varphi_1(e_{\max}) = F(e_{\max}) - h \text{ для всего диапазона значений } h^* \leq h \leq h^{**} \text{ (области I, II, } e_{\max}^{(0)} = e_s),$$

$$\varphi_1(e_{\min}) = F(e_{\min}) - h \text{ для } h^* \leq h \leq h_s \text{ (либрация } g, \text{ область I, } e_{\min}^{(0)} = e_s),$$

$$\varphi_2(e_{\min}) = \Phi(e_{\min}) - h \text{ для } h_s < h \leq h^{**} \text{ (циркуляция } g, \text{ область II, } e_{\min}^{(0)} = e_s),$$

где  $\Phi(e, A) = F(e, -A)$ .

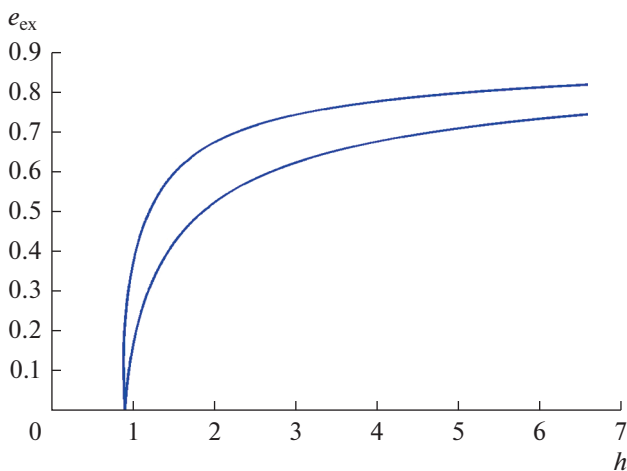


Рис. 4. Зависимости экстремальных значений эксцентриситета от  $h$  для  $\alpha = 0.26, e_1 = 0.4356$ .

К сожалению, в отличие от внутреннего варианта задачи, получение строгого аналитического решения уравнений (13) даже при  $B = 0$  наталкивается на трудности обращения квадратур, к которым эти уравнения приводятся с использованием первого интеграла (12).

**ОРТОГОНАЛЬНО-АПСИДАЛЬНЫЕ ОРБИТЫ**

Если  $\cos i = 0$  и  $\sin \Omega = 0$ , то орбита точки  $P$  постоянно располагается ортогонально орбитальной плоскости возмущающей точки  $J$  ( $di/d\tau = 0$ ,  $d\Omega/d\tau = 0$ ). Общее качественное исследование этого случая с учетом возможных пересечений орбит точек  $P$  и  $J$  было проведено с помощью численно-аналитического метода в работе (Вашковьяк, 1984) для произвольных значений  $\alpha$ . Здесь внешний вариант задачи изучается для  $\alpha$ , не превосходящих примерно 0.4 с уточнением некоторых качественных результатов и количественных оценок.

В рассматриваемом случае эволюционные уравнения (8) упрощаются и принимают вид

$$\frac{de}{d\tau} = -\frac{(1-e^2)^{1/2}}{e} \frac{\partial w}{\partial \omega}, \quad \frac{d\omega}{d\tau} = \frac{(1-e^2)^{1/2}}{e} \frac{\partial w}{\partial e}. \quad (20)$$

Здесь

$$\begin{aligned} w(e, \omega, \alpha, e_1) = & (1-e^2)^{-3/2} \left( -\frac{1}{3} + 2e_1^2 \right) + \\ & + 4A\delta_1(1-8e_1^2)(1-e^2)^{-5/2} e \cos \omega + \\ & + B(1-e^2)^{-7/2} \left[ (2+3e^2)(3-20e_1^2+80e_1^4) - \right. \\ & \left. - 10(1-2e_1^2-20e_1^4)e^2 \cos 2\omega \right] = h = \text{const}, \\ & \delta_1 = \text{sign}(\cos \Omega) = \pm 1, \end{aligned} \quad (21)$$

так что

$$\begin{aligned} \frac{de}{d\tau} = & 4(1-e^2)^{-3} \left[ A\delta_1(1-8e_1^2)(1-e^2) - \right. \\ & \left. - 10B(1-2e_1^2-20e_1^4)e \cos \omega \right] \sin \omega, \\ \frac{d\omega}{d\tau} = & (1-e^2)^{-4} \left\{ (6e_1^2-1)(1-e^2)^2 + \right. \\ & + 4A\delta_1(1-8e_1^2)(1-e^2)(1+4e^2) \frac{\cos \omega}{e} + \\ & + 5B \left[ (3-20e_1^2+80e_1^4)(4+3e^2) - \right. \\ & \left. - 2(1-2e_1^2-20e_1^4)(2+5e^2) \cos 2\omega \right] \}. \end{aligned} \quad (22)$$

При фиксированных значениях параметров  $\alpha$  и  $e_1$  интеграл (21) определяет  $h$ -семейство интегральных кривых в плоскости  $(\omega, e)$ . Структуры этого семейства отличаются большим разнообразием, чем в предыдущем интегрируемом случае.

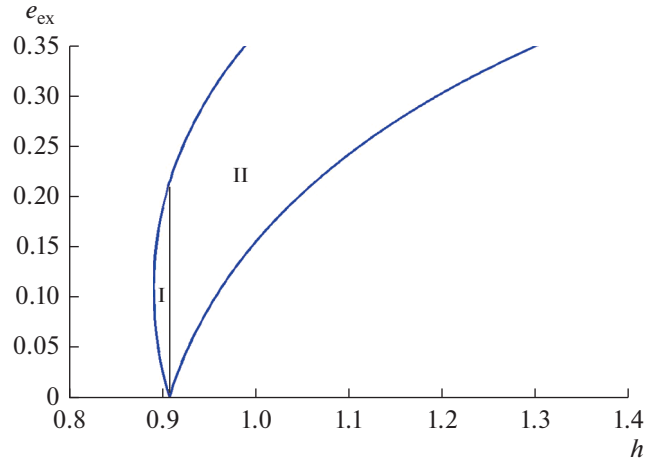


Рис. 5. Области либрации (I) и циркуляции (II)  $g$  (увеличенный фрагмент рис. 4).

Они характеризуются как присутствием специальных кривых – “сепаратрис”, соответствующих пересечениям орбит точек  $P$  и  $J$ , так и числом и расположением стационарных особых точек. Отметим, что существуют два специальных значения параметра  $e_1 = 6^{-1/2}$  и  $8^{-1/2}$ , при которых возможно качественное изменение структуры семейств интегральных кривых. Далее мы ограничимся приведением примеров наиболее типичных семейств для  $\delta_1 = 1$ ,  $\alpha = 0.35$  и различных значений  $e_1$ .

На рис. 6 в плоскости  $(\omega, e)$  две штриховые линии – “сепаратрисы” – соответствуют пересечениям орбит точек  $P$  и  $J$ , причем области с криволинейными границами, расположенные между этими линиями, отвечают так называемым “зацепленным” орбитам этих точек. Пространственное расположение таких в данном случае – ортогональных) орбит характеризуется тем, что одна из точек пересечения орбиты  $P$  с плоскостью орбиты  $J$  находится внутри нее, а другая – вне. Такая классификация ограниченной круговой двукратно осредненной задачи трех тел была предложена в работе (von Zeipel, 1910) для общего случая и в работе (Lidov, Ziglin, 1974) для равномерно близких орбит. В данной статье мы рассматриваем лишь фазовые траектории, соответствующие “не зацепленным” орбитам умеренного эксцентриситета, для которых обе указанные точки пересечения находятся вне орбиты  $J$ . Эти фазовые траектории заполняют на рис. 6 область ниже штриховых линий, а звездочками отмечены стационарные особые точки различных типов. Символами  $e_1^*$  и  $e_2^*$  отмечены граничные значения  $e$  на “сепаратрисах” в их точках пересечения с прямыми  $\omega = \pi$  и  $\omega = 0$ , соответственно.



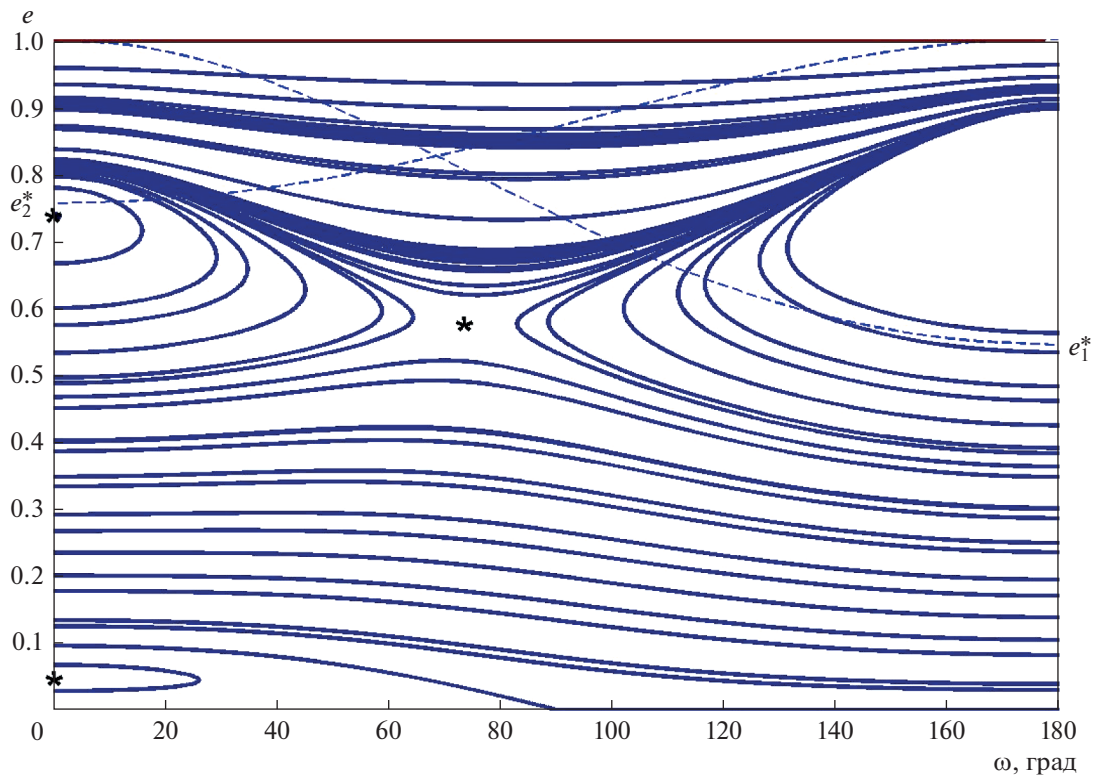


Рис. 6. Семейство интегральных кривых (21) в плоскости  $(\omega, e)$  для  $\alpha = 0.35, e_1 = 0.3$  ( $A = 0.0164, B = 0.00287, e_1^* = 0.545, e_2^* = 0.755$ ).

Для принятого значения  $\alpha = 0.35$  стационарные значения  $e^*$  могут соответствовать “зацепленным орбитам”. Одно из них, не отмеченное на рис. 6, неявно присутствует при  $\omega^* = \pi$ . Семейство, представленное на рис. 6, характеризуется наличием внутренней особой седловой точки, также отмеченной звездочкой, наряду с двумя граничными точками типа центр  $\omega^* = 0$ .

Семейство, показанное на рис. 7, отличается от предыдущего наличием только одной стационарной точки типа “центр” и отсутствием седловой точки.

Анализ показывает, в плоскости параметров  $\alpha, e_1$  существует достаточно узкая область  $8^{-1/2} < e_1 < 6^{-1/2}$ , в которой на границе  $\omega = \pi$  существуют две особые точки  $e^* < e_1^*$ . Семейство, представленное на рис. 8, характеризуется как наличием внутренней особой седловой точки, также отмеченной звездочкой, наряду с тремя граничными точками типа центр, две из которых принадлежат прямой  $\omega = \pi$ .

Стационарные решения системы (22)  $e = e^*, \omega = \omega^*$  или координаты особых точек в фазовой плоскости  $(\omega, e)$ , находятся приравниванием нулю правых частей обоих уравнений.

Выделим вначале граничные решения  $\sin\omega^* = 0$ , следующие из первого уравнения (22) и принад-

лежащие вертикальным границам рассматриваемой области т.е.

$$\omega^* = 0, \text{ или } \omega^* = \pi, \delta_2 = \text{sign}(\cos\omega^*) = \pm 1. \quad (23)$$

Стационарные значения эксцентриситета находятся как соответствующие положительные корни полинома пятой степени

$$p_5 e^{*5} + p_4 e^{*4} + p_3 e^{*3} + p_2 e^{*2} + p_1 e^* + p_0 = 0, \quad (24)$$

коэффициенты которого

$$\begin{aligned} p_0 &= 4A\delta_1\delta_2(1 - 8e_1^2), \\ p_1 &= 6e_1^2 - 1 + 40B(1 - 9e_1^2 + 50e_1^4), \\ p_2 &= 3p_0, \quad p_3 = 2(1 - 6e_1^2) - 5B(1 + 40e_1^2 - 440e_1^4), \\ p_4 &= -4p_0, \quad p_5 = 6e_1^2 - 1, \end{aligned}$$

кроме параметров задачи  $\alpha, e_1$ , содержат еще и произведение  $\delta_1\delta_2 = \pm 1$ .

С помощью анализа этих коэффициентов (с привлечением теорем Декарта и Бюдана–Фурье) можно показать, что для  $0 < e_1 < 1$  и умеренных значений  $\alpha \leq 0.4$  число его корней, находящихся в интервале  $0 < e^* < 1$ , может изменяться от 0 до 3. Для иллюстрации на рис. 9, аналогичном рис. 2, в плоскости параметров  $(\alpha, e_1)$  показаны семейства

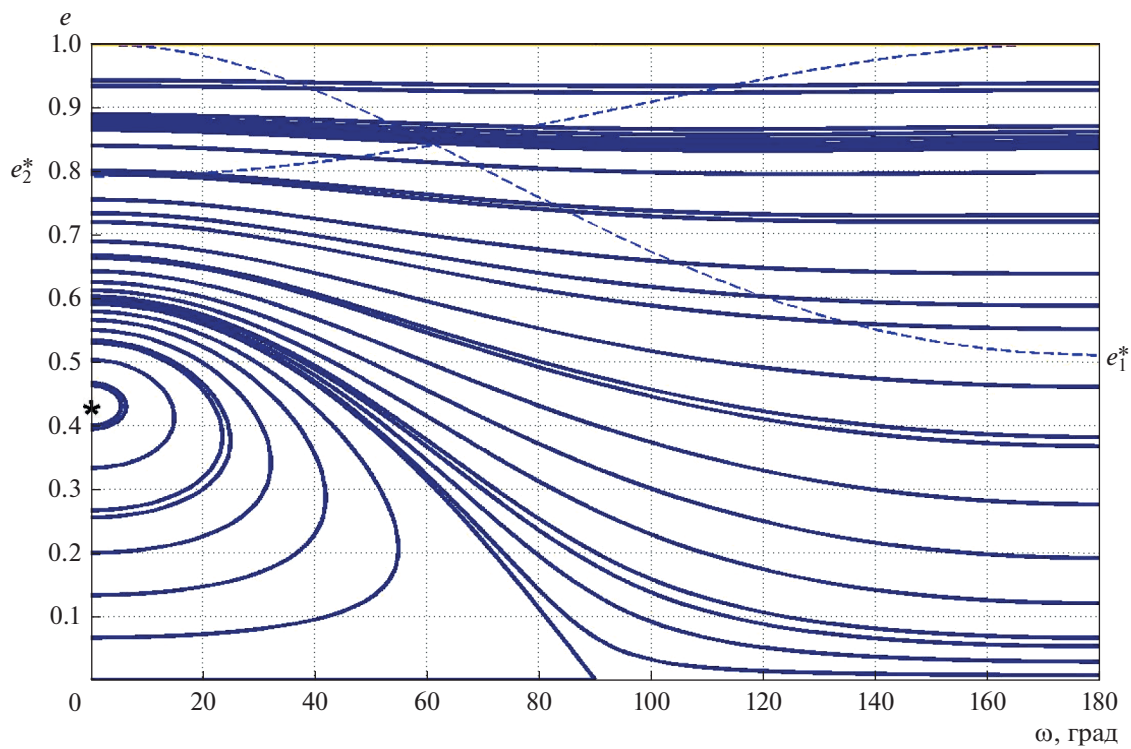


Рис. 7. То же самое, что и на рис. 6, но для  $\alpha = 0.35$ ,  $e_1 = 0.4$  ( $A = 0.0219$ ,  $B = 0.00287$ ,  $e_1^* = 0.510$ ,  $e_2^* = 0.790$ ).

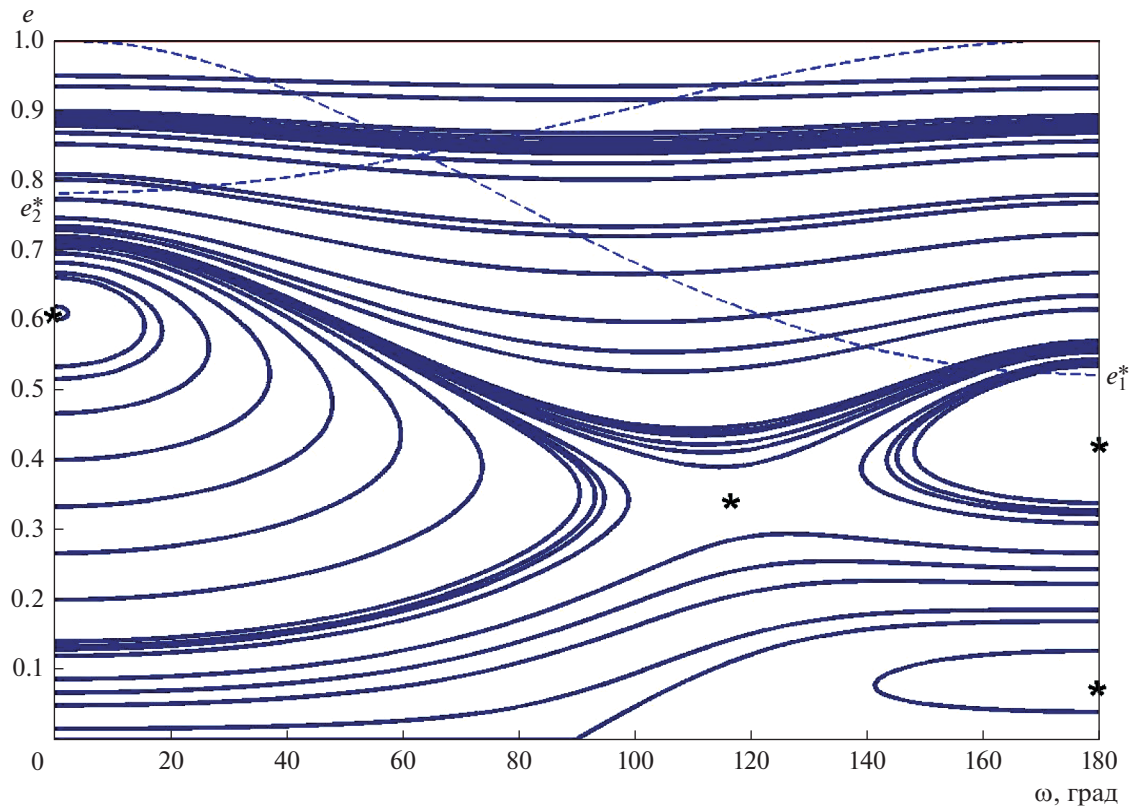


Рис. 8. То же самое, что и на рис. 6, но для  $\alpha = 0.35$ ,  $e_1 = 0.37$  ( $A = 0.0202$ ,  $B = 0.00287$ ,  $e_1^* = 0.520$ ,  $e_2^* = 0.780$ ).

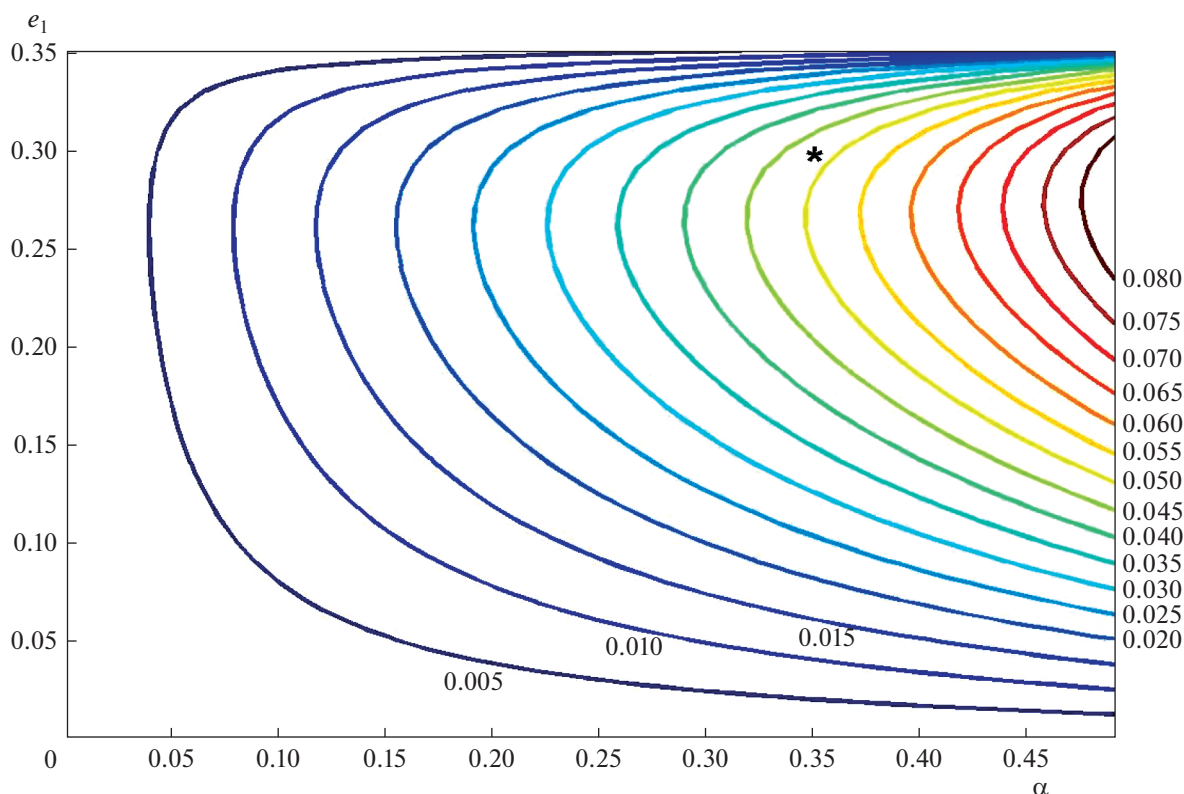


Рис. 9. Семейства изолиний стационарных значений эксцентриситета.

изолиний стационарных значений эксцентриситета, соответствующих граничным решениям с  $\omega^* = 0$  для  $\delta_1\delta_2 = 1$ . Звездочкой отмечено значение, отвечающее граничной стационарной точке  $e^* \approx 0.048$  на рис. 6. Приведенные лишь для умеренных значений  $e_1 < 8^{-1/2}$  стационарные значения  $e^*$  не превышают примерно 0.1.

Численные значения  $e^*$  нанесены внутри области и по вертикали у правых концов соответствующих линий. Расчеты показывают, что для  $e_1 > 6^{-1/2}$  стационарные значения  $e^*$  могут составлять около 0.3.

Как следует из рис. 6 и 8, при произвольных значениях постоянных  $A$  и  $B$  не исключено существование особых точек внутри рассматриваемой прямоугольной области. Координаты этих точек удовлетворяют системе, получающейся приравнением нулю выражений в квадратной и фигурной скобках двух уравнений (22), и определяются следующими формулами

$$e_{in}^* = \sqrt{\frac{1}{2q_2}(\sqrt{q_1^2 - 4q_0q_2} - q_1)},$$

$$\omega_{in}^* = \arccos \left[ \frac{A\delta_1(1 - 8e_1^2)(1 - e_{in}^{*2})}{10Be_{in}^*(1 - 2e_1^2 - 20e_1^4)} \right],$$

где

$$q_2 = \frac{3A(1 - 8e_1^2)^2}{B} + 5(6e_1^2 - 1)(1 - 2e_1^2 - 20e_1^4),$$

$$q_1 = -2q_2 + 25B(19 - 60e_1^2 + 240e_1^4)(1 - 2e_1^2 - 20e_1^4),$$

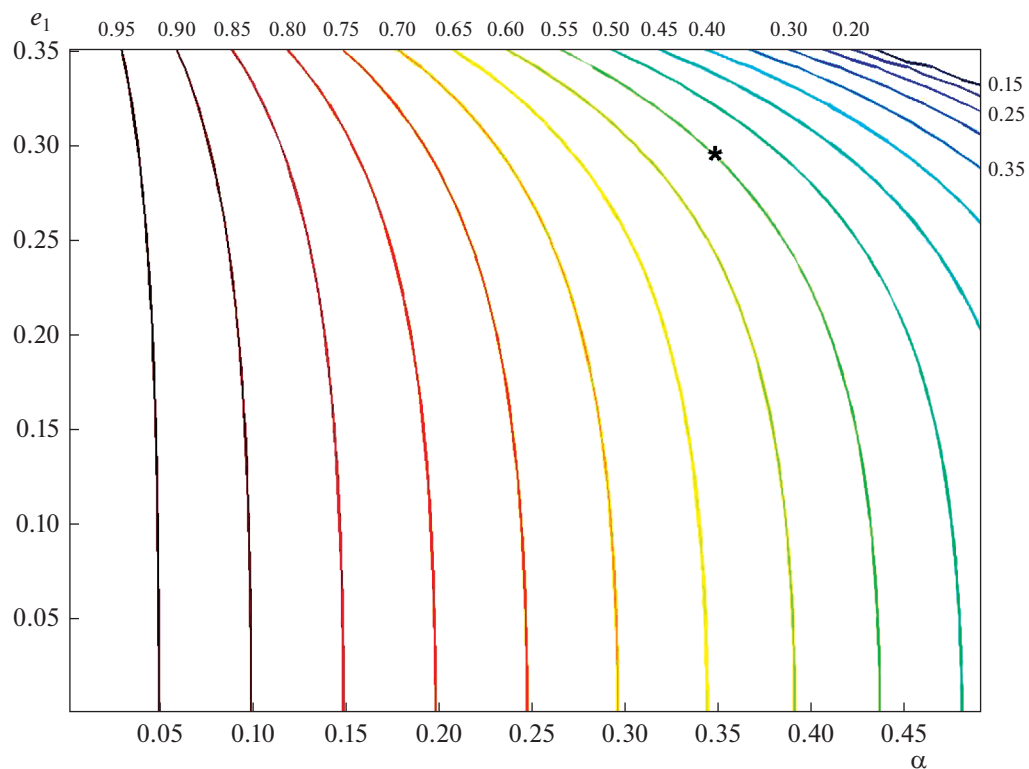
$$q_0 = q_2 + 400B(1 - 5e_1^2 + 20e_1^4)(1 - 2e_1^2 - 20e_1^4).$$

На рис. 10 и 11 численные значения  $e_{in}^*$  и  $\omega_{in}^*$  нанесены внутри области и у концов соответствующих линий, а звездочками отмечены значения, отвечающие внутренней стационарной точке рис. 6.

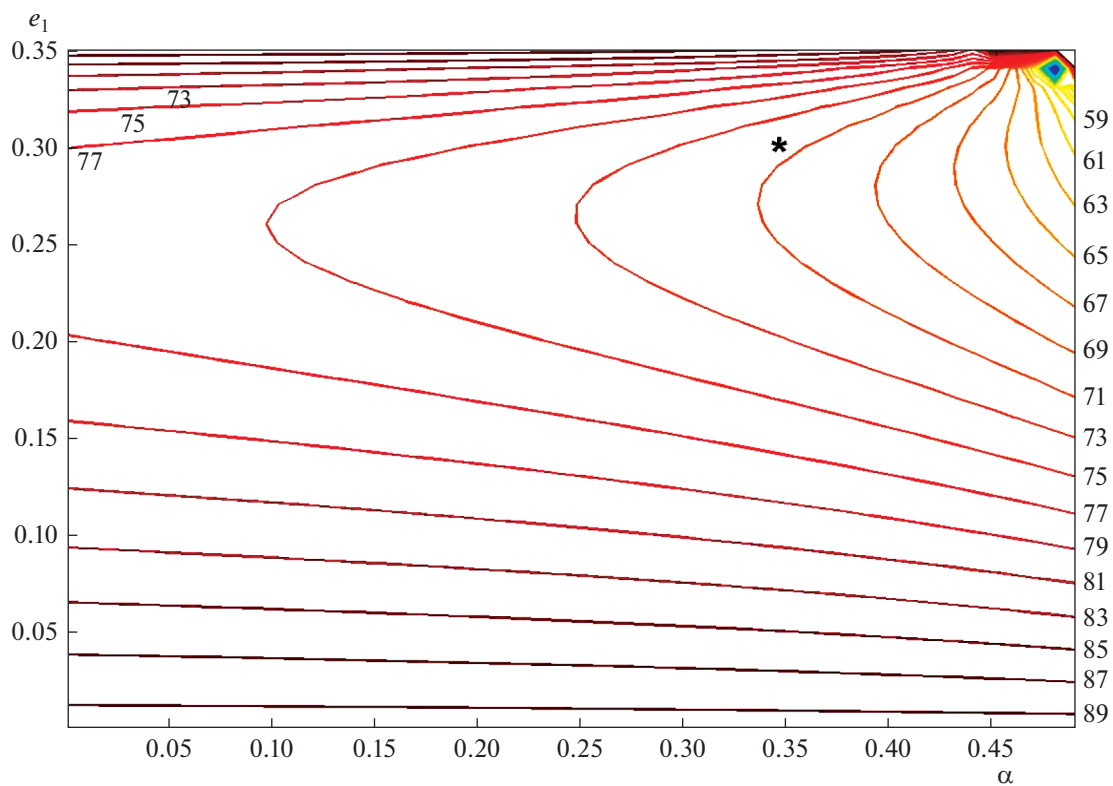
К сожалению, получение строгого аналитического решения уравнений (21) даже при  $B = 0$  связано с такими же трудностями, что и в интегрируемом случае, плоских орбит.

### ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ ОРБИТ В ЭКЗОСИСТЕМЕ GJ 3512 С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЭВОЛЮЦИОННЫХ УРАВНЕНИЙ

Использование внешнего варианта рассматриваемой двукратно осредненной эллиптической задачи для уточненного описания орбитальной эволюции каких-либо астрономических объектов



**Рис. 10.** Семейства изолиний стационарных значений эксцентриситета  $e_{in}^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  для ортогонально-апсидальных орбит (внутренние решения).



**Рис. 11.** Семейства изолиний стационарных значений аргумента перигея  $\omega_{in}^*(\alpha, e_1) = \text{const}$  для ортогонально-апсидальных орбит (внутренние решения).

Солнечной системы достаточно ограничено. Это связано с тем, что эксцентриситеты планетных орбит относительно невелики — для наиболее массивной планеты Юпитера, как правило, вносящего основной вклад в возмущения движения малых небесных тел, величина  $e_1$  составляет примерно 0.05. Тем не менее можно надеяться, что влияние эллиптичности его орбиты может оказаться заметным в орбитальной эволюции некоторых далеких малых тел, в том числе, еще не открытых.

Вместе с тем априори, вообще говоря, нельзя было бы полностью исключить существования экзопланетных систем с более выраженной орбитальной эксцентричностью. Именно такой пример представляет совсем недавнее открытие в созвездии Большой Медведицы планеты-гиганта около М-карлика GJ 3512. В статье (Morales и др., 2019) обсуждаются вопросы образования такой необычной системы на основе данных о ее физических и орбитальных параметрах:

масса центральной звезды GJ 3512	$m_0 = 0.123 M_{\odot}$
минимальная масса планеты GJ 3512b	$m_1 = 0.463 M_J$
большая полуось ее орбиты	$a_1 = 0.338$ а. е.
эксцентриситет	$e_1 = 0.4356$ .

Кроме того, приведены нижние оценки параметров вероятно существующей в системе второй планеты-кандидата GJ 3512c минимальной массы  $m_2 > 0.17 M_J$  с большой полуосью орбиты  $a_2 > 1.2$  а. е. ( $\alpha = a_1/a_2 < 0.28$ ). Угловые элементы орбиты этой гипотетической планеты  $i$ ,  $\omega$ ,  $\Omega$ , пока не определены.

Наряду с вопросами происхождения подобной экзосистемы, с небесно-механической точки зрения интересно само ее реально наблюдаемое существование. В этом плане рассматриваемый в данной работе внешний вариант осредненной задачи оказывается полезным для получения приближенных оценок характеристик орбитальной эволюции в системе GJ 3512. Конечно, ограниченность рассматриваемой задачи ( $m_2 \rightarrow 0$ ) позволяет использовать эти оценки, в основном, для возможно существующих в системе объектов достаточно малой массы с  $a_2 > a_1$ , но в некоторой степени и для гипотетической планеты GJ 3512c ( $m_2/m_1 \sim 0.37$ ).

В рамках плоской модели ( $i = 0$ ) и с принятыми значениями параметров  $a = 1.3$  а. е. ( $\alpha = 0.26 < 0.28$ ) и  $e_1 = 0.4356$  эволюционные характеристики будут соответствовать полученным для первого из интегрируемых случаев. Поэтому семейство на рис. 1 и зависимости на рис. 4 и 5, построенные для параметров рассматриваемой экзосистемы, дают некоторое представление (хотя и прибли-

женное) о возможном изменении эксцентриситета орбиты GJ 3512c под влиянием GJ 3512b. В частности, для орбиты с большой полуосью  $a_2 = 1.3$  а. е. ( $\alpha = 0.26$ ), незначительно превышающей минимальную, его характерные значения (по данным рис. 2 и 3) составляют, соответственно,  $e^* \approx 0.107$  и  $e_s \approx 0.212$ .

Интересно не только само существование стационарной особой точки в плоской модели, но и ее трансформация для возможных в системе ненулевых орбитальных наклонений. Результаты выполненного с этой целью численного интегрирования эволюционной системы (8) приведены в табл. 2. В каждом из ее элементов представлены пары экстремальных на интервале времени 1 млн лет значений эксцентриситета  $e_{\min}$ ,  $e_{\max}$  (верхние строки) и наклонения  $i_{\min}$ ,  $i_{\max}$  (град, нижние строки) для заданных параметров  $\alpha = 0.26$ ,  $e_1 = 0.4356$  ( $A \approx 0.018$ ,  $B \approx 0.0016$ ). Начальные значения элементов орбиты гипотетического тела  $e_0 = e^*$  и  $\omega_0 = 0$ , а для ее пространственных угловых переменных принят ряд значений из диапазонов:  $5^\circ - 45^\circ$  по  $i_0$  и  $0^\circ - 180^\circ$  по  $\Omega_0$ .

Во всех представленных вариантах эксцентриситет орбит изменяется в ограниченных пределах, слабо зависящих от  $i_0$ , и не превосходит величины примерно 0.4. Аргумент периастра изменяется вековым образом с частичным наложением периодических колебаний с периодами порядка сотен тысяч лет. Для небольших начальных наклонений циркуляционное изменение долготы узла сопровождается колебаниями наклонения в пределах  $10^\circ - 15^\circ$ .

При  $\Omega_0 = 90^\circ$  и начальном наклонении  $45^\circ$  размах его колебаний составляет более  $90^\circ$  (выделено жирным шрифтом), а изменение долготы узла также носит колебательный характер. Для указанных выше ненулевых значений параметров  $A$  и  $B$  это обстоятельство согласуется с результатами работы (Зиглин, 1975), в которой, в частности, определена зависимость от  $e_1$  ширины зоны либра-

ции наклонения  $\Delta i = 2 \arccos \sqrt{\frac{1 - e_1^2}{1 + 4e_1^2}}$  при  $A = B = 0$ .

С принятым значением  $e_1$  ее полуширина  $\Delta i/2 = 47^\circ.3$ , а соответствующее предельное наклонение при  $\Omega = 90^\circ$ , когда долгота узла еще изменяется циркуляционным образом, составляет  $90^\circ - \Delta i/2 = 42^\circ.7 < 45^\circ$ . Именно поэтому эволюция орбит с  $\Omega_0 = 90^\circ$  и начальным наклонением  $45^\circ$  (и большим) происходит в режиме либрации обеих пространственных переменных  $i$  и  $\Omega$  со значительным размахом колебаний наклонения с переходом через значение  $i = 90^\circ$ . Это своего рода “флип”, но в рассматриваемом внешнем варианте эллиптической задачи (в отличие от внутрен-

**Таблица 2.** Оценки экстремальных значений эксцентриситета и наклона орбит в системе GJ 3512

$\Omega_0$ , град	$i_0$ , град							
	5		15		30		45	
0	0.107	0.108	0.10	0.11	0.09	0.13	0.07	0.15
	3.3	5.0	10.0	15.0	19.5	30.0	28.1	45.0
30	0.05	0.16	0.05	0.17	0.05	0.17	0.04	0.18
	3.8	5.8	11.4	17.4	22.5	35.1	32.6	54.4
60	0.002	0.21	0.001	0.22	0.001	0.23	0.005	0.20
	4.7	7.0	13.9	21.4	27.6	44.6	40.72	84.0
90	0.04	0.26	0.03	0.26	0.01	0.28	0.008	0.26
	5.00	7.6	14.9	23.1	29.8	49.4	<b>44.5</b>	<b>135.5</b>
120	0.08	0.29	0.07	0.29	0.05	0.31	0.0	0.29
	4.6	7.0	13.7	21.4	27.3	44.7	40.1	85.1
150	0.10	0.31	0.10	0.32	0.09	0.33	0.08	0.37
	3.7	5.8	11.2	17.5	22.0	35.3	31.8	4.8
180	0.11	0.32	0.11	0.32	0.11	0.34	0.11	0.37
	3.3	5.1	9.6	15.2	19.1	30.3	27.4	45.4

него) такой переход не сопровождается приближением эксцентриситета к единице.

Представленные оценки диапазонов изменения орбитальных элементов дают лишь некоторые ориентиры для областей поиска возможных неизвестных объектов в системе GJ 3512. Но, конечно, надежность этих оценок могла бы быть повышена их получением в более реалистичной модели. С этой точки зрения будет полезно выполнить исследование *неограниченной* эллиптической двукратно осредненной задачи трех тел в принятом приближении по отношению к параметру  $\alpha$ , причем как для внутреннего, так и для внешнего вариантов.

В заключение позволим себе один комментарий к упомянутой во Введении монографии. В связи с дополнительной информацией к первой версии монографии (Ito, Ohtsuka, 2019a, на стр. 183) и, следуя по Интернет-ссылке Supplementary Information is available from the publisher's webpage до стр. S25, п. 7.3, находим утверждение "... it seems that there are no asteroids named after Nikolay Dmitriyevich Moiseev ...". Вместе с проф. Н.В. Емельяновым (ГАИШ МГУ) мы считаем своим долгом развеять необоснованное сомнение авторов монографии – астероид, названный в честь Н.Д. Моисеева, существует и имеет номер (3080) [https://www.minorplanetcenter.net/db\\_search/show\\_object?object\\_id=3080](https://www.minorplanetcenter.net/db_search/show_object?object_id=3080).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аксенов Е.П.* Двукратно осредненная эллиптическая ограниченная задача трех тел // Астрон. журн. 1979a. Т. 56. 2. С. 419–426 (*Aksenov E.P.* The doubly averaged, elliptical, restricted three-body problem // *Sov. Astron.* 1979a. 23(2). P. 236–240).
- Аксенов Е.П.* Траектории в двукратно осредненной эллиптической ограниченной задаче трех тел // Астрон. журн. 1979b. 56. 3. С. 623–631 (*Aksenov E.P.* Trajectories in the doubly averaged, elliptical, restricted three-body problem // *Sov. Astron.* 1979b. 23(3). P. 351–355).
- Вашковьяк М.А.* Эволюция орбит в плоской ограниченной эллиптической двукратно осредненной задаче трех тел // Космич. исслед. 1982. Т. 20. Вып. 3. С. 332–341 (*Vashkov'yak M.A.* Evolution of orbits in the two-dimensional restricted elliptical twice-averaged three-body problem // *Cosmic Research.* 1982. V. 20. № 3. P. 236–244).
- Вашковьяк М.А.* Об интегрируемых случаях ограниченной двукратно осредненной задачи трех тел // Космич. исслед. 1984. Т. 22. Вып. 3. С. 327–334 (*Vashkov'yak M.A.* Integrable cases of the restricted twice-averaged three-body problem // *Cosmic Research.* 1984. V. 22. № 3. P. 260–267).
- Вашковьяк М.А.* Некоторые особенности эволюции орбит в спутниковой ограниченной эллиптической двукратно осредненной задаче трех тел // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 1. С. 57–73 (*Vashkov'yak M.A.* Solar System Research. 2020. V. 54. № 1. P. 49–63).
- Зиглин С.Л.* О вековой эволюции орбиты планеты в системе двойной звезды // Письма в Астрон. журн.

1975. Т. 1. № 9. С. 45–47 (*Ziglin S.L.* Secular evolution of the orbit of a planet in a binary-star system. *Sov. Astron. Lett.* 1975. V. 1. № 5. Sept.–Oct. P. 194–195).
- Лидов М.Л.* Эволюция орбит искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений внешних тел // Искусственные спутники Земли. 1961. Вып. 8. С. 5–45.
- Мoiseев Н.Д.* О некоторых основных упрощенных схемах небесной механики, получаемых при помощи осреднения ограниченной круговой проблемы трех точек. 2. Об осредненных вариантах пространственной ограниченной круговой проблемы трех точек // Тр. Гос. Астрон. Ин-та им. П.К. Штернберга. 1945. Т. 15. Вып. 1 С. 100–117.
- Bailey M.E., Emel'yanenko V.V.* Dynamical evolution of Halley-type comets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1996. 278. P. 1087–1110.
- de Elía G.C., Zanardi M., Dugaro A., Naoz S.* The inverse Lidov-Kozai resonance for an outer test particle due to an eccentric perturber. 2019. arXiv:1904.12062v1 [astro-ph.EP] (*Astron. and Astrophys.* 2019. V. 627. P. 15).
- Ito T.* High-Order Analytic Expansion of Disturbing Function for Doubly Averaged Circular Restricted Three-Body Problem // *Adv. Astron.* V. Hindawi Publish. Corp. 2016. 23 p.
- Ito T., Ohtsuka K.* The Lidov-Kozai oscillation and Hugo von Zeipel // *Environ. Earth Planets. Suppl. Information.* 2019a. P. S1–S26. arXiv:1911.03984v1[astro-ph.EP] 10 Nov2019. P. 1–183.
- Ito T., Ohtsuka K.* The Lidov-Kozai oscillation and Hugo von Zeipel // *Environ. Earth Planets.* 2019b. V. 7. № 1. P. 1–113.  
<https://doi.org/10.5047/meep.2019.00701.0001>
- Kozai Y.* Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity // *Astron. J.* 1962. V. 67. P. 591–598.
- Lidov M.L.* The evolution of orbits of artificial satellites of planets under the action of gravitational perturbations of external bodies // *Planet. and Space Sci.* 1962. № 9. P. 719–759.
- Lidov M.L., Ziglin S.L.* The analysis of restricted circular twice-averaged three body problem in the case of close orbits // *Celest. Mech.* 1974. V. 10. № 2. P. 151.
- Morales J.C., Mustill A.J., Ribas I.* (список всех авторов и аффилиций см. <https://science.sciencemag.org/content/365/6460/1441?intcmp=trendmd-sci>). A giant exoplanet orbiting a very-low-mass star challenges planet formation models // *Science.* 2019. V. 365. Is. 6460. P. 1441–1445. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1909/1909.12174.pdf>
- Naoz S., Li G., Zanardi M., de Elía G.C., Di Sisto R.P.* The eccentric Kozai–Lidov mechanism for outer test particle // *Astron. J.* 2017. V. 154. P. 18.  
<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa6fb0>
- Neishtadt A.I., Sheng K., Sidorenko V.V.* On stability of planar solution of double averaged restricted elliptic three-body problem. arXiv:1803.08847v2 [math.DS] 4 Apr 2018. 7 pp.
- Vinson B.R., Chiang E.* Secular dynamics of an exterior test particle: The inverse Kozai and other eccentricity-inclination resonances // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 474. Iss. 4. P. 4855–4869.
- von Zeipel H.* Sur l'application des séries de M. Lindstedt à l'étude du mouvement des comètes périodiques // *Astron. Nachr.* 1910. V. 183. P. 345–418.  
<https://doi.org/10.1002/asna.19091832202> J. A full-text open access PDF file is available from ADS, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1910AN....183..345V>

УДК 52.13-14;520.8;523.46-87

## ОЦИФРОВКА АСТРОНЕГАТИВОВ ПУЛКОВСКОЙ СТЕКЛОТЕКИ: ПОЛОЖЕНИЯ ГЛАВНЫХ СПУТНИКОВ САТУРНА В ПЕРИОД 1972–1982 ГОДОВ В СИСТЕМЕ GAIA DR2

© 2020 г. М. Ю. Ховричев<sup>а</sup>, \*, Н. В. Нарижная<sup>а</sup>, Т. А. Васильева<sup>а</sup>, И. С. Измайлов<sup>а</sup>,  
А. М. Куликова<sup>а</sup>, Д. А. Бикулова<sup>а</sup>

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

\*e-mail: deimos@gaoran.ru

Поступила в редакцию 19.11.2019 г.

После доработки 11.12.2019 г.

Принята к публикации 13.12.2019 г.

Мы представляем результаты повторной редукции пулковских фотографических пластинок с изображением главных спутников Сатурна в системе каталога Gaia DR2 (169 пластинок, 3007 отдельных положений). Астронегативы были сняты с помощью 26-дюймового рефрактора Пулковской обсерватории в период с 1972 по 1982 гг. Внутренняя точность измерения астронегативов с помощью пулковской системы MDD составила 1 мкм (20 угл. мс в масштабе 26-дюймового рефрактора). Средние значения разностей О–С при сравнении с самыми современными эфемеридами варьируются в пределах  $\pm 20$  угл. мс. Ошибки среднегодовых значений разностей обычно лучше 20 угл. мс. Имеет место хорошее согласие между представленным пулковским рядом и результатами повторной редукции аналогичных наблюдений USNO (среднесезонные разности меньше 50 угл. мс по модулю). Учитывая, что разные реализации современных эфемерид дают положения спутников, различающиеся в пределах  $\pm 50$  угл. мс для рассматриваемого интервала времени, можно сделать вывод о высокой информативности пулковского ряда для совершенствования моделей движения главных спутников Сатурна.

**Ключевые слова:** главные спутники Сатурна, астронегативы, оцифровка, астрометрическая редукция, Gaia DR2, эфемериды

**DOI:** 10.31857/S0320930X20030056

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие отмечается качественное изменение в использовании результатов астрометрических наблюдений спутников планет-гигантов. Еще недавно ряды экваториальных и относительных координат спутников прежде всего служили для совершенствования теорий движения данных небесных тел и планет, вокруг которых они обращаются. В наши дни, в связи с ростом точности наземных астрометрических наблюдений и публикацией высокоточных измерений, выполненных в ходе космических миссий, проводятся исследования, сфокусированные на изучении динамических эффектов, проявляющихся в движении спутников. Особый интерес вызывает изучение влияния приливов в телах планет и их спутников на орбитальное движение. Поскольку возмущения, вызванные этой причиной, зависят от вязко-упругих свойств планет и их спутников, можно говорить о том, что астрометрические наблюдения рассматриваемых небесных тел обеспечивают дополнительную воз-

можность исследовать их физическое строение. Подробное описание физической стороны этого вопроса можно найти, например, в статье (Emel'yanov, 2018).

Работы, отражающие указанную тенденцию, касаются обнаружения вековых изменений величин среднего движения для Ио (Laineu и др., 2009) и Мимаса (Laineu и др., 2012), вызванных приливными явлениями. В этих работах широко используются результаты фотографических наблюдений спутников планет, выполненных на протяжении XX века. Таким образом, переработка старых наблюдений с помощью современных технических средств приобретает дополнительную актуальность: помимо уточнения эфемерид, эти данные обеспечивают возможность продвижения в изучении приливной динамики в системах спутников планет-гигантов.

Второй релиз данных, полученных на космическом телескопе Gaia (Brown и др., 2018) обеспечил астрометристов, выполняющих наземные наблюдения в относительно широких полях,



опорной системой небывалого качества: более чем для миллиарда звезд точность координат составляет от десятков микросекунд до нескольких миллисекунд, а собственных движений — от десятых долей до нескольких миллисекунд дуги в год. Даже при разности эпох между наблюдениями на Gaia и моментом получения астронегатива в целое столетие, ошибка координат опорных звезд будет порядка 1 угл. мс и лучше. Важно отметить, что Gaia DR2 обеспечивает наименьший уровень систематических ошибок. Поэтому естественно ожидать, что использование данных из Gaia DR2 даст возможность повысить точность повторной редукиции астронегативов, содержащих изображения спутников планет.

Данная работа посвящена переработке пулковских фотографических наблюдений спутников Сатурна в системе GaiaCRF2. Фотографические наблюдения системы Сатурна начались в Пулковской обсерватории с 1966 г. и продолжались до 2007 г. За этот период снято 443 астронегатива с помощью Нормального астрографа и 511 — на 26-дюймовом рефракторе. Основной массив пластинок получен в периоды с 1972 по 1982 гг. и с 2001 по 2007 гг. Планируя обработку этих наблюдений, пулковские астрометристы ориентировались на стандартную астрометрическую редукицию с опорными звездами для астронегативов, снятых на Нормальном астрографе. Фотопластинки 26-дюймового рефрактора снимали с разными экспозициями, подразумевая применение метода “след–масштаб” (Пэску, 1980; Киселева и др., 2008). Поэтому далеко не все пластинки содержат изображения достаточного числа опорных звезд.

Первый опыт оцифровки данных пластинок и их обработка в системе каталогов Tycho-2, UCAC2/3 описан в работах Е.А. Рошиной и Т.П. Киселевой (Киселева и др., 2015; 2016). В этих исследованиях анализируются наблюдения, выполненные в 1972–1974 гг. Сравнительно высокое качество результатов (Киселева и др., 2016) и появление новой опорной системы побудило нас продолжить оцифровку и повторную редукицию пулковских астронегативов, полученных по данной программе исследований. Астронегативы, использованные в представленной работе, были получены в период с 1972 по 1982 гг. посредством 26-дюймового рефрактора Пулковской обсерватории. Достаточное количество опорных звезд представлено на 169 пластинках. Для контроля точности измерений в данной работе использовано 25 астронегативов, полученных на Нормальном астрографе с октября 1972 г. по апрель 1973 г.

## АНАЛИЗ ОЦИФРОВАННЫХ АСТРОНЕГАТИВОВ

### *MDD — Пулковская система для быстрой оцифровки астронегативов*

MDD (Mobile Digitizing Device — мобильная система оцифровки) создавалась в Пулковской обсерватории с целью многократно повысить скорость сканирования астронегативов при сохранении точности определения координат на уровне 1 мкм. Логика построения MDD вытекает из истории становления современных подходов к оцифровке старого астрономического материала.

С появлением доступных и относительно качественных планшетных сканеров в 1990-е годы в разных обсерваториях предпринимались попытки вести оцифровку астронегативов. Однако нерегулярность движения линейки сканера (невоспроизводимость картины искажений от скана к скану) предопределила трудности астрометрической обработки такого материала (Бережной, 2013). Специализированные комплексы для оцифровки оказались штучным товаром. Они дают высокую точность пространственной привязки цифровых кадров (на уровне 10 нм). Но массовая доставка фотопластинок в институты, располагающие подобными машинами, чаще всего затруднена. В Пулковской обсерватории сделана ставка на комбинацию возможностей лучших машин для оцифровки и измерения астронегативов (ROB-digitalizer и NAROO) и относительной простоты массовой съемки пластинок с помощью современных камер.

Система MDD представляет собой неподвижный стол (плоскопараллельная пластина), над которым закреплена камера с качественным объективом (Canon EF 100 mm f/2.8L Macro IS USM). Вся пластинка помещается в рабочее поле, и производится съемка на просвет. В итоге получается скан с масштабом 0.026 мм/пиксель. При фокусном расстоянии Нормального астрографа это дает около 1.6 угл. с/пиксель, а для 26-дюймового рефрактора примерно 0.5 угл. с/пиксель, что при пулковских атмосферных условиях и использованных экспозициях обеспечивает приемлемое качество оцифрованных изображений звездобразных объектов. Наглядное представление об этом дает рис. 1.

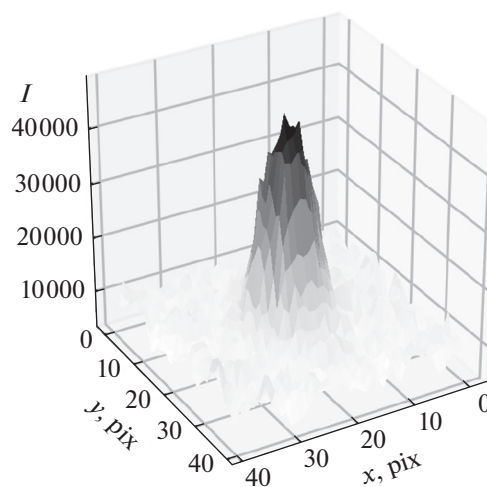
Совершенно естественно, что прямая астрометрическая редукиция полученных снимков не дает хороших результатов, так как объективы, доступные для такого рода работ, имеют сложную картину геометрических искажений. Их учет возможен благодаря высокой стабильности системы “объектив–стол” в течение съемки серии из нескольких десятков пластинок. Для калибровки оказалось возможным использовать высокоточный шаблон с регулярными звездобразными метками, оцифрованный и измеренный с помощью

ROB-Digitizer (de Cuiper и др., 2011). Для уплотнения сетки шаблона использовалась пластинка со звездным скоплением, измеренная с помощью машины NAROO. Эта аббревиатура расшифровывается как New Astrometric Reduction of Old Observations (новая астрометрическая редукция старых наблюдений). NAROO это целый научный проект, реализуемый Парижской обсерваторией и IMCCE, в рамках которого создан измерительный комплекс нового поколения. Описание установки и первых научных результатов, полученных с ее помощью, можно найти в серии публикаций (например, Arlot, Robert, 2019). Главная идея, отличающая NAROO от ROB-digitizer – изготовление сложного объектива, дающего геометрические искажения, меньшие, чем ошибки позиционирования каретки с фотопластинкой. Это в значительной мере избавляет результаты от систематических ошибок.

Таким образом, используя измерения шаблонов и пластинок со звездными скоплениями, выполненные на современных машинах для оцифровки, несложно было вычислить постоянные перехода от пиксельных координат текущей пластинки к положениям в системе шаблона. Анализ показал, что такой подход гарантирует точность определения измеренных координат на уровне 1 мкм.

Сканы астронегативов представлены в виде стандартных для астрономии fits-файлов, в блок метаданных которых занесена вся необходимая информация, включая wcs-параметры (постоянные для перехода от пиксельных координат к экваториальным и обратно). Как правило, во время наблюдений на одну пластинку делалось несколько экспозиций, поэтому в файл включено соответствующее количество HDU (модулей “описание—данные”). Для дальнейшего удобства каждый HDU содержит эфемеридные положения спутников Сатурна и добавлен HDU с данными каталога Gaia DR2. Полностью избежать “ручной работы” на этапе первичной обработки сканов оказалось невозможным по двум причинам: во-первых, необходимо было ввести в файлы метаданные из журналов наблюдений (это весьма долгая и утомительная процедура), во-вторых, нередко встречались ошибки распознавания звездных изображений и отождествления звездных полей из-за многочисленных артефактов фотоэмульсии.

Не для всех сканов удалось провести стандартную астрометрическую редукцию с общей системой опорных звезд. Всем необходимым условиям удовлетворили 169 сканов астронегативов, полученных на 26-дюймовом рефракторе, и 25 тестовых сканов пластинок Нормального астрографа. Благодаря описанной выше предварительной обработке сканов появилась возможность автоматизации процесса астрометрической редукции,



**Рис. 1.** Типичное распределение интенсивностей для изображения звезды  $11^m$  на сканах пулковских астронегативов, используемых в данной работе. Характерная величина FWHM  $\approx 10$  пикселей  $\approx 5$  угл. с (в масштабе 26-дюймового рефрактора).

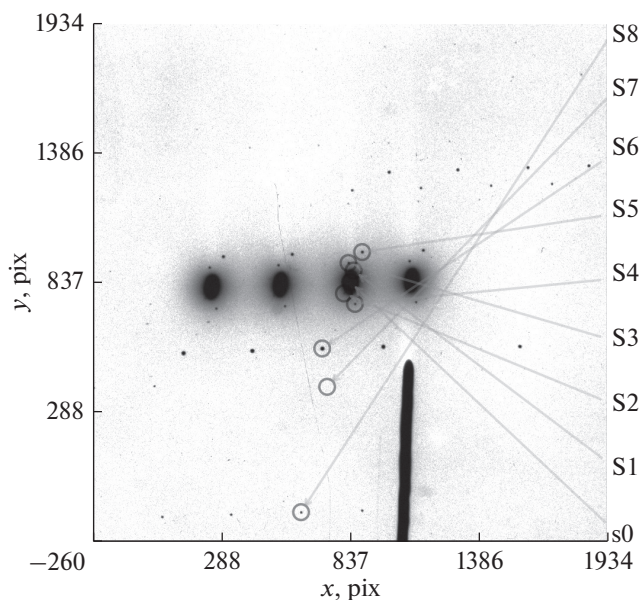
что обеспечило быстрый и многократный анализ всего материала. При таком подходе удалось за короткое время подобрать оптимальные параметры аппроксимации изображений и учета градиентов фона. В этом (кроме количества пластинок) состоят преимуществва данной работы перед выполненной ранее (Киселева и др., 2015).

#### *Анализ изображений звездообразных объектов на оцифрованных астронегативах*

Благодаря наличию wcs-параметров в HDU соответствующих файлов несложно выделить область оцифрованного астронегатива, в которой располагается изображение звезды или спутника Сатурна. Поэтому мы не испытывали сложности с формированием массивов, отвечающих изображению звезд и спутников, для дальнейшей аппроксимации и измерения положений их фотоцентров.

Ожидаемая трудность, с которой сталкиваются почти все специалисты, занимающиеся определением положений спутников планет на основе ПЗС-наблюдений или оцифрованных астронегативов, связана с проблемой учета ореола от яркой планеты, который искажает положения спутников и опорных звезд, расположенных сравнительно близко от планеты (Khovritchev, 2009). При анализе ПЗС-кадров с изображениями спутников Юпитера (Нарижная и др., 2019) это достигалось путем аппроксимации фона с помощью модели

$$I(r) = B_0 + B_1/(1+r) + B_2/(1+r)^2 + \dots,$$



**Рис. 2.** Фрагмент типичного астронегатива с изображениями Сатурна и его главных спутников (пластинка 6128, 19 февраля 1973 г.).

где  $r$  – расстояние от текущей точки до центра изображения планеты, выраженные в единицах FWHM. При этом в расчет брались пиксели, расположенные в области от  $3 \cdot \text{FWHM}$  до  $10 \cdot \text{FWHM}$  от центра изображения звезды (спутника). В случае ПЗС-кадров применение такого способа оправдано симметрией ореола.

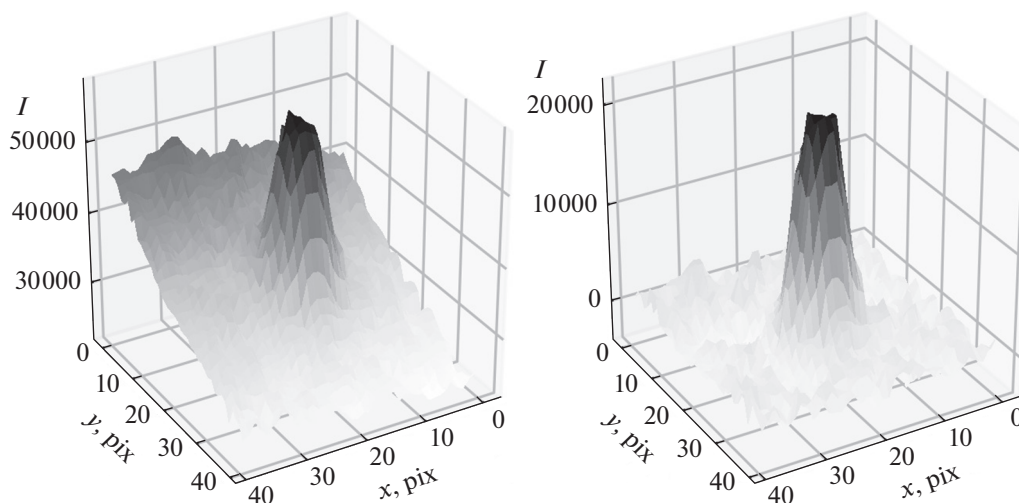
Как видно из рис. 2, при наличии нескольких снимков на одной пластинке ореолы от разных экспозиций накладываются друг на друга, создавая значительные трудности при учете фона. По

этой причине мы предпочли использовать кратномасштабную медианную фильтрацию участка изображения (Прэтт, 1982), размером  $10 \cdot \text{FWHM} \times 10 \cdot \text{FWHM}$ , centered относительно изображения объекта. Рис. 3 свидетельствует о том, что этот способ позволяет корректно учесть влияние градиента фона, обусловленного засветкой от планеты.

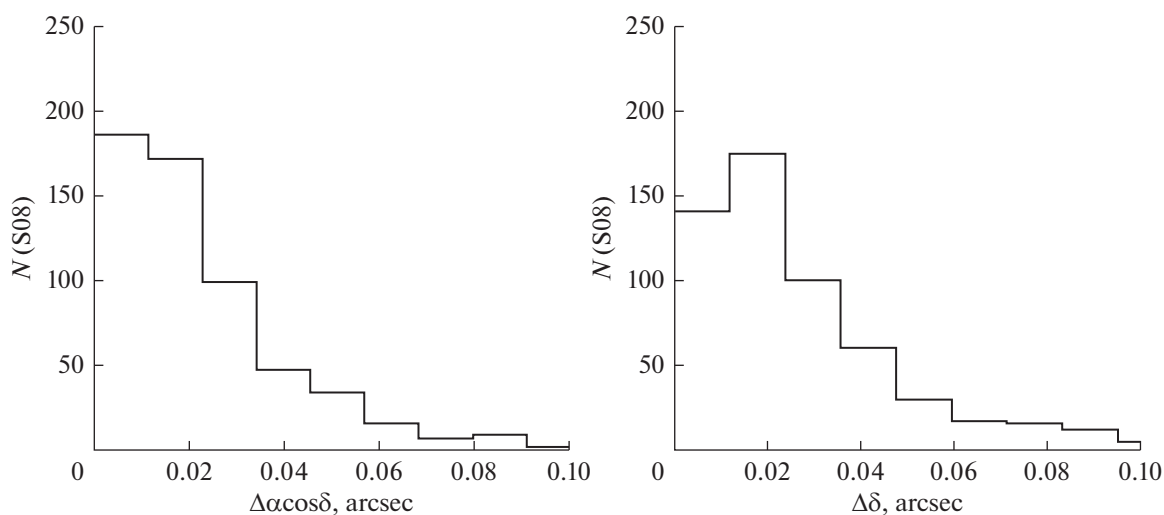
В дальнейшем применялся алгоритм шейплет-разложения изображения звездообразного объекта (Massey, Refregier, 2005). Коэффициенты данного разложения однозначно определяют пиксельные координаты фотоцентра изображения. Подробно применение этого подхода к анализу изображений спутников планет продемонстрировано в серии работ по определению координат галилеевых спутников Юпитера (Нарижная и др., 2018).

#### *От пиксельных координат к экваториальным*

Как уже отмечалось в первой части данного раздела, объектив, используемый при оцифровке, обладает остаточными аберрациями. Поэтому была необходима соответствующая коррекция. Каждая серия измерений начиналась и заканчивалась оцифровкой шаблона – специального негатива, на котором фотографическим способом нанесены регулярно расположенные метки. Свойства изображений меток соответствуют свойствам изображений реальных звезд. Шаблоны ранее измерялись с помощью машины ROB-digitizer (Бережной, 2013).



**Рис. 3.** Учет влияния засветки от Сатурна на изображение спутника S03 Тефия. Слева показано распределение интенсивностей до учета ореола, справа – после коррекции (вычитания ореола).



**Рис. 4.** Гистограммы разностей координат  $\Delta\alpha\cos\delta$  и  $\Delta\delta$  для Япета (S08) для одних и тех же экспозиций, но полученных при разных положениях пластинки относительно стола MDD ( $N$  – число разностей).

Уравнения связи измеренных координат меток  $u$ ,  $v$  (в миллиметрах) с их пиксельными координатами  $x$ ,  $y$  можно представить в виде:

$$u = \sum_{i=0, j=0}^{(i+j) \leq n_{\max}} a_{i,j} x^i y^j, \quad v = \sum_{i=0, j=0}^{(i+j) \leq n_{\max}} b_{i,j} x^i y^j,$$

где  $a_{i,j}$ ,  $b_{i,j}$  – постоянные перехода, которые вычислялись методом наименьших квадратов. Максимальный порядок модели  $n_{\max} = 6$ . Именно при такой величине  $n_{\max}$  ошибка единицы веса переставала значимо уменьшаться. Типичное значение ошибок единицы веса, характеризующие точность привязки, варьировалось от 0.8 до 1.2 мкм. В масштабе 26-дюймового рефрактора это соответствует точности 20 угл. мс, для Нормального астрографа эта величина близка к 60 угл. мс.

Постоянные  $a_{i,j}$ ,  $b_{i,j}$  позволяли преобразовать пиксельные координаты в системе оцифрованного астрофотографического материала к “системе шаблона”, свободного от систематических ошибок на уровне точности 1 мкм.

На каждой пластинке присутствуют изображения, относящиеся к серии экспозиций. Совершенно естественно было пытаться получить положения спутников, относящиеся к разным экспозициям, в единой системе опорных звезд. Поэтому проводился отбор звезд поля с условием, чтобы сходимость положений этих звезд в системе центральной экспозиции была лучше 2 мкм. В дальнейшем выполнялась астрометрическая редукция методом шести постоянных. В итоге, для центральных моментов каждой экспозиции вычислялись экваториальные и относительные (“спутник–спутник”) координаты главных спутников Сатурна, которые являются основным результатом данной работы.

В качестве опорного каталога использовался Gaia DR2. Положения опорных звезд для центральных моментов экспозиций вычислялись с учетом собственных движений (точность экваториальных координат опорных звезд оказалась лучше 1 угл. мс). Продолжительность экспозиций лежит в пределах от 30 с до 3 мин. Поэтому самые слабые звезды, изображения которых надежно измеряются на оцифрованных астрофотографических материалах, имеют блеск около  $12.5^m - 13.0^m$ . В начале 1970-х Сатурн пересекал область вблизи Млечного Пути, поэтому число опорных звезд на снимках достигало сотни. К началу 1980-х количество опорных звезд снизилось до десяти и даже меньше. Величины ошибок единицы веса в большинстве случаев составляют 40–80 угл. мс.

Как видно из описания процедуры получения экваториальных координат главных спутников Сатурна, алгоритм включает в себя несколько стадий, качество реализации которых контролируется на основе анализа внутренней сходимости результатов. Точность измерений положений звезд характеризуется величинами ошибок единицы веса. Из предыдущего абзаца следует, что значения данных величин соответствуют ожиданиям для фотографического материала. Для контроля качества измерений каждая пластинка оцифровывалась 4 раза при последовательных поворотах на  $90^\circ$ . Далее экваториальные координаты для соответствующего спутника и центрального момента экспозиции сравнивались между собой. Сходимость результатов при разных положениях пластинки на столе MDD дает представление о внутренней точности финальных координат спутников. Данные рис. 4 свидетельствуют о том, что по всему материалу для подавляющего большинства

**Таблица 1.** Средние значения  $O-C$  и ошибки одного наблюдения для экваториальных координат главных спутников Сатурна по результатам фотографических наблюдений, выполненных с помощью пулковского 26-дюймового рефрактора в период с 1972 по 1982 гг.

Спутник	$N$	$(O-C)_\alpha \cos \delta$	$(O-C)_\delta$	$\sigma_\alpha \cos \delta$	$\sigma_\delta$
		Угл. с			
S01	39	0.012	-0.019	0.148	0.128
S02	283	0.003	0.017	0.128	0.108
S03	406	0.009	0.013	0.111	0.099
S04	500	0.007	0.011	0.092	0.099
S05	527	-0.003	0.021	0.089	0.089
S06	568	-0.005	0.009	0.094	0.095
S07	102	0.001	0.013	0.178	0.137
S08	582	-0.003	0.004	0.090	0.082

измерений стандартная ошибка в среднем близка к 20 угл. мс, что отвечает точности измерений 1 мкм.

Финальный результат представляет собой таблицу в формате NSDB<sup>1</sup>. Мы приводим экваториальные координаты, вычисляя средние значения по всем измерениям для центральных моментов времени каждой экспозиции. Файлы доступны на сайте ЛАЗА ГАО РАН puldb.ru<sup>2</sup>.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ полученных координат спутников Сатурна имеет целью оценить качество рядов наблюдений, выяснить насколько они полезны для дальнейшего применения в контексте совершенствования теорий движения и выявления тонких динамических эффектов.

В первую очередь целесообразно вычислить величины  $O-C$  (выполнить сравнение с самой совершенной на текущий момент эфемеридой). Полученные экваториальные координаты сопоставлялись с эфемеридами (комбинация теорий EPM2017 и S01–S08 Lainey и др. (2017)) с помощью сервиса MULTI-SAT (Emel'yanov, Arlot, 2008; <http://nsdb.imcce.fr/multisat/nssephmr.htm>). Табл. 1 содержит сводную информацию о результатах сравнения. В этой таблице для каждого спутника указаны число наблюдений ( $N$ ), средние значения  $O-C$  по всему материалу ( $(O-C)_\alpha \cos \delta$  и  $(O-C)_\delta$ ) и величины ошибок одного наблюдения ( $\sigma_\alpha \cos \delta$  и  $\sigma_\delta$ ). Величина ошибки одного наблюдения вычислялась согласно соотношению:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N (x_j - x_{\text{mean}})^2}{N - 1}},$$

<sup>1</sup> [http://nsdb.imcce.fr/nsdb/pdf/NSDB\\_User\\_Guide\\_v1.9.pdf](http://nsdb.imcce.fr/nsdb/pdf/NSDB_User_Guide_v1.9.pdf)

<sup>2</sup> [http://puldb.ru/nsdb/nsdb\\_PNA.dat](http://puldb.ru/nsdb/nsdb_PNA.dat) и [http://puldb.ru/nsdb/nsdb\\_P26.dat](http://puldb.ru/nsdb/nsdb_P26.dat)

где  $x_{\text{mean}}$  — среднее значение величины.

Как видно из табл. 1, количество наблюдений ( $N$ ) растет по мере увеличения расстояния от Сатурна до спутника (оно увеличивается вместе с номером спутника), так как более далекий спутник проводит большее время на достаточном угловом удалении от планеты, чем обеспечиваются условия, необходимые для качественных измерений. Исключение составляет S07 Гиперион — это сравнительно слабый спутник и нужны исключительные условия наблюдений и качество фотоматериала, чтобы адекватно измерить его изображение. Логично, что и величины ошибок координат одного наблюдения для этого спутника значимо больше, чем для других. В целом можно заключить, что средние значения  $O-C$  по обеим координатам обычно меньше 20 угл. мс при ошибке одного наблюдения порядка 100 угл. мс для всего материала.

### СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ НОРМАЛЬНОГО АСТРОГРАФА И 26-ДЮЙМОВОГО РЕФРАКТОРА

Как было указано выше, основную часть результатов представляют положения спутников, полученные с помощью 26-дюймового рефрактора. Мы с осторожностью отнеслись к необходимости оцифровки аналогичного ряда наблюдений Нормального астрографа, которые охватывают несколько сезонов. Для сравнения и принятия решения относительно целесообразности дальнейшей оцифровки пластинок данного инструмента обработано только 25 из них, снятых в период с октября 1972 г. по апрель 1973 г.

Фокусное расстояние Нормального астрографа примерно втрое меньше, чем у 26-дюймового рефрактора. Следовательно, при той же точности измерений экваториальные и относительные координаты спутников будут определяться с мень-

шей точностью — примерно 60 угл. мс по внутренней сходимости. Правда Нормальный астрограф обеспечивает большее рабочее поле и, соответственно, больше опорных звезд, что повышает качество привязки к опорному каталогу.

Прямое сравнение О—С спутников Сатурна, полученных с помощью двух инструментов в близкие моменты времени, дает возможность оценить, насколько различаются результаты наблюдений, являются ли тренды в поведении О—С следствием особенностей телескопов. На рис. 5 представлен пример хода разностей О—С для относительных координат S06—S08 по прямому восхождению. Нетрудно видеть, что вариации О—С со временем примерно одинаковы для обоих инструментов. Это убеждает в том, что стоит продолжить оцифровку всех доступных пластинок Нормального астрографа, содержащих спутники планет, так как ряд наблюдений на этом инструменте иногда плотнее, чем на 26-дюймовом рефракторе. Кроме того, несмотря на менее высокую точность результатов, получаемых с помощью Нормального астрографа, появится возможность объединить ряды и повысить шансы на выявление систематических трендов в О—С, обусловленных несовершенством эфемерид.

#### ПРИМЕНИМОСТЬ ПОЛУЧЕННЫХ РЯДОВ НАБЛЮДЕНИЙ ДЛЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Вопрос о наличии в представленных рядах наблюдений информации, полезной для изучения динамики спутников Сатурна, рационально решать посредством изучения поведения О—С со временем. В нашем случае интервал наблюдений достаточно большой — почти 10 лет наблюдений. С точки зрения построения эфемерид экваториальные координаты спутников есть результат объединения численной теории движения самой планеты с моделью движения спутников. Поэтому для нас наиболее интересно анализировать поведение О—С не для экваториальных координат, а для относительных положений. Это позволяет исключить эффекты, обусловленные несовершенством планетной теории.

В качестве примера рассмотрим вариации О—С для пары спутников Титан—Япет (S06—S08), показанные на рис. 6. На этих графиках показаны средние значения для О—С за соответствующий сезон наблюдений. Левая часть данного рисунка дает представление о вариациях О—С обсуждаемого пулковского ряда, правая — то же самое для большого ряда фотографических наблюдений главных спутников Сатурна, полученного в период с 1974 по 1998 г. с помощью 26-дюймового рефрактора USNO. Эти пластинки были оцифрованы в Королевской обсерватории Бельгии с помощью машины ROB-digitizer. Результаты переизмере-

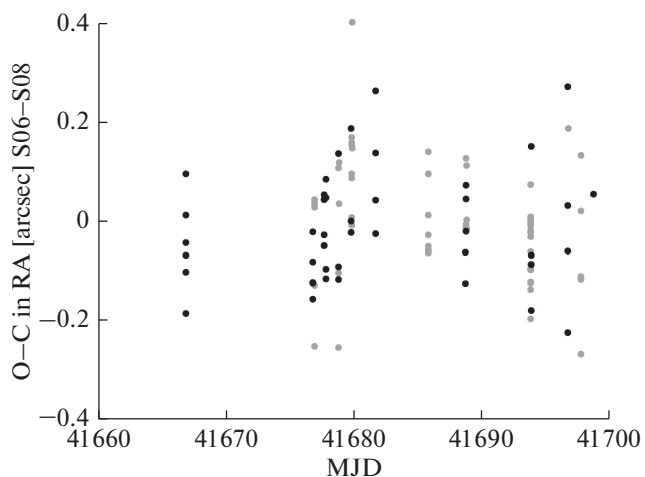


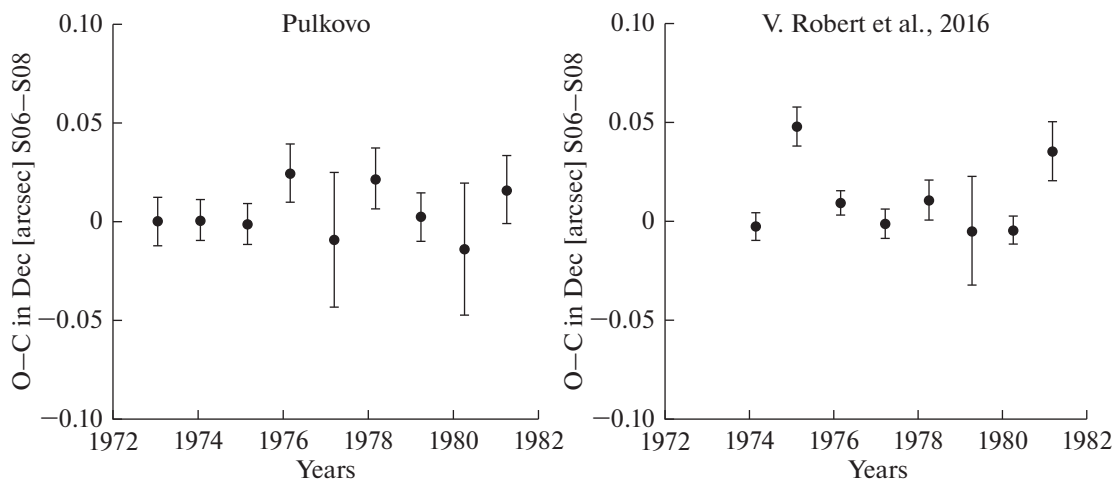
Рис. 5. Пример поведения разностей О—С по прямому восхождению для относительных координат S06—S08 в интервале конец 1972 г.—начало 1973 г. Черные точки соответствуют наблюдениям на Нормальном астрографе, серые — на 26-дюймовом рефракторе.

ния данных астронегативов и привязки к системе каталога UCAC4 представлены в статье Robert (2016). Совершенно естественно было выполнить сравнение нашего ряда и данных из цитированной работы.

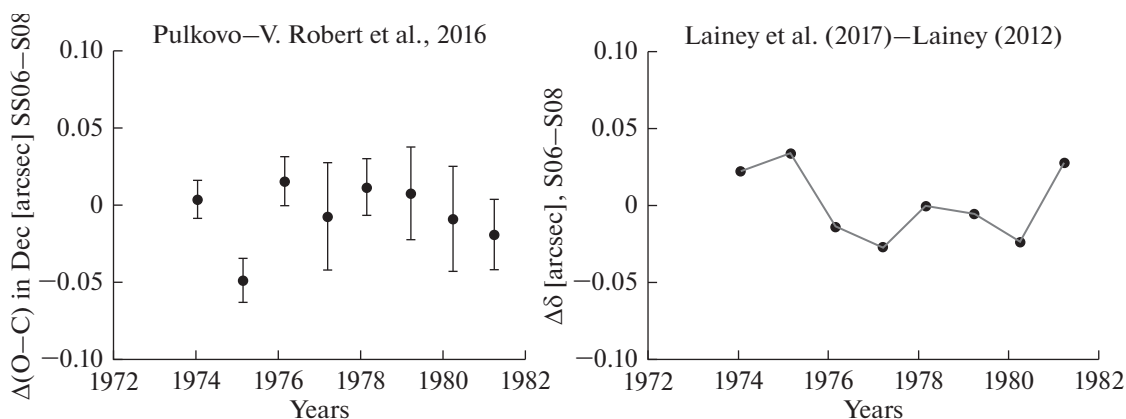
Рис. 6 показывает, что внутренняя точность вашингтонского ряда примерно в 1.5 раза выше пулковского. Это обусловлено в первую очередь тем, что MDD заметно уступает ROB-digitizer по качеству оцифровки. Этого следовало ожидать. ROB-digitizer — машина, специально изготовленная для оцифровки и прецизионного измерения астронегативов. Пулковская система MDD использует шаблоны, оцифрованные ROB-digitizer, но основное устройство — обычная промышленная камера с объективом среднего качества.

Все вариации О—С для обоих рядов не превосходят 50 угл. мс по модулю. Среднее значение О—С для пулковского ряда составило  $5 \pm 13$  угл. мс, для вашингтонского:  $11 \pm 19$  угл. мс. Разности обсуждаемых рядов представлены на левом графике рис. 7 (среднее значение:  $-5 \pm 20$  угл. мс). С учетом оценок точности можно заключить, что почти для всех моментов времени пулковский и вашингтонский ряды согласуются между собой в пределах стандартной ошибки.

Правая половина рис. 7 дает пример сравнения двух свежих теорий движения главных спутников Сатурна (на сервере MULTI-SAT они представлены как Lainey (2012) и Lainey и др. (2017)). Вариации разностей теорий лежат в пределах  $\pm 50$  угл. мс. Характер изменения разностей год от года аналогичен соответствующим вариациям, присущим разностям пулковского и вашингтонского рядов. То есть неопределенности в



**Рис. 6.** Поведение  $O-C$  по склонению для разностей  $S06-S08$  со временем. Слева обсуждаемый пулковский ряд, справа –  $O-C$ , полученные для ряда наблюдений Вашингтонской обсерватории (USNO), представленного в работе Robert и др., 2016.



**Рис. 7.** Разности пулковского и вашингтонского рядов наблюдений (слева) на фоне различия двух вариантов моделей движения (справа) для разностей склонений спутников  $S06-S08$ . Использовались модели Lainey (2012) и Lainey и др. (2017) (ссылки на модели даны согласно сервису MULTI-SAT).

моделях движения для рассматриваемого десятилетия могут достигать десятков миллисекунд. Это можно интерпретировать как свидетельство в пользу высокой информативности обсуждаемых рядов наблюдений для дальнейшего совершенствования моделей движения главных спутников Сатурна.

## ВЫВОДЫ

В ходе данной работы из всех оцифрованных астронегативов с изображениями главных спутников Сатурна, снятых с помощью 26-дюймового рефрактора Пулковской обсерватории в период с 1972 по 1982 гг., было измерено 169. Проведена астрометрическая привязка положений спутников к системе, заданной звездами каталога Gaia DR2. В общей сложности это 3007 отдельных положений спутников Сатурна.

Серьезное внимание уделено процедуре учета влияния ореола на координаты спутников, что

позволило корректно определить положения  $S01-S04$ , изображения которых чаще всего погружены в ореол.

Внутренняя точность измерений спутников составляет 20 угл. мс (или 1 мкм на астронегативе). Тестовая оцифровка пластинок, полученных по той же программе с помощью Нормального астрографа, показала отсутствие значимых систематических разностей, обусловленных различием систем инструментов – 26-дюймового рефрактора и Нормального астрографа.

Выполнено сравнение пулковского ряда наблюдений спутников Сатурна с эфемеридой (Lainey и др., 2017). Показано, что вариации  $O-C$  редко достигают 50 угл. мс по модулю и в среднем составляют  $5 \pm 13$  угл. мс для пары  $S06-S08$ . Сравнение с аналогичным рядом наблюдений, полученном в USNO, демонстрирует более высокую плотность пулковского ряда (в период 1972–1982 гг. пулковских наблюдений почти в 1.5 раза

больше). Вариации разностей рядов и разностей эфемерид (Laineу, 2012; Laineу и др., 2017) для рассматриваемого периода имеют сходные амплитуды. Поэтому можно говорить о том, что пулковский ряд будет полезен для совершенствования эфемерид главных спутников Сатурна.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00843 А.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бережной А.А.* Новая редукция оцифрованных фотографических пластинок с избранными астероидами, полученных на нормальном астрографе пулковской обсерватории в период с 1948 по 1990 гг. // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. № 3. С. 220–229. (*Berezhnoi A.A.* A new reduction of digitized photographic plates with selected asteroids obtained with the normal astrograph of the Pulkovo Observatory from 1948 to 1990 // *Sol. Syst. Res.* 2013. V. 47. Iss. 3. P. 203–212.)
- Киселева Т.П., Киселев А.А., Калинин О.А., Васильева Т.А., Ховричева М.Л.* Результаты астрометрических наблюдений галилеевых спутников Юпитера в Пулковской обсерватории в 1986–2005 гг. // *Астрон. вестн.* 2008. Т. 42. № 5. С. 444–463. (*Kiseleva T.P., Kiselev A.A., Kalinichenko O.A., Vasil'eva T.A., Khovrichева M.L.* Results of Astrometric Observations of Jupiter's Galilean Satellites at the Pulkovo Observatory from 1986 to 2005. // *Sol. Syst. Res.* 2008. V. 42. Iss. 5. P. 414–433.)
- Киселева Т.П., Васильева Т.А., Измайлов И.С., Рощина Е.А.* Новая астрометрическая редукция старых фотографических наблюдений спутников Сатурна на основе оцифровки астронегативов // *Астрон. вестн.* 2015. Т. 49. № 1. С. 76–78. (*Kiseleva T.P., Vasil'eva T.A., Izmailov I.S., Roshchina E.A.* New astrometric reduction of old photographic observations of Saturn's moons based on digitizing of astronegatives // *Sol. Syst. Res.* 2015. V. 49. Iss. 1. P. 72–74.)
- Киселева Т.П., Васильева Т.А., Рощина Е.А., Измайлов И.С.* Новая астрометрическая редукция старых фотографических наблюдений спутников Сатурна на основе оцифровки астронегативов // *Астрон. вестн.* 2016. Т. 50. № 6. С. 425–430. (*Kiseleva T.P., Vasil'eva T.A., Izmailov I.S., Roshchina E.A.* Astrometric studies of the results of a new reduction of old photographic observations of the Saturnian System based on the comparison with the modern theories of satellite motion // *Sol. Syst. Res.* 2016. V. 50. Iss. 6. P. 402–407.)
- Нарижная Н.В., Ховричев М.Ю., Аветян А.А., Биколова Д.А., Еришова А.П., Балева И.А., Куликова А.М., Оськина К.И., Максимова Л.А.* Астрометрические наблюдения галилеевых спутников Юпитера на пулковском Нормальном астрографе в 2016–2017 гг. // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 4. С. 316–323. (*Narizhnaya N.V., Khovrichев M.Yu., Apyeyan A.A., Bikulova D.A., Ershova A.P., Balyaev I.A., Kulikova A.M., O'skina K.I., Maksimova L.A.* Astrometric Observations of the Galilean Moons of Jupiter at the Pulkovo Normal Astrograph in 2016–2017 // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. Iss. 4. P. 312–319.)
- Нарижная Н.В., Ховричев М.Ю., Биколова Д.А.* Наблюдения галилеевых спутников Юпитера в 2018 г. в Пулковке // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. № 5. С. 386–393. (*Narizhnaya N.V., Khovrichев M.Yu., Bikulova D.A.* Observations of the Galilean Moons of Jupiter at Pulkovo in 2018 // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. Iss. 5. P. 363–375.)
- Прэнт У.* Цифровая обработка изображений. М.: Мир, 1982. (*Pratt W.* Digital Image Processing: PIKS Inside 3rd John Wiley & Sons, Inc. New York, N.Y., USA, 2001.)
- Пэску Д.* Методы астрономических наблюдений // *Спутники планет* / Ред. Бернс Дж. М.: Мир, 1980. С. 75–105. (*Pascu D.* Methods of Astrometric Observations // *Planetary Satellites* / Ed. Burns J. Tucson: Univ. Arizona Press, 1976.)
- Arlot J.-E., Robert V.* New tools for reducing old observations: Project NAROO // EPSC-DPS Joint Meeting 2019, held 15–20 September 2019 in Geneva, Switzerland, id. EPSC-DPS2019-1961.
- de Cuyper J.-P., de Decker G., Winter L., Zacharias N.* The Archive and Digitizer Facility at the ROB // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*. ASP Conference Proceedings, Vol. 442, proceedings of a Conference held at Seaport World Trade Center, Boston, Massachusetts, USA on 7–11 November 2010. Edited by Ian N. Evans, Alberto Accomazzi, Douglas J. Mink, and Arnold H. Rots. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2011. P. 301.
- Emel'yanov N.V., Arlot J.-E.* The natural satellites ephemerides facility MULTI-SAT // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 487. P. 759–765.
- Emelyanov N.V.* Influence of tides in viscoelastic bodies of planet and satellite on the satellite's orbital motion // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 479. Iss. 1. P. 1278–1286.
- Gaia Collaboration; Brown A.G.A., Vallenari A., Prusti T., de Bruijne J.H.J., Babusiaux C., Bailer-Jones C.A.L., Biermann M., Evans D.W., Eyer L., Jansen F., Jordi C., Klioner S.A., Lammers U., Lindegren L., Luri X., Migard F., Panem C., Pourbaix D., Randich S.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 616. A1. P. 1–22.
- Khovrichев M.Yu.* Astrometric observations of the Uranian satellites with the Faulkes Telescope North in 2007 September // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2009. V. 393. Iss. 4. P. 1353–1358.
- Laineу V., Arlot J.-E., Karatekin Ö., van Hoolst T.* Strong tidal dissipation in Io and Jupiter from astrometric observations // *Nature.* 2009. V. 459. Iss. 7249. P. 957–959.
- Massey R., Refregier A.* Polar Shapelets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2005. V. 363. Iss. 1. P. 197–210.
- Laineу V., Karatekin Ö., Desmars J., Charnoz S., Arlot J.-E., Emelyanov N., Le Poncin-Lafitte Ch., Mathis S., Remus Françoise, Tobie Gabriel, Zahn Jean-Paul.* Strong Tidal Dissipation in Saturn and Constraints on Enceladus' Thermal State from Astrometry // *Astrophys. J.* 2012. V. 752. Iss. 1. article id. 14. P. 19.
- Laineу V., Jacobson R.A., Tajeddine R., Cooper N.J., Murray C., Robert V., Tobie G., Guillot T., Mathis S., Remus F., Desmars J., Arlot J.-E., De Cuyper J.-P., Dehant V., Pascu D., Thuillot W., Le Poncin-Lafitte Ch., Zahn J.-P.* New constraints on Saturn's interior from Cassini astrometric data // *Icarus.* 2017. V. 281. P. 286–296.
- Robert V., Pascu D., Laineу V., Arlot J.-E., De Cuyper J.-P., Dehant V., Thuillot W.* New astrometric measurement and reduction of USNO photographic observations of the main Saturnian satellites: 1974–1998 // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 596. A37. P. 1–10.