

ISSN 0320-930X

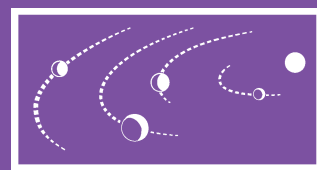
Том 57, Номер 2

Март - Апрель 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Исследования Солнечной системы



www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 57, Номер 2, 2023

Электромагнитные явления, сопровождающие прохождение железного метеорита через атмосферу Земли <i>А. Д. Филоненко</i>	103
Пространственные и генетические соотношения корон, лопастных равнин и рифтовых зон Венеры <i>Е. Н. Гусева, М. А. Иванов</i>	113
Оценка мощности выбросов из ударных кратеров в южном полярном регионе Луны <i>А. С. Красильников, С. С. Красильников, М. А. Иванов, Дж. У. Хэд</i>	124
Особенности форшок-транзиентов у головных ударных волн планет <i>С. Д. Шувалов</i>	136
Механизмы формирования отрицательной поляризации небесных тел: обзор и компьютерное моделирование <i>Д. В. Петров, Н. Н. Киселев, А. А. Савушкин, Е. А. Жужулина</i>	147
О возможностях оценки свойств частиц в экзосфере активного астероида по деталям в УФ- и видимом диапазонах спектров отражения <i>Е. В. Петрова, В. В. Бусарев</i>	166
Избранные проблемы классической и современной небесной Механики и звездной динамики. II. Современные исследования <i>И. И. Шевченко, А. В. Мельников, В. Б. Титов, Р. В. Балугев, А. В. Веселова, А. В. Кривов, Д. В. Микрюков, Д. В. Миланов, А. А. Мюллари, И. И. Никифоров, Н. П. Питьев, Е. Н. Поляхова, Л. Л. Соколов, В. Ш. Шайдулин</i>	181

УДК 523.6

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

© 2023 г. А. Д. Филоненко*

Луганский национальный университет им. Владимира Даля, Луганск, Россия

**E-mail: uy5lo@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2022 г.

После доработки 22.09.2022 г.

Принята к публикации 29.10.2022 г.

Исходя из наблюдательных фактов, автор предлагает модель образования электрического заряда в железных метеоритах в нижних слоях атмосферы посредством фотоэлектронной эмиссии при воздействии на его поверхность излучения высокотемпературной плазмы. Показано, что при больших числах Маха взрывоподобное разрушение железного метеорита может быть вызвано не только инерционными, но и электростатическими силами. Последующая зарядка фрагментов намного увеличивает их суммарный заряд, а движение с ускорением вызывает электромагнитное излучение в диапазоне низких частот. Электростатические и электромагнитные поля, сопровождающие движение метеорных тел в атмосфере, могут быть причиной наблюдаемых эффектов на поверхности Земли, т.е. радиопомех, поражения электрическим зарядом человека, огней св. Эльма и некоторых других.

Ключевые слова: метеорит, ударная волна, фотоэлектронная эмиссия, электрический заряд, радиоизлучение

DOI: 10.31857/S0320930X23020020, **EDN:** NVIQWZ

ВВЕДЕНИЕ

Известно много ярких примеров, необыкновенного воздействия падающих болидов, свидетелями которых было множество людей, находящихся в непосредственной близости от его траектории. Например, характерная ситуация имела место с Чулымским метеоритом в 1984 г. (Анфиногенов, 1985). Полет сопровождался очень необычными звуковыми эффектами. По мере движения были 2–3 особенно яркие вспышки, и на высоте 10–12 км тело начало интенсивно разрушаться. Многие свидетели одновременно с наблюдениями ярких оптических эффектов слышали звуки, характерные для электрических разрядов. Это так называемые электрофонные звуки, которые вызваны не распространением механических колебаний воздуха, а связаны, по мнению некоторых исследователей, с электромагнитными волнами низкой частоты, излучаемыми болидом. Обычный звук на несколько минут запаздывал бы от видимых вспышек, как, например, гром от молнии. Кроме этого, во многих населенных пунктах очевидцы говорили о тепломехах. В поселке Минаевка, близ которого произошла финальная вспышка, вышли из строя фотоэлементы люминесцентных ламп.

Не менее яркое событие имело место в сентябре 2002 г., когда над территорией Иркутской области наблюдался так называемый Витимский болид (Дмитриев, 2005) с начальной массой (до сгорания в атмосфере) около 160 т. Во время его полета в районе поселка Мама очевидцами отмечались необычные звуки (шуршание, жужжание) и нарушение режима электроснабжения. Согласно показаниям свидетелей, лампы накаливания в люстре во время полета болида зажглись вполнакала на несколько секунд, хотя электроснабжение всего поселка в эту ночь отсутствовало. Кроме этого, найдены свидетели, которые заметили появление яркого свечения на вершинах столбиков ограды метеоплощадки местного аэропорта (вероятно, так называемые огни святого Эльма). Экспедиция, работавшая в предполагаемом районе падения, собрала образцы снега с микроскопическими (10–100 мкм) частицами в форме черных шариков.

Совершенно другие последствия наблюдались при падении Сихотэ-Алинского метеорита. Главное отличие состоит в том, что после падения было обнаружено большое количество фрагментов, которые состояли практически из чистого железа.

В феврале 1947 г. в Приморском крае в Уссурийской тайге в горах Сихотэ-Алинь на Дальнем Востоке упал метеорит с начальной массой несколько тысяч тонн, из которых около 10% смогло достигнуть земной поверхности со скоростью 14–15 км/с (Фесенков, 1951). Именно это событие позволяет получить некоторые сведения относительно заряжения метеорита. Для проведения оценок будем полагать, согласно (Фесенков, 1951), диаметр метеорита вблизи поверхности Земли равным $R_m = 1.5$ м и его массу $M_M = 100$ т на высоте 10–20 км. Приближаясь к поверхности Земли, он испытал многократное дробление. Опрос свидетелей и результаты работ экспедиции показали, что первый взрыв болида произошел на высоте около 25 км, а последний примерно на высоте 5–6 км. На площадь около 20 км² выпало более 100 тысяч фрагментов массой от долей грамма до сотен килограмм. Всего было собрано несколько десятков тысяч фрагментов общей массой более 27 т. Химический анализ показал, что в Сихотэ-Алинском метеорите доля железа составляет 94%.

В книге (Кринов, 1981) описан единственный факт, касающийся электрических явлений, связанных с Сихотэ-Алинским метеоритом. По сообщению наблюдателя, монтер, находившийся в момент падения метеорита на телефонном столбе, во время вспышки ощутил резкий электрический разряд от проводов, несмотря на то, что линия была выключена. Это один из немногих фактов, согласно которому можно сделать некоторые количественные оценки относительно электрических явлений для этого болида.

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА СИХОТЭ-АЛИНСКОГО МЕТЕОРИТА

На сегодняшний день нет ни одного измерения каких-либо электрических величин, связанных с падением метеоритов очень большой массы. Существуют только отдельные наблюдательные факты, о которых упоминалось выше. Именно они дают единственную возможность попытаться понять природу наблюдаемых явлений при падении очень крупных метеоритов. На основании показаний очевидцев можно, допуская разумные предположения, попытаться выяснить природу и интенсивность электрических процессов, сопровождающих падение железного метеорита в атмосфере Земли.

Основная цель последующего анализа состоит в выяснении природы метеороэлектрических явлений железных метеоритов, в частности, Сихотэ-Алинского метеорита, и в оценке величины этого заряда, который вызвал наблюдавшийся эффект (поражение электрическим током). Очевидно, при этих вычислениях и выводах относи-

тельно механизма приобретения заряда метеоритом следует принимать ряд предположений, которые при получении разумных оценок можно принимать как наиболее вероятные.

В случае Сихотэ-Алинского метеорита достоверно известно только одно наблюдение, связанное с проявлением электрических эффектов. Это удар электрическим током монтера, который ремонтировал телефонную линию, находясь на столбе во время пролета метеорита. Достоверно известно, что телефонная линия в это время была обесточена (Кринов, 1981). Поскольку случай поражения электрическим током монтера нигде в деталях не описан, то следует предположить, что удар электрическим током имел место при нескольких различающихся обстоятельствах, от которых может сильно зависеть величина заряда метеорита и его фрагментов. Далее рассмотрим одно из возможных обстоятельств, при котором требуется наименьшая величина заряда для ощутимого удара электрическим током.

Монтер имел электрический контакт с землей, например, стоял на металлической лестнице или держался за мокрый столб и за телефонные провода, изолированные от земли. В этом случае электрическое поле заряженного метеорита вызывает разделение зарядов в изолированном проводнике и, хотя проводник в целом остается нейтральным, но одна из его противоположно заряженных частей может разрядиться через тело монтера. Такое явление известно, как электризация через влияние (Леб, 1963).

Тогда, считая поверхность земли идеальным проводником и потенциал ее равным нулю, найдем, что потенциал проводника, находящегося на высоте h относительно земли определяется выражением $\Phi_w \approx Ex = Q_m h / 8\pi\epsilon_0 R^2$, где $\epsilon_0 \approx 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м — электрическая постоянная, $R \approx 5$ км — расстояние от метеорита до телефонных проводов. Кроме этого, известно, что емкость проводника, находящегося на высоте $h \sim 5$ м над проводящей поверхностью равна $C_w = 2\pi\epsilon_0 L / \ln(2h/d)$, где $d \sim 1$ мм — диаметр провода, $L \approx 10^4$ м — предположительно, длина проводника. Величина тока I_h , ощущаемого человеком, связана со временем его действия τ и определяется выражением $I_h = D/\sqrt{\tau}$, где $D = 0.166$ А с^{1/2} (Маньков, 2008). Характерное время действия в этом случае является постоянной времени электрической цепи, т.е. $\tau = R_h C_w$, где R_h — сопротивление тела человека, которое заключено в пределах 300–1000 Ω , и, как известно, зависит от степени поражения током. Если величина тока такова, что человек испытывает сильный удар, то сопротивление минимально (~ 300 Ω) вследствие пробоя кожного покрова на пальцах руки (Маньков, 2008). Более того, можно предположить, ис-

ходя из погодных условий, что руки монтера могли быть влажными, и сопротивление кожи резко понизилось. Для определенности примем среднее значение $R_h = 500 \Omega$.

В поле метеорита проводник поляризуется, причем, обе его половины будут иметь противоположные заряды. При прикосновении к ближней части проводника, электрический заряд пройдет через тело человека в землю, и он ощутит удар, если ток окажется достаточной для этого силы и длительности. Из этих соотношений получаем приблизительное равенство $C_w \Phi_w / \tau \approx D / \sqrt{\tau}$. Откуда находим величину заряда Q_m

$$Q_m \approx \frac{R^2 D}{h} \sqrt{\frac{4\pi R_h \epsilon_0 \ln\left(\frac{2h}{d}\right)}{L}} \approx 6 \text{ Кл.}$$

Если метеорит каким-либо образом заряжается до величины Q_m , то след метеорита должен иметь такой же по величине заряд, но противоположный по знаку. Поэтому в полученных результатах нужно учесть поле, создаваемое следом болида. Обозначим длину следа через L_w и будем для определенности считать, что в момент поражения электрическим разрядом болид находился над монтером. Если положить, например, $R = L_w = 5 \text{ км}$, то элементарная оценка заряда болида Q_m , с учетом сказанного, должна составить приблизительно $Q_m \approx 10 \text{ Кл}$.

Однако требуемая величина заряда $Q_m \approx 10 \text{ Кл}$ не может быть достигнута вследствие возможного разрушения метеорита на фрагменты. Минимальный заряд железного метеорита Q_{cr} , при котором он разделяется на две равные половинки, можно оценить по формуле

$$Q_{cr} = 4\pi R_m^2 \sqrt{\epsilon_0 \sigma_{cr}}. \quad (1)$$

Например, для принятых ранее величин $R_m = 1.5 \text{ м}$, заряд $Q_{cr} \approx 2.8 \text{ Кл}$ и $\sigma_{cr} \sim 10^9 \text{ Па}$ предельная напряженность железа на разрыв. При большей величине заряда кулоновские силы разрушат метеорит на фрагменты.

О МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЖЕЛЕЗНЫМ МЕТЕОРИТОМ В НИЖНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Падение крупных метеоритов массой в сотни тонн это чрезвычайно редкое явление. Поэтому первые попытки создания модели собственного радиоизлучения касались относительно мелких метеороидов. Например, в работе (Филоненко, 2020) подробно описаны экспериментальные исследования механизмов этого явления в некоторых работах и представлена модель радиоизлучения мелких метеоритов, в основе которой лежит

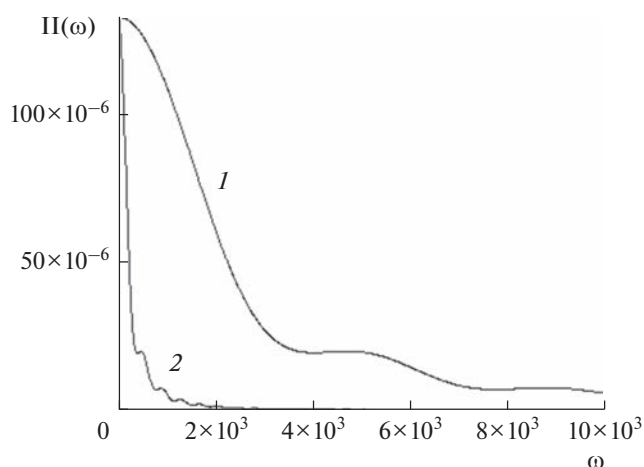


Рис. 1. Спектр радиоизлучения $\Pi(\omega)$ (Дж/м²) фрагментов с размерами: 1) $r_g = 10^{-4} \text{ м}$, 2) $r_g = 10^{-3} \text{ м}$.

явление электризации метеороида в верхних слоях атмосферы. Само же излучение связано с заторможенным движением его заряженных фрагментов.

Другая точка зрения на природу этого явления представлена в работе (Beech, 1995). Авторы привлекают для своей гипотезы явление ударной волны (УВ), возникающей перед телом, движущимся в атмосфере с гиперзвуковыми скоростями. Наличие большого градиента давления, температуры и других параметров в УВ способствует сильной диффузии электронного газа по отношению к ионному газу и возникновению объемных зарядов. Чтобы оценить порядок величины электрического поля, генерируемого УВ, авторы статьи (Beech, 1995) ссылаются на результаты, опубликованные в статье (Зельдович, 1966), однако не учитывают тот факт, что высокая напряженность электрического поля существует только в области двойного электрического слоя с толщиной порядка величины дебаевского радиуса (Зельдович, 1966). Поэтому в точке нахождения наблюдателя это поле будет чрезвычайно мало.

Сейчас известны две основные гипотезы о природе электрических явлений, вызванных движением крупных болидов в атмосфере Земли. Для объяснения того, каким образом метеорит может создавать электромагнитное поле высокой напряженности, была предложена (Бронштэн, 1983; Симонов, 2008) модель, известная ранее как динамо-эффект (см., например, Брагинский, 1964; Моффат, 1980), в основе которой лежит предположение о наличии в следе болида плазмы с настолько высокой электрической проводимостью, что магнитное поле Земли оказывается «вмороженным». И если при быстром движении болида турбулентные вихри будут закручивать силовые линии магнитного поля, то его индукция в следе болида будет возрастать. При разрушении этого

следа энергия будет передаваться окружающему пространству в виде радиоволн. Например, в работе (Бронштэн, 1983) было найдено, что мощность излучения для метеора с видимой звездной величиной $M_v \sim -10$ должна быть порядка $P = 1$ кВт. Подставляя характерные величины (СИ) $c = 3 \times 10^8$ м/с, $R = 10$ км в известную формулу для связи напряженности поля от источника излучения E с его мощностью P , $E = (1/2R)\sqrt{P/(\pi\epsilon_0 c)}$, получим напряженность $E \approx 0.017$ В/м, создаваемую таким источником радиоволн на поверхности земли. Разумеется, это очень мало для объяснения метеороэлектрических явлений, даже в том случае, если предположить, что мощность излучения будет на несколько порядков больше. Таким образом, магнитогидродинамическая модель генерации электромагнитного поля вряд ли может объяснить большинство наблюдаемых метеороэлектрических эффектов и, в особенности, электростатических.

Во второй модели генерации, основанной на явлении термоэлектронной эмиссии, учитывается тот факт, что для обтекающего метеороид потока число Маха намного больше единицы и температура за УВ достигает нескольких десятков тысяч градусов, т.е. температура поверхности железного метеорита близка к 1800 К, и это вполне достаточно для интенсивной термоэмиссии и плавления приповерхностного слоя. Таким образом, метеорит получает положительный заряд и, если он окажется достаточно велик, то он может вызвать наблюдаемые эффекты. Один из вариантов такого механизма заряжения описан в работе (Невский, 1978), однако слишком необычные предположения о роли плазмы за скачком УВ, увеличивающей потенциал метеорита на много порядков, входят в противоречие с классической электродинамикой и вызывают сомнения в правильности выводов этой модели. Более детальная критика этой работы опубликована в статье (Райзер, 2003). Как показывают дальнейшие оценки, наиболее эффективный механизм эмиссии электронов связан с излучением плазмы и фотоэмиссией электронов с поверхности метеорита.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯЖЕНИЯ ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА ФОТО- И ТЕРМОЭМИССИЕЙ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ МАХА

Для предполагаемого заряда метеорита $Q_m = 10$ Кл эмиссионные фотоэлектроны и термоэлектроны не смогут самостоятельно удалиться от положительно заряженной поверхности, так как их энергия не превышает нескольких электронвольт. Поскольку болид вследствие фотоэффекта заряжа-

ется положительно, то наступит момент, когда электрон, не сможет покинуть его поверхность.

Однако, вследствие полученной от фотона энергии, некоторая часть электронов с большей вероятностью будут находиться вблизи поверхности метеороида. Следует предположить, что обтекающий поток ионизованного газа увлекает за собой капельки расплавленного железа вместе с электронами. Ионы, окружающие плазму, могут рекомбинировать с этими каплями, однако избыток отрицательного заряда все равно будет иметь место в плазме и может быть снесен потоком. В этой связи следует принять во внимание турбулентный характер обтекания поверхности в пограничном слое, и это, в первую очередь, означает, что вихревые возмущения вблизи поверхности будут увлекать заряженные частички (капельки) жидкого металла и при определенных условиях могут быть снесены набегающим потоком вследствие отрыва пограничного слоя (Ландау, 1986; Райзер, 2011).

Наиболее эффективные механизмы эмиссии электронов из железного метеорита при высоких температуре и плотности плазмы — это термоэлектронная и фотоэлектронная эмиссии. Анализируя два этих механизма, нужно оценить их эффективность, т.е. найти величину заряда, приобретаемого метеороидом за единицу времени. Эта оценка важна для выбора модели электрической зарядки. Известно, что ток насыщения с единицы поверхности нагретого металла при температуре T определяется формулой Ричардсона—Дэшмана (Херинг, 1950)

$$I_T = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}}, \quad (2)$$

где $A = 120$ А/(см² град²) — постоянный множитель, k — постоянная Больцмана, а W — работа выхода электрона, характерная для данного металла. Подстановка в выражение (2) величин $W = 4.5$ эВ и $T = 1800$ К дает ток с поверхности метеороида $S_m = \pi R^2$, равный 8 А, если даже не учитывать коэффициент отражения от границы металл-вакуум. Это значит, что каждую секунду заряд метеороида увеличивается на 8 Кл. Фактически, ток будет существенно меньше, поскольку вылетевшие электроны могут после ряда столкновений вновь возвратиться в металл под действием электростатических сил.

Эмиссия электронов с поверхности железного метеорита может быть вызвана и ультрафиолетовым излучением плазмы, нагретой до десятков тысяч градусов. При числе Маха $M = 50$ температура за ударной волной близка к 30000 К, газ полностью ионизован и плотность приблизительно в 10 раз выше плотности окружающей атмосферы (Зельдович, 1966; Райзер, 2011). Однако не все фотоны из плазмы попадут на поверхность метеорита. Это связано с направлением движения фо-

тонов, прозрачностью плазмы на различных частотах и неравномерностью распределения температуры в слое газа, прилежащем к поверхности метеорита, которая имеет температуру, приблизительно равную точке плавления железа. Этот расчет осложняется еще тем, что в прилежащем слое газа возникнет градиент температуры, который, в свою очередь, будет зависеть от состояния газа, т.е. от степеней диссоциации и ионизации. Проблема будет усложняться турбулентным течением и пограничным слоем при очень высоком градиенте температуры. Такая сложная задача не является целью настоящей работы, и для более грубой оценки величины фототока следует сделать разумные допущения, например, использовать выражение для средней величины росселандова пробега, в случае, когда газ полностью ионизован и тормозной механизм поглощения фотонов является преобладающим. В этом случае средний росселандов пробег λ_R для концентрации плазмы за УВ будет ($N \approx 8 \times 10^{19} \text{ 1/см}^3$ на высоте 10 км) равен (Зельдович, 1966)

$$\lambda_R = 4.8 \times 10^{24} \frac{T^{\frac{7}{2}}}{N^2 Z^2} = 3.5 \text{ см.} \quad (3)$$

Фактически, выражение (3) означает, что для ультрафиолетового излучения плазма, окружающая метеорит, практически прозрачна в слое толщиной $\lambda_R = 3.5 \text{ см}$, поэтому приблизительно 1/6 часть фотонов в этом слое с энергией, большей, чем работа выхода из металла, пройдет сквозь плазму, окружающую метеорит, и сможет вырвать электрон на поверхность. Для оценки силы тока фотоэлектронной эмиссии следует учесть, что при числе Маха $M = 50$ основные параметры имеют следующие значения: температура за фронтом УВ равна $T = 30000 \text{ К}$, степень сжатия $\rho_1/\rho_0 = 9.75$ и давление $p_1 = 2980 \text{ атм.}$ (Зельдович, 1966). Для массы метеорита $M_M = 100 \text{ т}$ радиус равен $R_m \approx 1.5 \text{ м}$, толщина d “пробки”, т.е. расстояние между границей УВ и обтекаемым телом $d = 2R/(\rho_1/\rho_0) = 0.3 \text{ м}$, а ее площадь равна приблизительно $S_c \approx \pi(R_m)^2 \approx 6 \text{ м}^2$ (Райзер, 2011). При температуре за УВ порядка $3 \times 10^4 \text{ К}$ воздух полностью ионизован (см., например, Капцов, 1950; Райзер, 2011) и лучеиспускательная способность плазмы связана в основном со свободно-свободными переходами. Дифференциальная лучеиспускательная способность для тормозного излучения определяется выражением (Зельдович, 1966)

$$J(\nu) = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3kTm} \right)^{0.5} \frac{Z^2 q^6}{mc^3} N_+ N_- e^{-\frac{h\nu}{kT}}.$$

Для энергии $h\nu_1 \geq 5 \text{ эВ}$ количество фотонов N_p , излученных слоем плазмы с полным объемом $V_c \approx \pi(R_m)^2 \lambda_R = 0.25 \times 10^6 \text{ см}^3$ равно

$$N_p = \frac{1}{6} V_c \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{J(\nu)}{h\nu} d\nu \approx 10^{32} \text{ с}^{-1}. \quad (4)$$

Согласно феноменологической теории Фаулера (Соболева, 1974; Добрецов, 1966) величина фототока насыщения I пропорциональна интенсивности излучения, $I \sim YJ/h\nu$, где Y — квантовый выход. Для чистых поверхностей и чистых металлов, у которых работа выхода $4.5\text{--}5 \text{ эВ}$, квантовый выход имеет порядок $10^{-5}\text{--}10^{-4}$. Материал метеорита не является чистым, а примеси могут повышать или понижать работу выхода из металла. Если предположить, что, в самом неблагоприятном случае, квантовый выход окажется порядка $Y = 10^{-8}$, то даже в этом случае максимальный фототок (4) с поверхности метеорита составит $I \approx 10^5 \text{ А}$. Другими словами, согласно сделанным допущениям и оценкам, за секунду полета метеорит приобрел бы заряд 100000 Кл , если бы скорость зарядки определялась только фотоэлектронной эмиссией. Это на порядки эффективнее, чем термоэлектронная эмиссия (2).

ПРЕДЕЛЬНАЯ ВЕЛИЧИНА ЗАРЯДА ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА

Очень важным обстоятельством в модели зарядки метеорита является величина предельного механического напряжения (1), ответственного за разрушение метеорита при движении в нижних слоях атмосферы. Доминирующая в настоящее время гипотеза разрушения метеорита связана с возникновением большого градиента давления при движении на участке пути с максимальными ускорением и плотностью атмосферы (Тирский, 2008; Егорова, 2016; Попов, 2005). Ускорение, с которым метеорит движется в атмосфере, определяется силой сопротивления набегающему потоку воздуха, и давление соответственно равно

$$p_i = \frac{M_M \dot{V}}{\pi R_m^2} \approx \gamma \rho_a v^2, \quad (5)$$

где коэффициент $\gamma \approx 0.3$ (Попов, 2005). Например, для Сихотэ-Алинского метеорита на высоте разрушения ($\sim 20 \text{ км}$, $\rho_a = 0.085 \text{ кг/м}^3$) при скорости $\sim 10^4 \text{ м/с}$ найдем из (5) $p_i = 2.5 \times 10^6 \text{ Па}$. Давление в различных слоях (перпендикулярных к ускорению) инерционных сил в этом теле будет наибольшим в области набегающего потока и равно нулю на его обратной стороне. В результате такого большого градиента давления тело, согласно этой гипотезе, будет разрушаться, начиная со стороны, обращенной к набегающему потоку. Поскольку величина предельного напряжения, вызванная инерционными силами p_i почти на три порядка меньше табличных значений для железа, а с другой стороны, кулоновское давление (1) при определенном заряде может быть больше пре-

дельной прочности, то это вызывает сомнения в причине взрывоподобного разрушения железных метеоритов инерционными силами. Вероятнее всего, инерционные силы, максимум которых находится на границе метеорита и набегающего потока, и высокая температура разрушают метеорит не взрывоподобно, а за некоторое конечное время. Можно предположить, что для железного Сихотэ-Алинского метеорита такая гипотеза взрывоподобного механизма не всегда играет первостепенную роль, и для железных метеоритов следует иметь в виду и другую, связанную с кулоновскими силами. Это не новая точка зрения на процесс разрушения. Похожая гипотеза была высказана и ранее (Соляник, 1980).

Положительный заряд метеорита представляет собой оставшиеся без электронов атомы (ионы) железа, находящиеся в узлах кристаллической решетки. При некоторой величине заряда Q_{cr} внутреннее давление, вызванное взаимным отталкиванием ионов, достигнет величины, сравнимой с предельной прочностью железа $\sigma_{cr} \approx 10^9$ Па. Наименьшее давление соответствует разрушению на две половинки, и, приравнявая давление кулоновских сил к величине предельной прочности, получим критическую величину заряда (1) $Q_{cr} = 2.8$ Кл.

Заряд такой величины может оказаться недостаточным для того, чтобы имели место те метеороэлектрические эффекты, которые обсуждались выше (т.е. поражение электрическим током монтера, огни св. Эльма и пр.). При достижении такого заряда $Q_{cr} = 2.8$ Кл метеорит начнет разрушаться. Но, вероятнее, что это произойдет раньше, так как предельная прочность материала метеорита, возможно, меньше, чем предельная прочность железа.

В плотной атмосфере фрагменты метеорита достаточно быстро вновь получают критический заряд согласно схеме, описанной выше (5), и тоже, в свою очередь, будут разрушаться. Тот факт, что фрагменты будут дозаряжаться до критического значения, следует из того, что оставшийся заряд на одной из половинок $Q_{cr}/2 = 1.4$ Кл не удовлетворяет выражению (1). Для этого, предполагая сферическую форму фрагментов, запишем

(1) в виде $Q_{cr} = 4\pi \left(\frac{3M_M}{4\pi\rho} \right)^{\frac{2}{3}} \sqrt{\varepsilon_0\sigma_{cr}}$, где M_M — масса метеорита. После разделения на половинки заряд каждого Q_f должен быть, согласно (1), $Q_f = Q_{cr} \times \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \approx 1.7$ Кл, т.е. фрагмент до развала может дополнительно приобрести заряд 0.3 Кл.

Такое дробление будет продолжаться до тех пор, пока осколки не достигнут поверхности зем-

ли или их скорость не упадет до значений, при которых УВ станет намного слабее и температура поверхности метеорита и окружающей его плазмы существенно упадет. Однако, учитывая быстрое заряджение фотоэлектронной эмиссией, суммарный заряд q_s фрагментов станет значительно больше, чем исходный заряд тела $Q_{cr} = 2.8$ Кл перед его разрушением (1). И в этой связи очень важно отметить тот факт, что именно при яркой вспышке (т.е. когда метеорит взорвался) монтер испытал электрический разряд (Кринов, 1981).

Для проверки этого предположения нужно оценить количество осколков, необходимое для суммарного заряда $q_{sf} = 10$ Кл и оценить время заряджения этих осколков. Очевидно, заряджение должно завершиться за время, намного меньшее, чем время полета фрагментов. Как было показано выше, наибольшая эффективность этого процесса связана с фотоэлектронной эмиссией. Если сопоставить максимально возможный заряд метеорита со скоростью заряджения 10^5 Кл/с, то можно предположить, что время зарядки составляет доли миллисекунды, а в случае фрагментов это время еще меньше.

Для оценки количества осколков, у которых суммарный заряд станет $q_{sf} = 10$ Кл, и их характерных размеров будем предполагать, что они имеют сферическую форму и одинаковый радиус R_f . Для проявления метеороэлектрических эффектов, описанных выше (как минимум — поражение монтера), предположим, что суммарный заряд фрагментов $q_{sf} = 10$ Кл, а их количество N_f . Это дает связь (1) $q_{sf} = 4\pi N_f R_f^2 \sqrt{\sigma_{cr}\varepsilon_0}$. Известно, что после падения метеорита было собрано более 3500 фрагментов общей массой 27 т. Среди них были, как очень маленькие, так и очень большие. Остальные фрагменты не обнаружены. Обозначим суммарную массу гипотетических фрагментов одинакового размера через M_M , тогда $M_M = 4\pi N_f R_f^3 \rho_m / 3$. Используя эти выражения, найдем, что количество фрагментов равно

$$N_f = \frac{q_{sf}^3 \rho_m^2}{36\pi M_M^2 (\varepsilon_0 \sigma_{cr})^{3/2}}.$$

Например, для $q_{sf} = 10$ Кл, и $M_M = 100$ т получим $R_f \approx 0.15$ м и $N_f \approx 52$. Другими словами, это следует понимать так, что до разрушения метеорит зарядился до 2.8 Кл, затем разрушился на 52 фрагмента радиусом $R_f \approx 0.4$ м, которые зарядились в сумме до 10 Кл, и наведенный заряд на телефонных проводах поразил монтера именно в момент вспышки (как описывает свидетель), т.е. фактически вблизи момента разрушения метеорита. При этом важно отметить, что фрагменты заряжаются положительно, а след метеорита получает такой же по величине заряд, но отрицатель-

ный. Однако, если траектория метеорита находится на высоте несколько километров, то электростатическое поле вблизи поверхности земли будет определяться в основном положительным зарядом фрагментов. Например, тот факт, что свидетели падения Витимского болида заметили появление яркого свечения на вершинах столбиков ограды метеоплощадки местного аэропорта (см. Введение) можно объяснить наведением электростатического поля фрагментов вблизи места наблюдения. Для высоты $R = 5$ км напряженность поля составит $E_{sf} = \frac{q_{sf}}{4\pi\epsilon_0 R^2} \approx 4000$ В/м. Этого вполне достаточно, чтобы вызвать коронный разряд на острых предметах, где напряженность может достигнуть 3×10^6 В/м (Райзер, 1992).

Здесь необходимо сделать замечание, которое касается, возможно, только Сихотэ-Алинского и железных метеоритов. Доподлинно не известно, какой величины заряд выносят капельки металла из метеорита. Но есть один главный факт: метеорит разрушается практически мгновенно. В неинерциальной системе отчета, связанной с метеоритом, тело испытывает сжатие двух сил — лобовой нагрузки со стороны набегающего потока и объемной неинерциальной силы, возникающей из-за торможения. Как известно из механики, разрушение связано с распространением трещин в твердом материале со скоростью звука в данной среде, и после зарождения единственной трещины, тело разрушается взрывоподобно. Кроме этого, следует заметить, что нагревание большого болида до температуры плавления нереально. При движении болида в атмосфере за короткое время нагревается небольшой поверхностный слой, толщиной несколько миллиметров. Даже учитывая хорошую теплопроводность вещества железного метеорита, трудно ожидать, что за несколько секунд падения его тело прогреется до значительных температур.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЕ РАЗРУШЕНИЕ МЕТЕОРИТА

Согласно приведенным выше оценкам, для поражения электрическим током монтера оказалось достаточным, чтобы суммарный заряд фрагментов составлял около 10 Кл. Известно, что вблизи поверхности Земли масса метеорита составляла не менее 100 т (Фесенков, 1951), а экспедиции собрали всего 27 т вещества, поэтому можно предположить, что остальная масса вещества в виде мелких фрагментов метеорита при его взрывоподобном разрушении также составляет десятки тонн. Тогда, исходя из полного заряда мелких фрагментов можно попытаться объяснить метеороэлектрические явления, вызванные падением метеорита

подобного Сихотэ-Алинскому. Для этого, исходя из предыдущих выражений, будем иметь максимально возможный суммарный заряд мелких фрагментов с полной массой $M_M q_{sf} = 3M_M \sqrt{\epsilon_0 \sigma_{cr}} (\rho_m R_f)^{-1}$.

Выберем, например, $M_M = 50$ т и $R_f = 1$ мм — радиус фрагмента. Оказывается, что в этом случае полный заряд фрагментов равен $q_{sf} = 670$ Кл. Всякого рода радиопомехи, слышимые в телефонных трубках, радиоприемниках или телевизорах, связаны с тормозным излучением радиоволн заряженными фрагментами. Оценки, представленные ниже (9), показывают, что максимальное ускорение в начале движения фрагмента с радиусом $R_f = 1$ мм составляет величину более, чем 10^6 м/с². Естественно, следует ожидать, что фрагменты будут источниками радиоволн.

Электроны в плазме метеорита также являются источниками радиоизлучения, но такое излучение не будет квазикогерентным (Филоненко, 2018). В данном случае квазикогерентное излучение фрагментов возможно, так как основная доля излучаемой энергии будет приходиться на область низких частот (т.е. килогерцовый диапазон) и при этом следует суммировать не энергию излучения отдельных осколков, а напряженность поля всех осколков. Этот факт может намного порядков увеличить интенсивность в правильно выбранной полосе частот. Одно из основных требований — это необходимость того, чтобы период радиоволны был существенно больше, чем время движения большинства фрагментов. Кроме этого, следует заметить, что отрицательно заряженные микрочастицы, покинувшие фрагмент (в виде дымного следа), быстро останавливаются, а оставшийся положительный заряд в осколке продолжает замедленно двигаться. Более того, интенсивность такого тормозного излучения фрагмента будет определяться полным его положительным зарядом в течение всего времени движения в то время, как интенсивность излучения электронов в следе фрагмента будет некогерентной. Таким образом, характер радиоизлучения электронов и фрагментов будет принципиально разным, как по спектральным характеристикам, так и по интенсивностям. Фактически, это означает, что в дальнейших оценках следует учитывать тормозное излучение только фрагментов. Однако следует учитывать и тот факт, что в процессе движения радиус фрагмента уменьшается вследствие абляции, и это вносит некоторую погрешность, если не усложнять модель.

Для проведения соответствующих оценок воспользуемся простой физической моделью метеоров, в которой основными являются выражения, связывающие массу метеорита и его скорость v (см., например, Астапович, 1958; Бронштэн, 1981). Для упрощения оценок будем считать, что фраг-

мент имеет форму, близкую к сферической. Под действием силы торможения $F = \Gamma S \rho_a v^2$ он движется замедленно. Здесь и далее v — скорость фрагмента, $\Gamma \sim 1$ — аэродинамический коэффициент сопротивления, ρ_a — плотность атмосферы, S — площадь поперечного сечения фрагмента. В этом случае уравнение движения и уравнение потери массы записываются в виде простых дифференциальных уравнений

$$m \frac{dv}{dt} = -S \rho_a v^2; \quad \frac{dm}{dt} = -\frac{S \rho_a v^3}{2Q},$$

где Λ — коэффициент теплопередачи, равный или меньший единицы, так как энергия, идущая на абляцию фрагмента, не превышает кинетической энергии набегающего потока молекул, Q — удельная теплота плавления и испарения материала фрагмента и m его масса. Отношение $\Lambda/\Gamma 2Q$ обозначают, обычно, как σ , характерное значение которого принимают равным $\sigma = 2 \times 10^{-8} \text{ с}^2/\text{м}^2$. Эти уравнения дают решения, которые можно записать в виде (см., например, Бронштэн, 1981):

1. Зависимость характерного размера фрагмента от начальной, v_0 , и текущей, v , скоростей. Здесь R_{0f} — начальный радиус фрагмента

$$R_f(v) = R_{0f} e^{\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}. \quad (6)$$

2. Интервал времени, затраченный для этого

$$t(v) = -\frac{4R_{0f}\rho_m}{3\rho_a\Gamma} \int_{v_0}^v \frac{e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)}}{x^2} dx. \quad (7)$$

3. Пройденный путь за это время

$$z(v) = -\frac{4R_{0f}\rho_m}{3\rho_a\Gamma} \int_{v_0}^v \frac{e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)}}{x} dx. \quad (8)$$

4. Величина мгновенного ускорения, как функция мгновенной скорости

$$a(v) = -\frac{3\rho_a}{4R_{0f}\rho_m} v^2 e^{-\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}. \quad (9)$$

Следует заметить также, что наблюдатель находится от фрагментов на расстоянии нескольких десятков километров, а длина электромагнитной волны $\lambda = c/v$ для частоты, например, $\nu \approx 10$ кГц равна 30 км. Это значит, что в оценку напряженности электромагнитного поля для очень низких частот с помощью формул дипольного приближения будет внесена существенная погрешность, более того, в ближней зоне вклад кулоновского поля может быть очень существенным.

Далее оценим поле, вызванное одним фрагментом с зарядом q_f , с учетом вышесказанного. Для упрощения оценок будем считать, что его ве-

личина в процессе торможения не изменяется. Поскольку размеры фрагмента намного меньше длины излучаемых волн и расстояния до наблюдателя, то объемную плотность тока точечного заряда (т.е. фрагмента) можно выразить посредством дельта-функции (см., например, Ландау, 1988)

$$\mathbf{j}(r', t) = \mathbf{e}_z q_f v \delta[z' - z(t)] \delta(x') \delta(y'). \quad (10)$$

Здесь выбрана система отсчета, в которой заряд q_f движется вдоль оси Z , а наблюдатель находится на оси X . Переменные z', x', y' соответствуют координатам произвольного элементарного объема $dV' = dz' dx' dy'$ пространства. Поскольку выражение (10) явно зависит от времени, то удобно для нахождения спектральной плотности тока перейти к переменной $v = v(t)$ с помощью выражений (6)–(9), т.е.

$$\mathbf{j}(r', \omega) = \mathbf{e}_z q_f \int_{v_0}^v e^{i\omega t(v)} v \delta[z' - z(v)] \delta(x') \delta(y') dt(v).$$

Согласно определению вектора Умова–Пойнтинга и выражениям (6)–(9) запишем его модуль для всех зарядов q_{sf} в виде

$$P(\omega, r) = \mu_0 c \left[\frac{q_{sf}}{4\pi} \left(i \frac{\omega}{c} - \frac{1}{r} \right) \frac{1}{r} \int_{v_0}^v e^{i\omega t(x)} e^{-\frac{i\omega}{c} Z(x)} \frac{dx}{a(x)} \right]^2 (\text{Дж/м}^2). \quad (11)$$

Более подробно эти преобразования описаны в работах (Ландау, 1988; Филоненко, 2007; 2012; 2015). На рис. 1 представлена зависимость модуля вектора Умова–Пойнтинга (11) $P(\omega, r)$ от частоты для двух значений радиусов фрагментов:

1) $r_f = 10^{-4}$ м, 2) $r_f = 10^{-3}$ м. Для расчета использованы следующие значения характерных величин. Высота над поверхностью Земли $r = 5$ км, начальная скорость фрагмента $v_0 = 20$ км/с — равная скорости метеорита до его разрушения, $\rho_a = 0.7 \text{ кг/м}^3$ — плотность атмосферы на данной высоте, $\rho_m = 7 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$ — плотность железа.

Как и следовало ожидать, наиболее широкополосный и интенсивный спектр соответствует фрагментам с наименьшим радиусом. Далее попытаемся оценить, какие необходимы условия для того, чтобы в радиоприемнике были слышны помехи, наводимые от излучающих фрагментов, и загорелись электрические лампочки в некоторых квартирах поселка при падении Чулымского и Витимского метеоритов. Будем полагать, что электропередача между домами осуществляется двухпроводными линиями, укрепленными на столбах. Поскольку во время пролета метеорита электроснабжение отсутствовало, а выключатели лампочек были в положениях “включено” (см. Анфиногенов, 1985; Дмитриев, 2005), то провода

и лампочки представляли собой замкнутый контур, т.е. фактически рамочную антенну. Как известно (см., например, Драбкин, 1992) Э.Д.С., наводимая в такой антенне, определяется выражением $\mathcal{E} \approx \frac{2\pi}{\lambda} SE \cos \alpha$, где S — площадь рамки, E — напряженность электромагнитного поля, λ — длина волны, α — угол, отсчитываемый относительно плоскости рамки. Не исключено, что в этих поселках найдутся пары проводов достаточной длины и расстояния между проводами (например, $L = 500$ м, $d = 1$ м), и с углом α , таким, что $\cos \alpha \approx 1$. Предположим далее, что эти метеориты частично состояли из железа. Известно, кроме того, что осколков метеоритов не было найдено, а после пролета его след был виден в атмосфере около суток. Это дает основания предположить, что крупных фрагментов при разрушении практически не оказалось, т.е. как было выше оценено, характерный размер микрофрагментов в этом случае имеет порядок $r_f = 10^{-5} - 10^{-4}$ м. Тогда, учитывая когерентность излучения в диапазоне $\Delta\nu \sim \sim 0 - 10^5$ Гц полный поток (11) будет равен $P \approx 240$ Дж/м² на расстоянии 2 км. Это соответствует напряженности поля $E \approx 300$ В/м и Э.Д.С., наводимой в рамочной антенне, соответственно равной $\mathcal{E} \frac{2\pi}{\lambda} LdE \cos \alpha \approx 300$ В. Это уже достаточно для разогрева электролампочки. Естественно, при такой высокой напряженности поля в радиоприемниках и телевизорах будут наблюдаться радиопомехи, поскольку чувствительность бытовых радиоприемников составляет всего лишь десятки микровольт. Разумеется, это очень грубые оценки из-за недостатка информации, но ничего невозможного в них нет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная в работе модель метеороэлектрических явлений, сопровождающих падение крупного железного метеорита, построена на основании гипотез, не противоречащих известным законам физики. Однако вследствие недостатка количественной информации и фактов наблюдения необходимо было ввести разумные предположения, которые могли бы иметь место в реальной обстановке. Имеется в виду, прежде всего, случай с электромонтером. Кроме этого, неизвестна истинная предельная прочность материала, из которого состоит метеорит. Важным моментом в настоящей работе — это предположение об уносе фотоэлектронов с поверхности метеорита. Однако более тщательный расчет и усложнение модели в настоящем варианте работы кажется совершенно нецелесообразным и, возможно, невыполнимым без дополнительных предположений,

касающихся условий обтекания и отрыва пограничного слоя.

На основании полученных оценок в описанной модели метеороэлектрических явлений, вызванных падением железных метеоритов, можно отметить, что при падении крупного железного метеорита допустимы следующие факты.

1. Заряжение болида в нижних слоях атмосферы Земли связано с фотоэлектронной эмиссией из его поверхности.

2. Взрывоподобное разрушение железных метеоритов и его фрагментов вызвано кулоновскими силами, что не противоречит, а дополняет общепринятую модель разрушения инерционными силами.

3. Первые два предположения обуславливают дополнительную зарядку фрагментов до значений, ответственных за электростатические явления (поражение электрическим током, огни св. Эльма и пр.)

4. Радиоизлучение фрагментов вызвано высоким ускорением при торможении в атмосфере Земли. Это объясняет, по меньшей мере, радиопомехи импульсного характера в момент разлета фрагментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анфиногенов Д.Ф., Фаст В.Г. Яркий болид на юге Сибири // Земля и Вселенная. 1985. № 3. С. 72–75.
- Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физ-мат лит., 1958. 640 с.
- Брагинский С.И. К теории гидромагнитного динамо // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 3. С. 1084–1098.
- Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
- Бронштэн В.А. Магнитогидродинамический механизм генерации радиоизлучения ярких болидов // Астрон. вестн. 1983. Т. 17. № 2. С. 94–98.
- Дмитриев Е.В. Обнаружен вещественный след Витимского болида // Тез. докл. Международного симпозиума “Астрономия — 2005”: состояние и перспективы развития”. Москва, 1–6 июня 2005 г. М.: ГАИШ МГУ — МГДДЮТ, 2005. С. 82.
- Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 561 с.
- Драбкин А.Л. Антенны. М.: Радио и связь, 1992. 144 с.
- Егорова Л.А., Лохин В.В. О двустадийном разрушении метеороида с концевой вспышкой // Вестн. МГУ. Сер. I. Математика. Механика. 2016. № 4. С. 43–48.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- Капцов Н.А. Электрические явления в газах и в вакууме. Л.: Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1950. 836 с.
- Кринов Е.Л. Железный дождь. М.: Наука, 1981. 190 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. Т. 6. 736 с.

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Теория поля. М.: Наука, 1988. Т. 2. 512 с.
- Леб Л. Статическая электризация. М.: Гос. энергетическое изд-во, 1963. 408 с.
- Маньков В.Д., Заграничный С.Ф. Опасность поражения человека электрическим током и порядок оказания первой помощи при несчастных случаях на производстве. С.-Пб., 2008. 84 с.
- Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980. 342 с.
- Невский А.П. Явление положительного стабилизируемого электрического заряда и эффект электроразрядного взрыва крупных метеоритных тел при полете в атмосфере планет // Астрон. вестн. 1978. Т. 12. № 4. С. 206–215.
- Попов О.П., Немчинов И.В. Метеорные явления (болиды) в атмосфере Земли // Катастрофические воздействия космических тел // Ред. Адушкин В.В., Немчинов И. В.М.: Академкнига, 2005. С. 310.
- Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- Райзер Ю.П. О дискуссии по поводу приобретения электрического потенциала метеоритным телом // Астрон. вестн. 2003. Т. 37. № 4. С. 364–366. (Raizer Yu.L. A Debate over the Acquisition of an Electric Potential by a Meteoroid // Sol. Syst. Res. 2003. V. 37. P. 333–335.)
- Райзер Ю.П. Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков. Долгопрудный: Издательский дом “Интеллект”, 2011. 432 с.
- Симонов А.А. Возможные энергетические и радиационные механизмы Тунгусского феномена 1908 года на основе МГД теории плазменных явлений // Феномен Тунгуски: многоаспектность проблемы. Новосибирск: Изд-во ООО ИПФ “Агрос”, 2008. С. 196–217.
- Соболева Н.А., Меламид А.Е. Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974. 376 с.
- Соляник В.Ф. Тунгусская катастрофа 1908 г. в свете электрической теории метеорных явлений // Взаимодействие метеорного вещества с Землей. Новосибирск: Наука, 1980. С. 178–188.
- Тирский Г.А., Ханукаева Д.Ю. Баллистика дробящегося метеороида с учетом уноса массы в неизотермической атмосфере // Космич. исслед. 2008. Т. 46. № 2. С. 122–134.
- Фесенков В.Г. Сихотэ-Алинский метеорит и его значение для проблемы происхождения и эволюции Солнечной системы // УФН. 1951. Т. 44. Вып. 1. С. 89–103.
- Филоненко А.Д. Энергетический спектр черенковского излучения и радиоастрономический метод измерения потока космических частиц сверхвысокой энергии // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. Вып. 5. С. 339–343.
- Филоненко А.Д. Радиоастрономический метод измерения потоков космических частиц сверхвысокой энергии // УФН. 2012. Т. 182. № 8. С. 793–827.
- Филоненко А.Д. Радиоизлучение широких атмосферных ливней // УФН. 2015. Т. 185. № 7. С. 673–716.
- Филоненко А.Д. Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне декаметровых волн // Геомагнетизм и аэронавигация. 2018. Т. 58. № 5. С. 720–727.
- Филоненко А.Д. Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне сверхнизких частот // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 5. С. 468–474. (Filonenko A.D. Radio Emission of Meteor Bodies in the Extremely Low Frequency Range // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 5. P. 442–448.)
- Херинг К., Никольс М. Термоэлектронная эмиссия. М.: ИЛ, 1950. 196 с.
- Beech M., Brown P., Jones J. VLF detection of fireballs // Earth, Moon, and Planets. 1995. V. 68. Iss. 1–3. P. 181–188.

УДК 523.42

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ И ГЕНЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ КОРОН, ЛОПАСТНЫХ РАВНИН И РИФТОВЫХ ЗОН ВЕНЕРЫ

© 2023 г. Е. Н. Гусева^а*, М. А. Иванов^а

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

*E-mail: guseva-evgeniya@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.10.2022 г.

После доработки 30.11.2022 г.

Принята к публикации 04.12.2022 г.

По результатам фотогеологического и стратиграфического анализа корон Венеры, мы установили, что: (1) поздние проявления вулканической активности на Венере, лопастные равнины, слабо связаны с формированием корон. Малое количество корон — источников лопастных равнин (~17% всей популяции корон) — говорит о том, что вулканическая активность корон угасла, в основном, в до-Атлийское время. Таким образом, короны, с которыми связаны проявления позднего вулканизма в виде лопастных равнин, — это либо долгоживущие вулканотектонические комплексы, либо структуры завершающих фаз вулканической активности, их местоположение отмечает регионы длительного вулканизма; (2) малое количество корон, образованных рифтовыми структурами (~14% всей популяции), говорит о том, что рифтогенез в Атлийский период не приводил к массовому формированию корон. Основная часть корон Венеры, вероятно, была сформирована в Фортунийский–Гиневрийский периоды геологической истории Венеры. Резкое уменьшение количества корон, образованных в Атлийский период, может быть связано с увеличением мощности литосферы и усилением ее роли как реологического барьера.

Ключевые слова: Венера, короны, пространственное распределение, топографические особенности, стратиграфический анализ, рифтовые зоны, лопастные равнины, рифтогенез, вулканизм, эндогенная активность

DOI: 10.31857/S0320930X23020032, **EDN:** NVKETU

ВВЕДЕНИЕ

Видимая геологическая история Венеры включает три основных периода с разными режимами эндогенной активности: Фортунийский, Гиневрийский и Атлийский (рис. 1, Basilevsky, Head, 1998; Ivanov, Head, 2013; 2015). На протяжении Фортунийского и Гиневрийского периодов формировались тектонизированные комплексы и вулканические равнины, занимающие основную часть (около 85%) поверхности планеты (Ivanov, Head, 2013; 2015; Иванов и др., 2015), а темп обновления поверхности был примерно на порядок выше, чем в течение Атлийского периода (Ivanov, Head, 2013; 2015).

По некоторым оценкам (Ivanov, Head, 2015), переход от Фортунийского к Гиневрийскому периоду характеризовался массовым формированием особых вулканотектонических комплексов, корон, которые представляют собой структуры, обрамленные округлым валом (Barsukov и др., 1986; Campbell и др., 1992; Stofan и др., 1992; Basilevsky, Head, 1995; 2000b; Stofan, Smrekar, 2005; Grindrod, Hoogenboom, 2006; Ivanov, Head, 2010).

Частотно-размерное и пространственное распределение корон, а также их морфология и топография свидетельствуют о том, что они могут представлять собой поверхностные выражения мантийных диапиров (Nikishin, 1986; 1990; Pronin, Stofan, 1990; Stofan и др., 1992; Squyres и др., 1992; Janes и др., 1992; Koch, Manga, 1996; Smrekar, Parmentier, 1996; Smrekar и др., 1997; Jellinek и др., 2002; Johnson, Richards, 2003; Davaille и др., 2017).

На поверхности Венеры насчитывается несколько сотен корон, диаметр обрамления которых достигает 2500 км (Stofan и др., 1992; 2001; Crumpler, Aubele, 2000). В строении корон можно выделить две компоненты — тектоническую, в основном, обрамление этих структур, и вулканическую — главным образом, их заполнение. Обрамление корон состоит из плотно расположенных борозд, реже, гряд и окружает внутреннюю часть корон, где преобладают вулканические образования (Barsukov и др., 1986; Nikishin, 1986; 1990; Pronin, Stofan, 1990; Stofan и др., 1992). В некоторых случаях, однако, лавовые потоки протягиваются за пределы кольцевого обрамления и выходят на

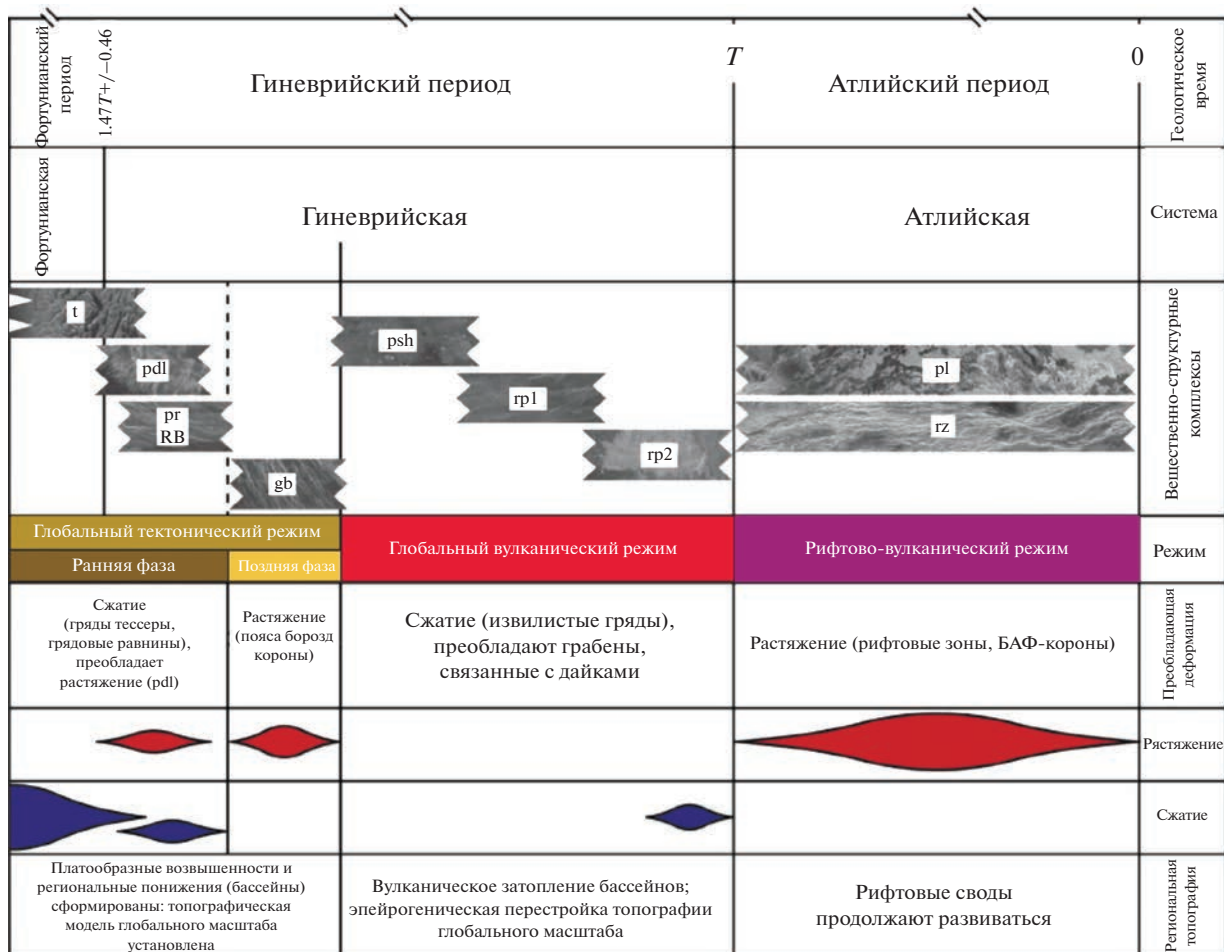


Рис. 1. Модель распределения геологических комплексов во времени, где T – средний модельный абсолютный возраст поверхности, который оценивается по общему количеству наблюдаемых на Венере ударных кратеров (около тысячи) в пределах от 750 млн до 1 млрд лет по (Ivanov, Head, 2015) с изменениями.

окружающую равнину, что позволяет проанализировать их стратиграфические соотношения с окружающими типами местности (Ivanov, Head, 2001).

Так как эрозионные процессы на поверхности Венеры проявлены слабо (Arvidson и др., 1992), топографические особенности корон могут иллюстрировать различные этапы эволюции их родительских диапиров (Smrekar, Stofan, 1997). Мы изучили все каталогизированные короны Венеры (Stofan и др., 1992; Crumpler, Aubele, 2000) и установили, что они характеризуются тремя основными топографическими классами: D, W, и U (Гусева, Иванов, 2019; 2020; 2022). Короны класса D имеют доминирующее центральное поднятие и, вероятно, относятся к прогрессивной стадии эволюции диапира. Короны класса W характеризуются центральным поднятием, окруженным одной или несколькими концентрическими депрессиями и, по-видимому, отражают переход от

прогрессивной к регрессивной стадии эволюции, когда сводовое поднятие прогрессивного этапа утрачивает тепловую поддержку со стороны диапира и начинает проседать. Короны класса U это топографические депрессии, которые могут отражать финальные стадии эволюции диапиров. Короны всех трех топографических классов широко распространены на поверхности Венеры и некоторые из них могут представлять собой долгоживущие вулканотектонические комплексы (Basilevsky, Head, 1995; 2000b; Smrekar, Stofan, 1997; Stofan, Smrekar, 2005; Ivanov, Head, 2010).

Атлийский период геологической истории Венеры характеризовался формированием протяженных (сотни–тысячи километров) зон растяжения, рифтовых зон (rz), и крупных (до нескольких сотен километров в поперечнике) вулканов (Crumpler, Aubele, 2000). Их склоны образованы множеством радарно-темных и радарно-ярких лавовых потоков, образующих в совокупности

лопастные равнины, pl (Basilevsky, Head, 1998; Ivanov, Head, 2011; 2013; 2015).

Рифтовые зоны расположены преимущественно в экваториальной области Венеры, где образуют системы зон растяжения общей протяженностью около 50 тыс. км (Masursky и др., 1980; McGill и др., 1981; Schaber, 1982; Jurdy, Stefanick, 1999; Basilevsky, Head, 2000a). Отдельные ветви рифтовых зон очерчивают гигантский, протяженностью около 10–12 тыс. км, треугольник между областями Beta–Atla–Themis (BAT), в вершинах которого располагаются крупные сводовые поднятия (Masursky и др., 1980; Schaber, 1982; Head и др., 1992; Airey и др., 2017). Наиболее значительны своды областей Atla и Beta, которые классифицируются как рифтовые (Stofan и др., 1995; Smrekar, Stofan, 1997; Smrekar и др., 1997) и характеризуются крупными проявлениями лопастных равнин и значительными положительными гравитационными аномалиями (Sjogren и др., 1997; Koporliv и др., 1999). В тех местах, где одновременно развиты рифты и лопастные равнины, можно наблюдать, как потоки лопастных равнин либо подтапливают структуры рифтовых зон, либо пересекаются ими. Такие соотношения свидетельствуют, в целом, о синхронности формирования рифтовых зон и лопастных равнин (Ivanov, Head, 2013). Площадь рифтовых зон составляет примерно 5% поверхности Венеры, а лопастных равнин – примерно 8% (Ivanov, Head, 2011). Рифтовые зоны и лопастные равнины представляют собой доминирующие проявления эндогенной активности Атлийского периода (Ivanov, Head, 2013; 2015).

В пространственной ассоциации с рифтовыми зонами и лопастными равнинами встречаются некоторые короны, что может указывать и на их генетическую связь (Solomon и др., 1992; Baer и др., 1994; Stefanick, Jurdy, 1996; Hamilton, Stofan, 1996; Stofan и др., 1997; Roberts, Head, 1993; Krassilnikov, Head, 2003; Martin и др., 2007; Krassilnikov и др., 2012; Piskorz и др., 2014), и некоторые авторы (например, Romeo, 2013) полагают, что короны, наряду с крупными вулканами, представляют собой один из главных источников лопастных равнин.

Вопрос о генетической связи корон с лопастными равнинами и рифтовыми зонами очень важен для понимания геологической истории Венеры. Рифты и равнины занимают вполне определенное стратиграфическое положение (Ivanov, Head, 2011) и характеризуют вулканотектонический режим обновления поверхности в течение Атлийского периода (Ivanov, Head, 2015). Видимое начало массового формирования корон относится к более древним эпизодам: переход от Фортунийского к

Гиневрийскому периоду. Являлись ли короны долгоживущими вулканотектоническими комплексами? Или их формирование происходило в течение нескольких импульсов? Или же количество образующихся корон менялось с течением времени (уменьшалось или увеличивалось)? Ответы на эти вопросы позволили бы ввести важные качественные и количественные ограничения на наши представления о динамике мантийной конвекции на Венере.

В данной работе мы проанализировали области, где пространственно ассоциируются короны, рифтовые зоны и лопастные равнины для того, чтобы определить их стратиграфические соотношения и на этом основании установить, как часто (редко) пространственные ассоциации корон, рифтовых зон и лопастных равнин генетически обоснованы.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Пространственные и генетические соотношения корон с лопастными равнинами

В результате фотогеологического анализа каталогизированных корон трех различных топографических классов (D, W и U) мы выявили те из них, компоненты которых непосредственно контактируют с лопастными равнинами, и рассматривали их как короны, пространственно ассоциирующие с равнинами (рис. 2a). В случае, когда таких контактов не наблюдалось, корона относилась к альтернативной категории (рис. 2b).

Из всей изучаемой популяции корон Венеры, 532 структуры, примерно треть, ~32% (169 корон), пространственно ассоциируется с лопастными равнинами. Из этих корон примерно половина (~53%, 90 корон, субпопуляция 1, рис. 3, табл. 1) является источником лопастных равнин. Короны субпопуляции 2 (79 корон или 47%) подтоплены материалом лопастных равнин.

Короны, являющиеся источниками лопастных равнин (субпопуляция 1), представлены, в основном, топографическим классом D (40 корон, ~44% всей субпопуляции 1). Реже короны-источники лопастных равнин представлены топографическими классами W и U примерно в равном количестве случаев (по 25 корон, ~28%) (табл. 1).

Обрамление корон субпопуляции 1 чаще образовано структурами более древних поясов борозд (42 короны, 47%, рис. 4a), реже – структурами молодых рифтовых зон (32 короны, 36%, рис. 4b); в более редких случаях обрамление корон представлено структурами и поясов борозд и рифтовых зон (12 корон, 13%). Во всех случаях структуры растяжения (грабены поясов борозд и рифтовых

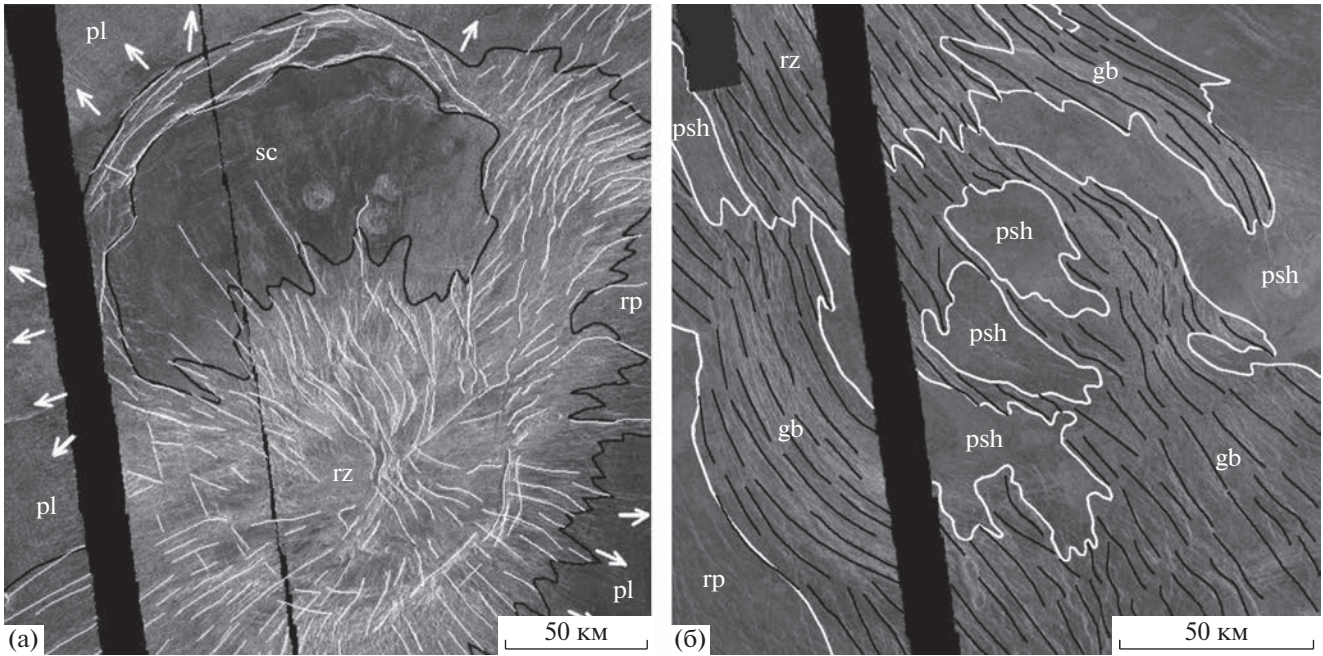


Рис. 2. Короны Венеры. (а) Каренпорфу, пространственно ассоциируется с лопастными равнинами; расположена в области Phoebe (21.7° ю.ш., 270.9° в.д., диаметр 176 км) и обрамлена трещинами рифтовых зон, rz, из которых растекается материал лопастных равнин, pl – белые стрелки. (б) Dilga, не ассоциирована с лопастными равнинами; расположена в области Gunda (18.7° ю.ш., 250.5° в.д., диаметр 166 км) и обрамлена структурами поясов борозд, gb, подтопленных щитовыми равнинами, psh, и частично тектонически нарушенных трещинами рифтовыми зон, rz; границы подразделений – сплошные линии; изображения в синусоидальной проекции, пространственное разрешение ~225 м/э.и.

зон) являются источниками лопастных равнин. В крайне редких случаях, короны, подтопленные региональными равнинами и не имеющие какого-либо структурного обрамления, являются источниками лопастных равнин (4 короны, 4%).

Типичными примерами субпопуляции 1 являются короны Ereshkigal и Nahas-tsan Mons. Корона Ereshkigal (рис. 4а) расположена западнее равнины Akhtamar, ее координаты 21° с.ш., 84.3° в.д., диаметр 334 км. Она характеризуется топографи-

ческим профилем класса W и обрамлением, состоящим из древних поясов борозд. Во внутренней части короны располагается центр расходящихся грабенов. Такая структура получила название “нова”. Элементы такой структуры считаются источниками лопастных равнин. Формирование нов на Венере связывают с подъемом небольших магматических тел, которые являются источником радиальных дайковых комплексов (Aittola, Kostama, 2001; Basilevsky, Raitala, 2002;

Таблица 1. Топографические и морфологические характеристики корон, пространственно ассоциированных с лопастными равнинами

Популяции корон, пространственно связанные с лопастными равнинами, ед., %	Субпопуляция 1, ед., %	Субпопуляция 2, ед., %
Всего 169 корон:	90	79
D класс	40 (44)	7 (9)
W класс	25 (28)	37 (47)
U класс	25 (28)	35 (44)
Обрамление корон:		
пояса борозд	42 (47)	53 (67)
рифтовые трещины	32 (36)	11 (14)
пояса борозд и рифтовые трещины	12 (13)	6 (8)
Короны, подтопленные региональными равнинами:	4 (4)	9 (11)

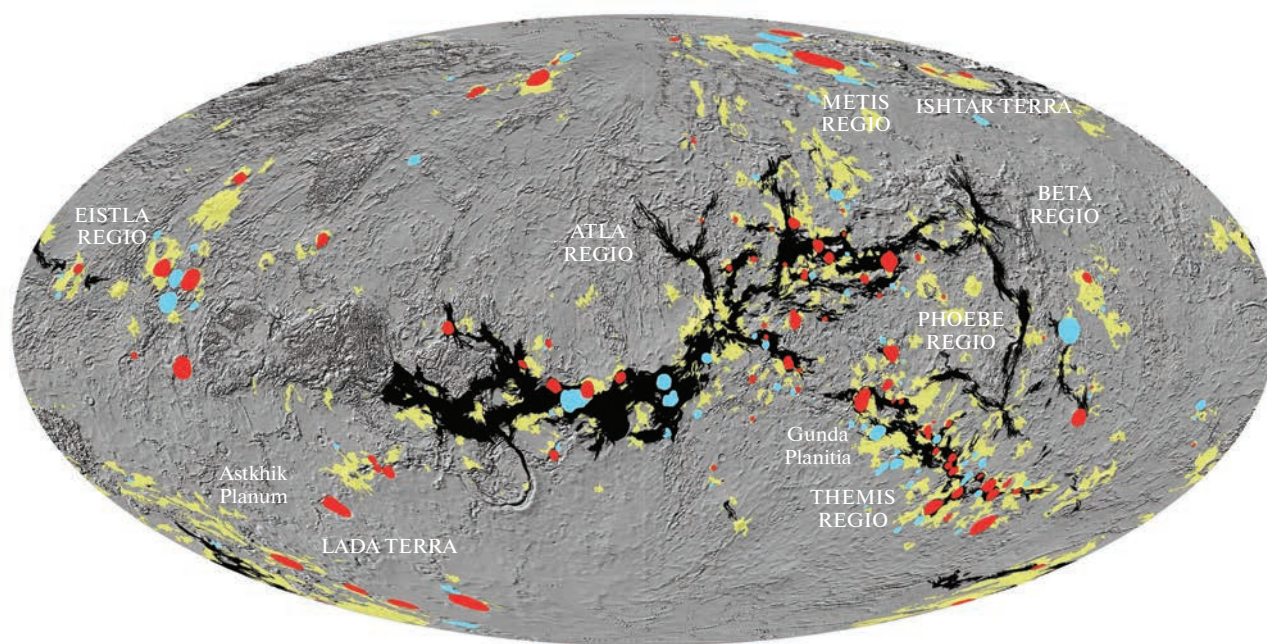


Рис. 3. Короны Венеры, пространственно ассоциирующиеся с лопастными равнинами. Субпопуляция 1: короны-источники лопастных равнин (красные точки) и субпопуляция 2: короны, подтопленные лопастными равнинами (голубые точки); лопастные равнины — желтые точки; геологические границы по (Ivanov, Head, 2011). Изображения в равноплощадной проекции Моллвейде, центральный меридиан 180°.

Krassilnikov, Head, 2003; Aittola, Raitala, 2007; Basilevsky и др., 2009).

Корона Nahas-tsan Mons (рис. 4б) расположена в области Atla, в рифтовой долине Tkashi-mara, ее координаты 14.4° ю.ш., 204.9° в.д., диаметр 167 км. Эта корона характеризуется топографическим профилем класса D, а ее обрамление состоит из молодых рифтовых трещин, часть которых является источниками лопастных равнин.

Короны, подтопленные лопастными равнинами (субпопуляция 2, табл. 1), представлены, главным образом, топографическими классами W (37 корон, 47% всей субпопуляции 2) и U (35 корон, 44%). Лишь малая их часть представлена коронами топографического класса D (7 корон, 9%).

Обрамление корон субпопуляции 2 образуют, в основном, структуры поясов борозд (53 короны, 67%), подтопленные материалом как региональных, так и лопастных равнин (рис. 5а). В более редких случаях обрамление корон представлено структурами рифтовых зон (11 корон, 14%), которые подтоплены лопастными равнинами, но не являются их источниками (рис. 5б). Еще реже (9 корон, 11%) лопастные равнины подтапливают короны без какого-либо структурного обрамления. В самых редких случаях (6 корон, 8%) лопастные равнины подтапливают обрамление корон, состоящее из структур как поясов борозд, так и рифтовых зон.

Типичными примерами субпопуляции 2 являются короны Durga и Zywie. Корона Durga (рис. 5а) расположена в области Themis, севернее рифтовой долины Parga. Эта корона характеризуется топографическим профилем класса U и обрамлением из древних поясов борозд, подтопленных лопастными и гладкими равнинами. Корона Zywie (рис. 5б) тоже расположена в области Themis, но уже в самой рифтовой долине Parga. Эта корона характеризуется топографическим профилем класса W. Ее обрамление состоит из молодых рифтовых трещин, подтопленных материалом лопастных равнин (рис. 5б).

Пространственные и генетические соотношения корон с рифтовыми зонами

Пространственное распределение корон показывает, что около 19% всей популяции корон (102 короны из 532) пространственно ассоциируются с рифтовыми зонами. Это те короны, которые либо полностью, либо частично расположены в рифтах. При этом структуры рифтов либо формируют тектонические компоненты корон (рифтовые короны), либо пересекают их (дорифтовые короны).

Проведенный нами фотогеологический анализ позволил установить, что из всего числа корон, пространственно связанных с рифтовыми

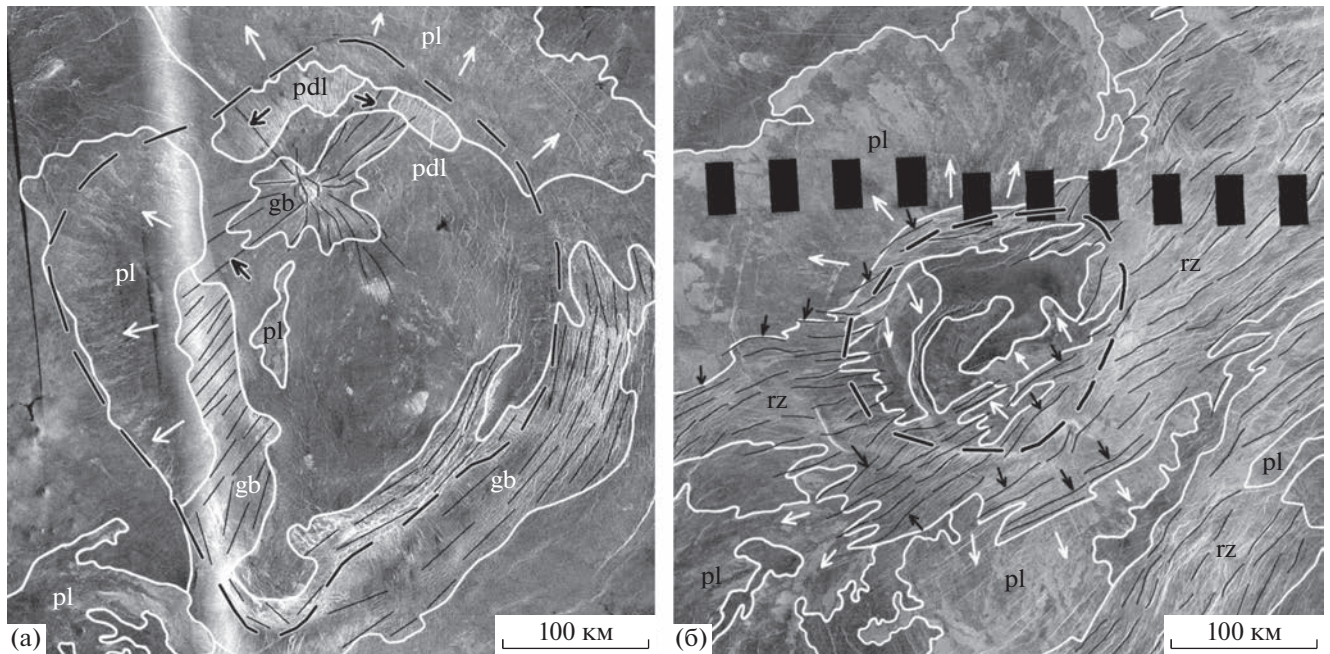


Рис. 4. Короны субпопуляции 1. (а) Корона Ereshkigal (21° с.ш., 84.3° в.д., диаметр 334 км) обрамлена трещинами поясов борозд, gb; в центральной части короны – радиальная система грабен–нова – черные стрелки, которая является источником лопастных равнин, pl – белые стрелки. (б) Корона Nahas-tsan Mons (14.4° ю.ш., 204.9° в.д., диаметр 167 км) обрамлена трещинами рифтовой зоны, rz – черные стрелки, некоторые из них являются источниками лопастных равнин, pl – белые стрелки. Обрамление корон – пунктирные линии, границы подразделений – сплошные линии; изображения в синусоидальной проекции, пространственное разрешение ~ 225 м/э.и.

зонами, примерно три четверти составляют рифтовые короны (74 короны, $\sim 73\%$ корон, ассоциирующихся с рифтами, рис. 6а) и примерно одну четверть – дорифтовые (28 корон, $\sim 27\%$, рис. 6б).

Рифтовые короны сосредоточены преимущественно в осевых частях рифтовых зон, соединяющих области Atla и Beta (Каньоны Hecate и Zverine, северная сторона треугольника BAT, рис. 7) и области Atla и Themis (Каньоны Parga, юго-западная сторона треугольника BAT, рис. 7). Рифтовая зона между областями Beta и Themis (Каньон Devana, восточная сторона треугольника BAT, рис. 7) лишена как рифтовых, так и дорифтовых корон. Диаметры корон с рифтовым обрамлением составляют от 77 до 648 км.

Дорифтовые короны пространственно приурочены, в основном, к фланговым частям рифтовых зон и сконцентрированы в тех же областях, что и рифтовые короны, кроме области Kalaipahoa Linea (рис. 7), где дорифтовые короны не встречаются. Напротив, в области Eistla отмечены только дорифтовые короны (рис. 7). Диаметры изучаемых корон варьируют в том же размерном диапазоне, что и у рифтовых корон, от 90 до 669 км.

Рифтовые короны представлены преимущественно топографическим классом D (30 корон, 41% всей группы рифтовых корон). Реже, такие короны представлены классами W и U (23 короны, 31% и 21 корона, 28%, соответственно, табл. 2).

Дорифтовые короны чаще относятся к топографическому классу W (15 корон, 54% всей изу-

Таблица 2. Распространенность топографических классов корон, пространственно ассоциированных с рифтовыми зонами

Топографический класс	Рифтовые короны, ед., %	Дорифтовые короны, ед., %
Всего корон:	74	28
D класс	30 (41)	9 (32)
W класс	23 (31)	15 (54)
U класс	21 (28)	4 (14)

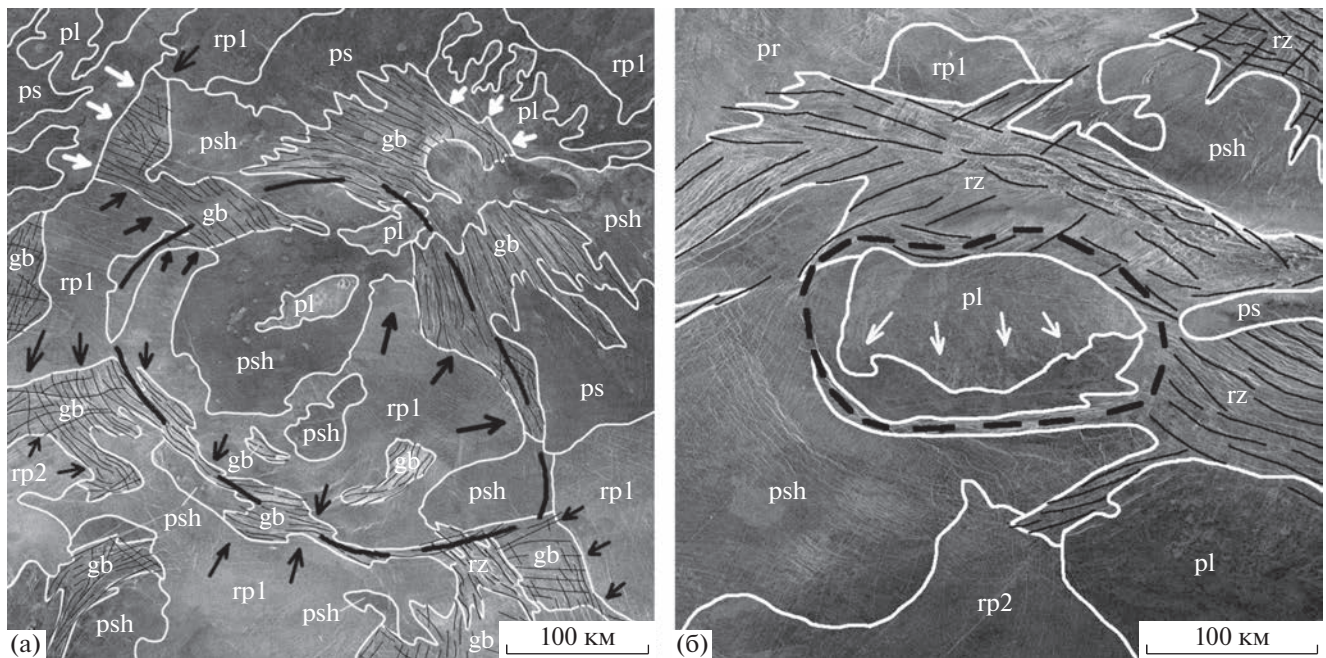


Рис. 5. Короны субпопуляции 2. (а) Корона Durga (31.1° ю.ш., 286.4° в.д., диаметр 245 км) обрамлена структурами поясов борозд, gb, и подтоплена материалом региональных, гр — черные стрелки, и лопастных равнин, pl — белые стрелки. (б) Корона Zywie (38.7° ю.ш., 291.3° в.д., диаметр 204 км) обрамлена трещинами рифтовых зон, rz, и подтоплена материалом лопастных равнин, pl — белые стрелки. Обрамление корон — пунктир, границы подразделений — сплошные линии; изображения в синусоидальной проекции, пространственное разрешение ~ 225 м/э.и.

чаемой группы) и реже к классам D и U (9 корон, 32% и 4 короны, 14%, табл. 2).

Рифтовые зоны и лопастные равнины часто встречаются вместе и представляют тектонические и вулканические компоненты режима обновления поверхности, действовавшего на протяжении Атлийского периода (Ivanov, Head, 2011; 2013; 2015). Мы проанализировали стратиграфические соотношения рифтовых и дорифтовых корон с лопастными равнинами и установили, что только 32 рифтовые короны являются, кроме того, еще и источниками лопастных равнин. Среди таких корон преобладают те, в которых развиты радиально-лучистые комплексы грабенов (новы), которые были отмечены во внутренних частях 21 короны; грабены нов являются источниками лопастных равнин. В остальных 11 случаях источниками равнин служат рифтовые структуры (трещины и грабены) обрамления корон. Как правило, центральная часть нов представляет собой купол (Krasilnikov, Head, 2003) и короны с новами относятся к топографическому классу D. Среди дорифтовых корон, лишь 12 могут считаться источниками лопастных равнин и, таким образом, менее половины (44 короны или $\sim 43\%$) корон, пространственно ассоциирующих с рифтовыми зонами, проявляют признаки поздней вулканической активности.

ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты проведенного нами фотогеологического и стратиграфического анализа корон показывают, что примерно одна треть всей их популяции (169 корон) контактирует с лопастными равнинами, формировавшимися в течение завершающего, Атлийского периода геологической истории Венеры. Такое пространственное распределение корон относительно лопастных равнин однозначно свидетельствует, что поздние проявления вулканической активности на Венере слабо связаны с формированием корон. Этот вывод еще более усиливается тем фактом, что только 90 корон (около 17% всей популяции) являются источниками лопастных равнин. Из этих корон, меньше половины (40 корон или примерно 7.5% всей популяции) относятся к топографическому классу D и имеют центральное поднятие, которое может свидетельствовать о продолжающейся тепловой поддержке рельефа короны со стороны магматического очага. Остальные короны — источники лопастных равнин относятся к топографическим классам W и U, которые, возможно, отвечают начальной и продолжающейся стадиям тепловой деградации родительского мантийного диапира корон (Smrekar, Stofan, 1997).

Малое количество корон-источников лопастных равнин говорит о том, что вулканическая ак-

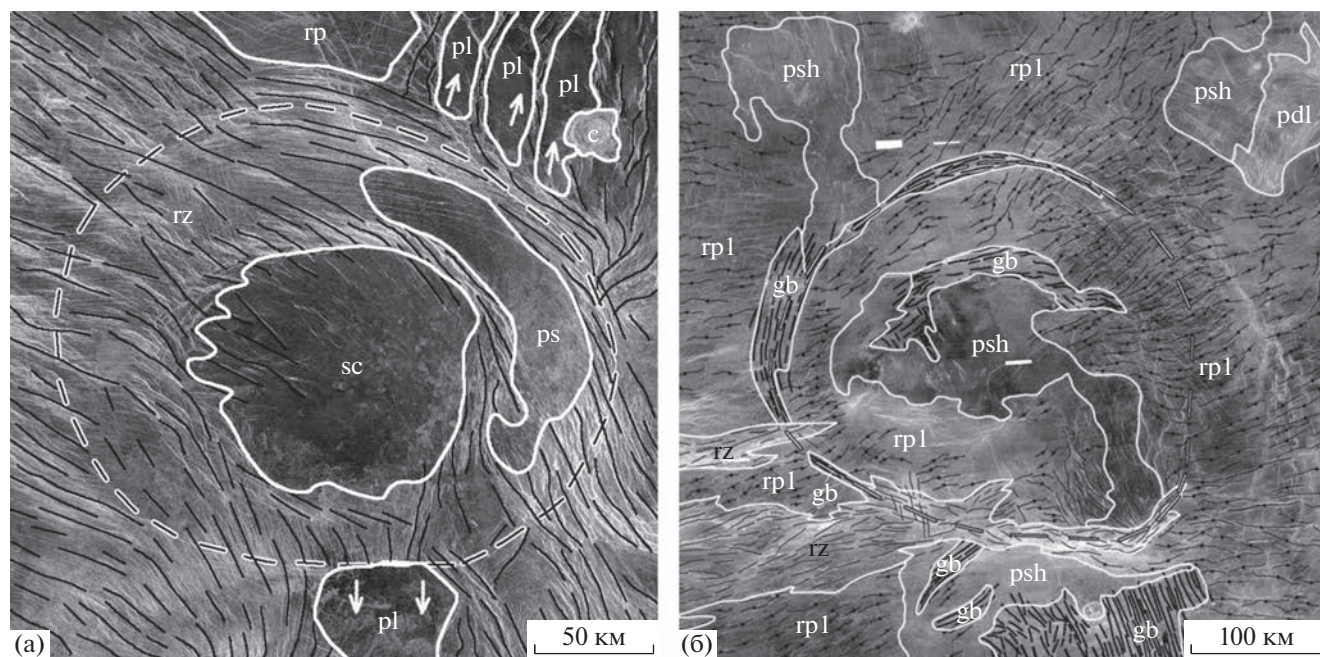


Рис. 6. Примеры рифтовых и дорифтовых корон. (а) Рифтовая корона Gertjon (29.9° ю.ш., 276.1° в.д., диаметр 229 км) обрамлена структурами рифтовых зон, rz. В некоторых случаях эти структуры являются источниками лопастных равнин, pl – белые стрелки. (б) Дорифтовая корона Libera (12.9° с.ш., 24.3° в.д., диаметр 330 км) обрамлена структурами поясов борозд, gb, подтопленных региональными равнинами, rp1, и частично нарушенных трещинами рифтовых зон, rz. Обрамление корон – пунктирные линии, границы подразделений – сплошные линии; изображения в синусоидальной проекции, пространственное разрешение ~ 225 м/э.и.

тивность корон угасла, в основном, в доАтлийское время. Этот вывод полностью согласуется с тем, что тектонические элементы подавляющего большинства корон подтоплены материалом нижнего подразделения региональных равнин (rp1), являющимся главным компонентом вулканического режима обновления поверхности в течение Гиневрийского периода.

Таким образом, короны, с которыми связаны проявления позднего вулканизма (лопастные равнины) представляют собой либо долгоживущие вулканотектонические комплексы, либо структуры завершающих фаз вулканической активности. В любом случае местоположение этих корон отмечает регионы проявления длительного вулканизма. Карта пространственного распределения корон-источников лопастных равнин (рис. 3) показывает, что такие регионы бывают трех типов: (1) изолированные и компактные области, такие как область Eistla; (2) периферийные области крупных возвышенностей, например, область Metis к западу от Ishtar Terra или Astkhik Planum к северо-востоку от Lada Terra; (3) протяженные рифтовые зоны, образующие восточную часть треугольника BAT и соединяющие области Atla–Beta и Atla–Themis. В этих зонах сконцентрирована основная часть корон-источников лопастных равнин (рис. 3). Очевидно, что разные типы реги-

онов, где наблюдаются короны с молодой вулканической активностью, отражают разные режимы мантийной конвекции. Мы планируем провести сравнительный анализ этих областей в наших дальнейших исследованиях.

Примерно такое же количество ($\sim 14\%$ всей популяции корон), вероятно, связаны с формированием рифтовых зон. По определению, эти короны находятся в рифтах Венеры, основная часть которых пересекает западную часть Aphrodite Terga и протягивается от области Atla к области Beta (северо-западная сторона треугольника BAT) и Themis (юго-западная сторона треугольника BAT, рис. 7).

Рифты, как и лопастные равнины, характеризуют Атлийский период геологической истории Венеры и представляют мощные зоны растяжения. В этом отношении они подобны более древним зонам растяжения, образующим пояса борозд.

Малое количество рифтовых корон говорит о том, что рифтогенез в Атлийский период не приводил к массовому формированию корон. Это резко контрастирует с условиями, существовавшими в конце Фортунийского и начале Гиневрийского периодов (тектонический режим обновления поверхности), когда, по-видимому, была сформирована основная часть корон Венеры, генетически связанных с поясами борозд (Ivanov,

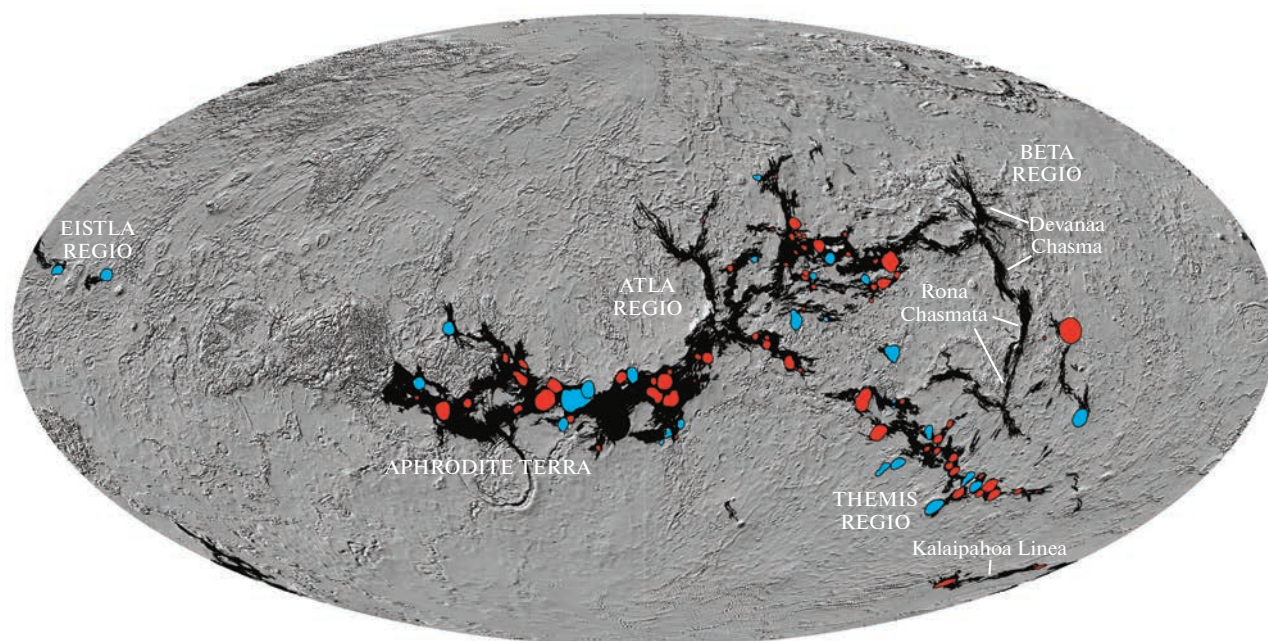


Рис. 7. Рифтовые короны — красные точки; дорифтовые короны — голубые точки; черным цветом показаны рифтовые зоны и геологические границы по (Ivanov, Head, 2011). Изображения в равноплощадной проекции Моллвейде, центральный меридиан 180°.

Head, 2015). Резкое уменьшение количества корон, образованных в Атлийский период, может быть связано с увеличением мощности литосферы и усилением ее роли как реологического барьера.

Формирование мощных зон растяжения могло нарушать этот барьер и приводить к преимущественной концентрации корон Атлийского возраста в рифтовых зонах (рис. 3 и 7). Здесь важно отметить, что восточная сторона треугольника BAT (каньоны Devana и Rona Chasmata), соединяющая области Atla и Themis (рис. 7), практически лишена рифтовых корон. Эта особенность восточной стороны треугольника BAT указывает на разные вулканотектонические режимы, действовавшие в пределах региона BAT, и он должен рассматриваться как гетерогенный.

ВЫВОДЫ

1. Стратиграфические ассоциации изучаемых корон (~1/3 всей популяции корон контактирует с лопастными равнинами) и их пространственное распределение свидетельствуют о том, что поздние проявления вулканической активности на Венере слабо связаны с формированием корон. Малое количество корон-источников лопастных равнин (~17% всей популяции) говорит о том, что вулканическая активность корон угасла, в основном, в доАтлийское время. Таким образом, короны, с которыми связаны проявления позднего

вулканизма в виде лопастных равнин — это либо долгоживущие вулканотектонические комплексы, либо структуры завершающих фаз вулканической активности, их местоположение отмечает регионы длительного вулканизма.

2. Малое количество рифтовых корон (~14% всей популяции) говорит о том, что рифтогенез в Атлийский период не приводил к массовому формированию корон. Резкое уменьшение количества корон, образованных в Атлийский период, по сравнению с Фортунийским, может быть связано с увеличением мощности литосферы и усилением ее роли как реологического барьера.

Работа выполнена по Госзаданию ГЕОХИ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гусева Е.Н., Иванов М.А. Пространственно-временные соотношения поясов борозд, структур корон и рифтовых зон Венеры // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 6. С. 403–414. (Guseva E.N., Ivanov M.A. Spatio-temporal relationships of the groove belts, coronal structures, and rift zones of Venus // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № 6. P. 411–422.)
- Гусева Е.Н., Иванов М.А. Результаты топографического и геологического анализа структур корон Венеры // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 6. С. 529–536. (Guseva E.N., Ivanov M.A. Structures of coronae on Venus: Results of topographic and geologic analysis // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 6. P. 497–503.)
- Гусева Е.Н., Иванов М.А. Короны Венеры: геологические, топографические и морфометрические ха-

- рактеристики // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 2. С. 84–91. (*Guseva E. N., Ivanov M.A.* Coronae of Venus: geological, topographic and morphometric characteristics // *Sol. Syst. Res.* 2022. V. 56. № 2. P. 76–83.)
- Иванов М.А., Хэд Дж.У., Базилевский А.Т.* История длинноволновой топографии Венеры // Астрон. вестн. 2015. Т. 49. № 1. С. 3–14. (*Ivanov M.A., Head J.W., Basilevsky A.T.* History of the long-wavelength topography of Venus // *Sol. Syst. Res.* 2015. V. 49. № 1. P. 1–11.)
- Airey M.W., Mather T.A., Pyle D.M., Ghail R.C.* The distribution of volcanism in the Beta-Atla-Themis region of Venus: Its relationships to rifting and implications for global tectonic regimes // *J. Geophys. Res.* 2017. V. 122. P. 1626–1649.
- Aittola M., Kostama V.-P.* Venusian novae and arachnoids: Characteristics, differences and the effect of the geological environment // *Planet. and Space Sci.* 2001. V. 48. P. 1479–1489.
- Aittola M., Raitala J.* Venusian novae: Classification and associations to volcano-tectonic structures // *Sol. Syst. Res.* 2007. V. 41 (5). P. 395–412.
- Arvidson R.E., Greeley R., Malin M.C., Saunders R.S., Izenberg N., Plaut J.J., Stofan E.R., Shepard M.K.* Surface modification of Venus as inferred from Magellan observation of plains // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 13303–13317.
- Baer G., Shubert G., Bindschandler D.L., Stofan E.R.* Spatial and temporal relations between coronae and extensional belts, northern Lada Terra, Venus // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 8355–8369.
- Barsukov V.L., Basilevsky A.T., Burba G.A., Bobinna N.N., Kryuchkov V.P., Kuzmin R.O., Nikolaeva O.V., Pronin A.A., Ronca L.B., Chernaya I.M., Shashkina V.P., Garanin A.V., Kushky E.R., Markov M.S., Sukhanov A.L., Kotelnikov V.A., Rzhiga O.N., Petrov G.M., Alexandrov Yu. N., Sidorenko A.I., Bogomolov A.F., Skrypnik G.I., Bergman M.Yu., Kudrin L.V., Bokstein I.M., Kronrod M.A., Chochia P.A., Tyufin Yu.S., Kadnichansky S.A., Akim E.L.* The geology and geomorphology of the Venus surface as revealed by radar images obtained by Venera 15 and 16 // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. D378–D398.
- Basilevsky A.T., Aittola M., Raitala J., Head J.W.* Venus astra / novae: Estimates of the absolute time duration of their activity // *Icarus.* 2009. V. 203. P. 337–351.
- Basilevsky A.T., Head J.W.* Global stratigraphy of Venus: Analysis of a random sample of thirty-six test areas // *Earth, Moon and Planets.* 1995. V. 66. P. 285–336.
- Basilevsky A.T., Head J.W.* The geologic history of Venus: A stratigraphic view // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 8531–8544.
- Basilevsky A.T., Head J.W.* Rifts and large volcanoes on Venus: Global assessment of their age relations with regional plains // *J. Geophys. Res.* 2000a. V. 105. P. 24.583–24.611.
- Basilevsky A.T., Head J.W.* Geologic units on Venus: Evidence for their global correlation // *Planet. and Space Sci.* 2000b. V. 48. P. 75–111.
- Basilevsky A.T., Raitala J.* Morphology of selected novae (astra) from the analysis of Magellan images at Venus // *Planet. and Space Sci.* 2002. V. 50. P. 21–39.
- Campbell D.B., Stacy N.J.S., Newman W.I., Arvidson R.E., Jones E.M., Musser G.S., Roper A.Y., Schaber C.* Magellan observations of extended impact crater related features on the surface of Venus // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 16.249–16.277.
- Crumpler L.S., Aubele J.* Volcanism on Venus // *Encyclopedia of Volcanoes* / Eds Houghton B., Rymer H., Stix J., McNutt S., Sigurdson H. San Diego, San Francisco, New York, Boston, London, Sydney, Toronto: Acad. Press., 2000. P. 727–770.
- Davaille A., Smrekar S.E., Tomlinson S.* Experimental and observational evidence for plume-induced subduction on Venus // *Nature Geoscience.* 2017. V. 10(5). P. 349–355.
- Grindrod P.M., Hoogenboom T.* Coronae on Venus // *Astron. and Geophys.* 2006. V. 47. P. 3.16–3.21.
- Hamilton V.E., Stofan E.R.* The geomorphology and evolution of Hecate Chasma, Venus // *Icarus.* 1996. V. 121. P. 171–194.
- Head J.W., Crumpler L.S., Aubele J.C., Guest J., Saunders R.S.* Venus volcanism: Classification of volcanic features and structures, associations, and global distribution from Magellan data // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 13.153–13.197.
- Ivanov M.A., Head J.W.* Geology of Venus: Mapping of a global geotraverse at 30N latitude // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. № E8. P. 17515–17566.
- Ivanov M.A., Head J.W.* The Lada Terra rise and Quetzalpetlatl Corona: A region of long-lived mantle upwelling and recent volcanic activity on Venus // *Planet. and Space Sci.* 2010. V. 58. P. 1880–1894.
- Ivanov M.A., Head J.W.* Global geological map of Venus // *Planet. and Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1559–1600.
- Ivanov M.A., Head J.W.* The history of volcanism on Venus // *Planet. and Space Sci.* 2013. V. 84. P. 66–92.
- Ivanov M.A., Head J.W.* The history of tectonism on Venus: A stratigraphic analysis // *Planet. and Space Sci.* 2015. V. 113–114. P. 10–32.
- Janes D.M., Squyres S.W., Bindschadler D.L., Baer G., Schubert G., Sharpton V.L., Stofan E.R.* Geophysical models for the formation and evolution of coronae on Venus // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № E10. P. 16055–16068.
- Jellinek A.M., Lenardic A., Manga M.* The influence of interior mantle temperature on the structure of plumes: Heads for Venus, tails for the Earth // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. № 11. P. 27-1–27-4.
- Johnson C.L., Richards M.A.* A conceptual model for the relationship between coronae and large-scale mantle dynamics on Venus // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № E6. P. 12-1–12-18.
- Jurdy D.M., Stefanick M.* Correlation of Venus surface features and geoid // *Icarus.* 1999. V. 139. P. 93–99.
- Koch D.M., Manga M.* Neutrally buoyant diapirs: A model for Venus coronae // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. № 3. P. 225–228.
- Konopliv A.S., Banerdt W.B., Sjogren W.L.* Venus Gravity: 180th degree and order model // *Icarus.* 1999. V. 139. P. 3–18.
- Krassilnikov A.S., Head J.W.* Novae on Venus: Geology, classification, and evolution // *J. Geophys. Res.: Geology.* 2003. V. 108. № E9. id. 15222148.
- Krassilnikov A.S., Kostama V.-P., Aittola M., Guseva E.N., Cherkashina O.S.* Relationship of coronae, regional

- plains and rift zones on Venus // *Planet. and Space Sci.* 2012. V. 68. P. 56–75.
- Martin P., Stofan E.R., Glaze L.S., Smrekar S.E. Coronae of Parga Chasma, Venus // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. № E4. P. 1–23.
- Masursky H., Eliason E., Ford P.G., McGill G.E., Pettengill G.H., Schaber G.G., Schubert G. Pioneer-Venus radar results: Geology from the images and altimetry // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. № A13. P. 8232–8260.
- McGill G.E., Steenstrup S.J., Barton C., Ford P.G. Continental rifting and the origin of Beta Regio, Venus // *Geophys. Res. Lett.* 1981. V. 8. № 7. P. 737–740.
- Nikishin A.M. Hot spot tectonics on Venus: Implications for rifting and doming // *Lunar and Planet. Sci.* XVII. 1986. P. 615–616.
- Nikishin A.M. Tectonics of Venus: a review // *Earth, Moon, and Planets.* 1990. V. 50/51. P. 101–125.
- Piskorz D., Elkins-Tanton L.T., Smrekar S.E. Coronae formation on Venus via extension and lithospheric instability // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2014. V. 119. P. 2568–2582.
- Pronin A.A., Stofan E.R. Coronae on Venus: Morphology and distribution // *Icarus.* 1990. V. 87. P. 452–474.
- Roberts K.M., Head J.W. Large-scale volcanism associated with coronae on Venus: Implications for formation and evolution // *Geophys. Res. Lett.* 1993. V. 20. P. 1111–1114.
- Romeo I. Monte Carlo models of the interaction between impact cratering and volcanic resurfacing on Venus: The effect of the Beta-Atla-Themis anomaly // *Planet. and Space Sci.* 2013. V. 87. P. 157–172.
- Schaber G.G. Venus: limited extension and volcanism along zones of lithospheric weakness // *Geophys. Res. Lett.* 1982. V. 9. P. 499–502.
- Sjogren W.L., Banerdt W.B., Chodas P.W., Konopliv A.S., Balmino G., Barriot J.P., Arkani-Hamed J., Colvin T.R., Davies M.E. The Venus Gravity Field and Other Geodetic Parameters // *Venus II* / Eds Bougher S.W., Hunten D.M., Phillips R.J. Univ. Arizona Press, 1997. P. 1125–1161.
- Smrekar S.E., Stofan E.R. Corona formation and heat loss on Venus by coupled upwelling and delamination // *Science.* 1997. V. 277. P. 1289–1294.
- Smrekar S.E., Stofan E.R., Kiefer W.S. Large volcanic rises on Venus // *Venus II* / Eds Bougher S.W., Hunten D.M., Phillips R.J. Univ. Arizona Press, 1997. P. 845–878.
- Smrekar S.E., Parmentier E.M. The interaction of mantle plumes with surface thermal and chemical boundary layers: Applications to hotspots on Venus // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 5397–5410.
- Solomon S.C., Smrekar S.E., Bindshadler D. Venus tectonics: An overview of Magellan observations // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 13199–13256.
- Stefanick M., Jurdy D.M. Venus coronae, craters, and chasmata // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 4637–4644.
- Stofan E.R., Hamilton V.E., Janes D.M., Smrekar S.E. Coronae on Venus: Morphology and origin // *Venus II* / Eds Bougher S.W., Hunten D.M., Phillips R.J. Univ. Arizona Press, 1997. P. 931–965.
- Stofan E.R., Sharpton V.L., Schubert G., Baer G., Bindshadler D.L., Janes D.M., Squyres S.W. Global distribution and characteristics of coronae and related features on Venus: Implications for origin and relation to mantle processes // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № E8. P. 13.347–13.378.
- Stofan E.R., Smrekar S.E., Bindshadler D.L., Senske D.A. Large topographic rises on Venus: Implications for mantle upwelling // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 23.317–23.327.
- Stofan E.R., Smrekar S.E., Tapper S.W., Guest J.E., Grindrod P.M. Preliminary analysis of an expanded corona database for Venus // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 4267–4270.
- Stofan E.R., Smrekar S.E. Large topographic rises, coronae, large flow field, and large volcanoes on Venus: Evidence for mantle plumes? // *Geol. Soc. Am. Spec. Paper.* 2005. V. 388. P. 841–861.
- Squyres S.W., Janes D.M., Baer G., Bindshadler D.L., Schubert G., Sharpton V.L., Stofan E.R. The morphology and evolution of coronae on Venus // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 13.611–13.634.

УДК 523.34

ОЦЕНКА МОЩНОСТИ ВЫБРОСОВ ИЗ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ В ЮЖНОМ ПОЛЯРНОМ РЕГИОНЕ ЛУНЫ

© 2023 г. А. С. Красильников^{a, *}, С. С. Красильников^a, М. А. Иванов^a, Дж. У. Хэд^b

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

^bDepartment of Earth, Environmental & Planetary Sciences, Brown University, Providence, RI, USA

*e-mail: krasilnikov_as@geokhi.ru

Поступила в редакцию 12.04.2022 г.

После доработки 14.09.2022 г.

Принята к публикации 19.09.2022 г.

В работе представлены результаты модельных расчетов вариаций мощности выбросов ударных кратеров в южном полярном регионе Луны от южного полюса до 70° ю.ш. для кратеров нектарианского, имбрийского, эратосфенского и коперниковского возрастов. В работе не рассматриваются кратеры донектарианского возраста, так как границы их выбросов часто скрыты более молодыми отложениями. Для оценки мощности были выбраны модели Housen, Sharpton и Fassett. Первая применялась для кратеров крупнее 45 км в диаметре, вторая для кратеров меньшего размера (от 3 до 45 км), третья использовалась применительно к бассейну моря Восточного. При оценке мощности учитывался фактор смещения выбросов с подстилающим реголитом (фактор μ). В результате исследования были построены карты мощностей выбросов для южного полярного региона Луны. Они предоставляют возможность количественно оценить вклад ударных событий разного возраста в формировании полярного реголита и, соответственно, определять доминирующий источник (источники) вещества в той или иной области, в частности, в предполагаемых местах посадок спускаемых аппаратов.

Ключевые слова: Луна, южный полюс, мощность отложений, вторичные кратеры, выбросы, Луна-25

DOI: 10.31857/S0320930X23020044, **EDN:** NVUBEQ

ВВЕДЕНИЕ

Регион вокруг южного полюса Луны рассматривается корпорацией Роскосмос как главная цель Российской программы изучения и освоения Луны. Большой интерес к данному региону связан с существованием участков с повышенной концентрацией водорода в реголите (Feldman и др., 1998; 2000; 2001; Mitrofanov и др., 2010; 2012; Boynton и др., 2012). Наиболее естественным объяснением водородных аномалий является их интерпретация как скоплений льда воды (Feldman и др., 1998).

Прямое свидетельство наличия водяного льда в полярном реголите Луны представил эксперимент LCROSS, в результате которого было определено содержание воды до 6 об. % (Colaprete и др., 2010). Скопления водяного льда часто связаны с вечно затененными областями в приполярных областях Луны. Однако в некоторых случаях, например, в кратере Кабео (место проведения эксперимента LCROSS), повышенные концентрации водорода распространяются и за пределы таких участков. По данным Sanin и др. (2017) концентрации водорода в пересчете на воду (WEH, Water

Equivalent Hydrogen) в реголите могут достигать 0.54 (вес. %) (кратер Кабео).

Помимо повышенных концентраций водорода, южный полярный регион представляет крайне важную с научной точки зрения область, так как охватывает южную часть крупнейшего (Wilhelms и др., 1979; 1987) и, вероятно, древнейшего (Hiesinger и др., 2012) из известных ударных бассейнов, Южный полюс — Эйткен (SPA, South Pole — Aitken). Размеры бассейна оцениваются как 2050 × 2400 км (Garrick-Bethell, Zuber, 2009), глубина более 8 км (Smith и др., 2010). Возраст соответствует 4.2 млрд лет (Hiesinger и др., 2012). Формирование бассейна оказало решающее влияние на облик поверхности южного полярного региона, который включает части днища, зоны валов и сплошных выбросов. Так как бассейн SPA это древнейший из известных, то в его выбросах должно присутствовать вещество древней лунной коры и, возможно, мантии (Yamamoto и др., 2010; Melosh и др., 2017). Однако некоторые авторы выражают сомнения относительно наличия мантийного вещества в выбросах бассейна (Lucey, 2004).

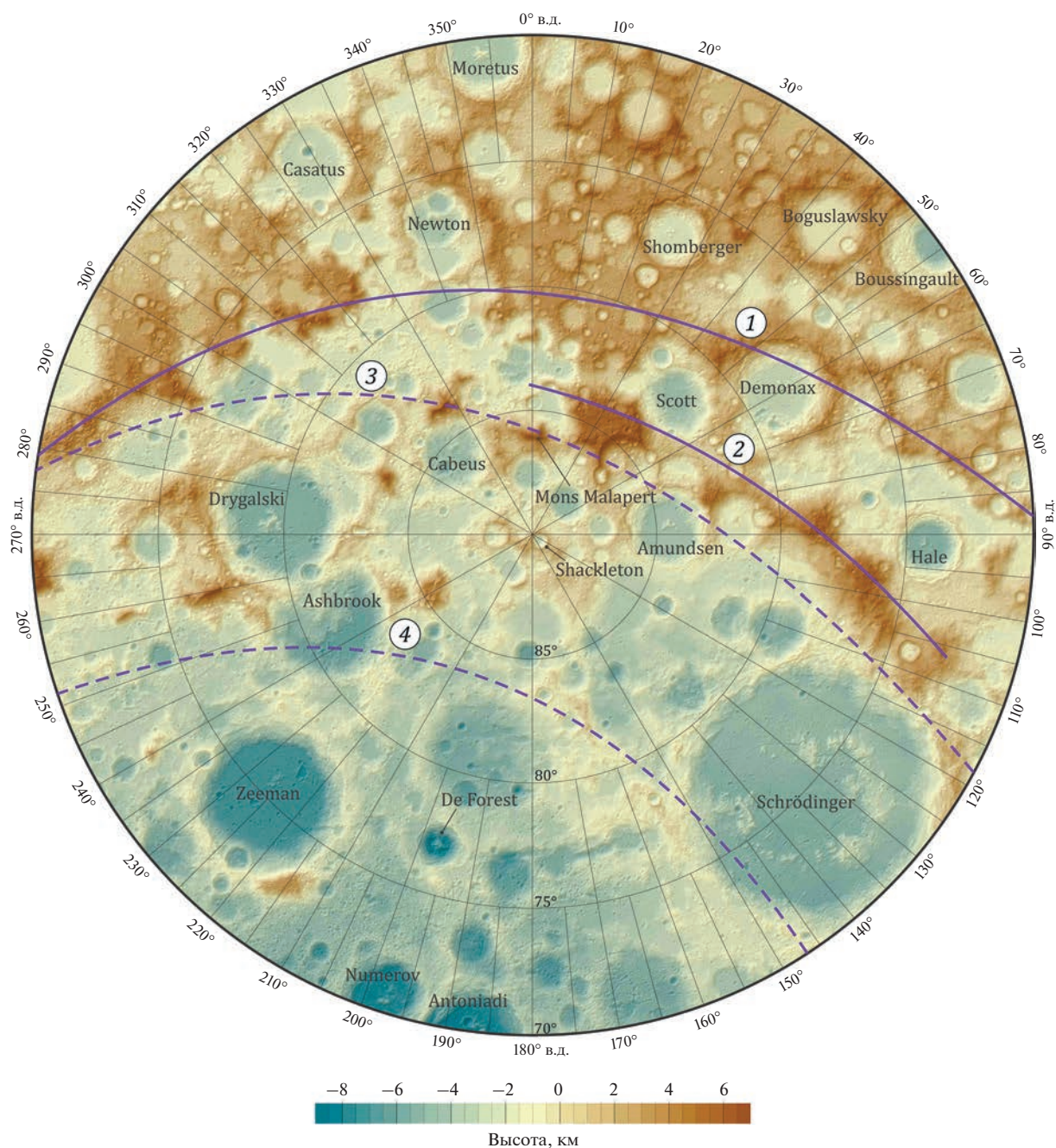


Рис. 1. Предполагаемые границы бассейна SPA: 1 – Эллипс SPA по (Wilhelms и др., 1979). 2 – Массивы SPA, хорошо коррелирующие с 3 – внешним эллипсом по (Garrick-Bethell, Zuber, 2009). 4 – Внутренний эллипс по (Garrick-Bethell, Zuber, 2009).

В результате продолжающейся метеоритной бомбардировки после формирования бассейна SPA образовалось множество ударных структур. Некоторые из них достигают многих десятков километров в диаметре (рис. 1). Эти ударные кратеры в значительной степени переработали и перераспределили материал, как днища, так и в зоне выбросов бассейна SPA. Наиболее крупные из этих кратеров были способны пробить отложения

выбросов бассейна и выбросить на поверхность подстилающий материал. В выбросах таких кратеров, следовательно, можно обнаружить вещество, предшествовавшее ударному событию SPA и представляющее исключительную научную ценность.

В статье приводятся результаты изучения одного из аспектов перераспределения вещества в

ударном процессе, а именно отложение сплошных выбросов с помощью модельных оценок их мощности для ударных структур, сформированных после события SPA. Такие расчеты позволяют установить предполагаемые источники вещества, накопившегося в том или ином месте южного полярного региона. В свою очередь, знание об источнике вещества крайне важно при выборе мест посадок спускаемых аппаратов и при интерпретации результатов анализов собранного материала.

В данной статье представлены результаты модельных оценок мощности выбросов для кратеров нектарианского, имбрийского, эратосфеновского и коперниковского возраста, которые расположены в области от 90° до 70° ю.ш. Оценки основаны на новой геологической карте южной полярной области Луны, составленной в масштабе 1 : 300 000 (Krasilnikov и др., 2021).

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ ВЫБРОСОВ КРАТЕРОВ

Основой анализа послужила геологическая карта южного полярного региона, которая показывает распространение морфологически однородных подразделений (в подавляющем большинстве это ударные кратеры и их выбросы) в пространстве и времени. Карта позволяет оценивать мощность выбросов разновозрастных кратеров и таким образом реконструировать трехмерную стратиграфию изучаемой территории.

Геологическая карта (Krasilnikov и др., 2021) была составлена в результате тщательного фотогеологического анализа поверхности на основе цифровых моделей рельефа (ЦМР), построенных по данным лазерного высотомера LOLA (Lunar Orbiter Laser Altimeter) (Smith и др., 2010) с пространственным разрешением до 20–60 м/пикс и мозаики снимков широкоугольной камеры WAC (Wide Angle Camera) с разрешением до 100 м/пикс; оба инструмента установлены на КА LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter). Относительный возраст подразделений, отмеченных на карте, определяется по принципу суперпозиции (Wilhelms, 1974; Wilhelms и др., 1987), а абсолютный модельный — по частотно-размерному распределению (ЧРР) первичных кратеров (Neukum, 1977; Werner, 2005; Hiesinger и др., 2010). Определения ЧРР проводились либо на днище крупных кратеров, либо в зоне сплошных выбросов, когда измерения на дне были невозможны.

На сегодняшний день разработаны следующие пять основных моделей для оценки мощности выбросов кратеров, представленных в работах

(McGetchin и др., 1973; Pike, 1974; Housen и др., 1983; Fassett и др., 2011; Sharpton, 2014).

Модель McGetchin и др. (1973) была основана на данных, относящихся к малым ударным кратерам и кратерам, образовавшимся во время ядерных испытаний, и экстраполированных на ударные структуры большего диаметра. McGetchin и др. (1973) предложили следующую формулу для изменений мощности выбросов (T) в зависимости от расстояния от кратера:

$$T = 0.14 \times R^{0.74} \left(\frac{r}{R} \right)^{-3}. \quad (1)$$

Здесь и далее R — радиус кратера, r — расстояние от центра кратера; все значения в метрах. В своей статье Pike (1974) подверг критике подход McGetchin и др. (1973), так как, по его мнению, брались неверные данные по морфологии изучаемых кратеров, а рассчитанная мощность неудовлетворительно коррелировала с известными на Земле ударными структурами. В своей работе Pike (1974) предложил альтернативную формулу:

$$T = 0.033 \times R \left(\frac{r}{R} \right)^{-3}. \quad (2)$$

Модель Housen и др. (1983) была разработана на основе теоретического моделирования ударного события, вызванного ударником с определенной скоростью, диаметром и плотностью. Их итоговая формула:

$$T = 0.0078 \times R \left(\frac{r}{R} \right)^{-2.61}. \quad (3)$$

Данная модель построена с использованием размерного анализа и теории связи энергии и импульса при образовании кратеров. Авторам работы (Housen и др., 1983) удалось вывести общие соотношения, которые позволили сопоставить результаты моделирования с реально существующими кратерами Луны. Однако, по их мнению, необходимыми дополнениями к модели является оценка изменения скорости выбросов для кратеров разного размера и степенных зависимостей скорости выброса, применительно к зонам близ центра и бортов кратеров.

Fassett и др. (2011) разработали модель, которая описывает изменения мощности выбросов для бассейна Моря Восточного. Они провели оценку изменения мощности выбросов по мере удаления от внешнего вала бассейна (Кордильеры), используя в качестве маркеров ударные кратеры, частично заполненные выбросами. Новые топографические данные, полученные с LOLA (Smith и др., 2010), позволили оценить степень заполнения и, соответственно, мощность выбросов. В результате была выведена формула:

$$T = 2900(\pm 300) \left(\frac{r}{R} \right)^{-2.8(\pm 0.5)}, \quad (4)$$

где R — постоянная величина (465 км), равная радиусу вала Кордильер.

Наконец, в своей работе Sharpton (2014) использовал новые топографические данные для описания топологии относительно небольших кратеров (диаметром 2–45 км). В своей работе он раскритиковал модель McGetchin и др. (1973), так как в ней учитывались наблюдаемые диаметры кратеров, а не переходной полости, а изменения отношения глубина/диаметр по мере увеличения размера кратеров (Pike, 1974) не учитывались. Формула, предложенная в работе Sharpton (2014) имеет следующий вид:

$$T = 3.95(\pm 1.19) R^{0.399} \left(\frac{r}{R} \right)^{-3}. \quad (5)$$

ПРОЦЕСС ОТЛОЖЕНИЯ ВЫБРОСОВ, ФАКТОР СМЕШЕНИЯ

Описанные модели дают представление о мощности отложений выбросов, однако не учитывают неизбежное смешение материала выбросов с подстилающим реголитом. При образовании покрова выбросов происходит выпадение разноразмерного материала, образующего вторичные ударные кратеры разного диаметра. За счет этого реголит приповерхностных слоев перемешивается с падающим материалом выбросов. Решение проблемы смешивания было предложено в работе (Oberbeck и др., 1975), где было проведено комплексное исследование по определению отношения местного и привнесенного материала, фактор смешения μ . Oberbeck и др. (1975) провели ряд экспериментов по соударению под углами 60° и 75° лексановых ударников с мишенью, сложенной из кварцевым песком. По полученным в ходе экспериментов данным, а также по результатам изучения вторичных кратеров Коперника на Луне, им удалось выявить закономерность изменения значения μ по мере удаления от кратера:

$$\mu = 0.0183 \times R^{0.87}, \quad (6)$$

где R — расстояние от середины радиуса кратера до места расчета его выбросов. Oberbeck и др. (1975) привели аргументы, что данная зависимость может применяться не только для определения степени смешения выбросов кратера Коперник, но и для других крупных лунных кратеров. Значение R было выбрано равным расстоянию от середины радиуса кратера до места расчета по той причине, что не представляется возможным определить, из какой части кратера вылетел фраг-

мент, который впоследствии образовал вторичный кратер.

Однако некоторые авторы (Schulz, Gault, 1985; Petro, Pieters, 2006) считают, что в своих расчетах Oberbeck завысил величину μ . В отличие от Oberbeck и др. (1975), Schulz и Gault (1985) производили серию опытов, выстреливая в мишень из кварцевого песка, как одиночными ударниками, так и их кластерами. Для моделирования одиночных ударов на низких скоростях соударения использовались ударники из алюминиевой и стальной дробы, железных опилок и песка. Для моделирования кластерных соударений на средних и высоких скоростях использовались сферы из пирекса, которые разрушались при прохождении через экран из алюминиевой фольги или бумаги, расположенного над мишенью. Сами мишени были представлены песком и уплотненной пемзой. В результате экспериментов было установлено, что морфология вторичных кратеров лучше совпадает с формами, полученными в экспериментах с кластерными ударниками, которые, в отличие от одиночных, характеризуются меньшей глубиной экскавации. Это значительно увеличивает отношение местного материала к привнесенному и, соответственно, уменьшает величину фактора смешения.

Petro и Pieters (2006) в своей работе по моделированию состава реголита в месте посадки КА Apollo-16 указывали, что, по их мнению, значение μ должно быть уменьшено в два раза относительно формулы Oberbeck и др. (1975). В своей работе Petro и Pieters (2006) сравнивали результаты различных моделей образования отложений выбросов, в том числе модели со смешением материала и без него. Для определения мощности выбросов, авторы использовали модели Pike (1974) и Housen и др. (1983) и установили, что результаты, полученные при использовании модели смешения Oberbeck и др. (1975), плохо сопоставимы с геохимическими и петрографическими особенностями грунта, полученного Apollo-16 (Korotev, 1997). Такое несоответствие привело Petro и Pieters (2006) к заключению, что фактор смешения μ , рассчитываемый по формуле (6), надо уменьшить в два раза.

РЕЗУЛЬТАТЫ: ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ ВЫБРОСОВ В РАЙОНЕ ВОКРУГ ЮЖНОГО ПОЛЮСА ЛУНЫ

В нашей работе при оценке мощности выбросов были использованы формулы (3), (4) и (5). Формула McGetchin и др. (1973), возможно, недооценивает мощность, а формула Pike (1974) — переоценивает.

Модель Housen и др. (1983), основана на результатах теоретического моделирования ударных событий, образующих кратеры в широком диапазоне диаметров. В данной работе эта модель использовалась применительно к более крупным кратерам. Формула, представленная в работе (Sharpton, 2014), основана на тщательном морфометрическом анализе малых кратеров и, как прямо указывает автор, применима для оценки мощности выбросов из кратеров диаметром 3–45 км. В нашей работе эта формула использовалась для кратеров в диапазоне диаметров от 20 до 45 км. Формула, предложенная в работе Fassett и др. (2011) основана на морфометрическом изучении выбросов из бассейна Моря Восточного и, вероятно, применима к крупным ударным структурам, таким как ударные бассейны (>300 км в диаметре). В нашем исследовании она была использована только для оценки мощности выбросов из бассейна Моря Восточного.

Новая геологическая карта южного полярного региона (Krasilnikov и др., 2021) позволяет упорядочить ударные кратеры по их стратиграфическому возрасту и таким образом оценивать мощность их выбросов, относящихся к разным эпохам геологической истории Луны. С помощью этой карты и с использованием указанных выше моделей была составлена карта мощностей выбросов из кратеров от нектарианского до коперниковского возраста (рис. 2а), и серия карт для каждого геологического периода по отдельности (рис. 3). Эти карты представляют первичные результаты расчетов, которые в дальнейшем были детализированы с учетом фактора смещения по моделям (Oberbeck и др., 1975, рис. 26, (4)) и (Petro, Pieters, 2006, рис. 2в, (5)).

Оценки мощности выбросов в соответствии с моделями по формулам (3), (4) и (5) проводились инкрементально в пределах концентрических зон вокруг валов изучаемых кратеров. Ширина зон выбиралась пропорционально размеру того или иного кратера и возрастала с увеличением его диаметра. Для кратеров диаметром менее 25 км, величина инкремента составляла 2.5 км, для кратеров диаметром 26–80 км она была 5 км, для кратеров диаметром 81–130 км составляла 10 км, а для более крупных кратеров – 20 км. Расчет отложений выбросов бассейна Моря Восточного проводился с шагом 60 км. Такой подход существенно упрощает процесс вычислений, а итоговые карты приобретают лучшую читаемость.

В результате карта пространственного распределения мощности выбросов представляет серии кольцевых зон, цвет которых кодирует мощность. Внешние границы кольцевых серий вокруг того или иного кратера соответствуют границам под-

разделений, показанных на геологической карте (Krasilnikov и др., 2021). Построенная таким образом карта мощностей была модифицирована с учетом фактора смещения (μ), предложенного Oberbeck и др. (1975). Поскольку μ является отношением местного материала к привнесенному, то все кольцевые зоны со значением $\mu \geq 1$ убирались, так как в них преобладает местный реголит, а морфологические характеристики выбросов, на которых основана геологическая карта, стираются. В зонах со значением $\mu < 1$ полученная в результате модельных расчетов мощность T , делилась на величину $\mu + 1$, с целью получить значение мощности покрова выбросов с поправкой на фактор смещения. Аналогично проводилось построение карт выбросов с учетом смещения материала по модели Petro и Pieters (2006).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Построенные карты мощности выбросов (рис. 2–5) позволяют идентифицировать источники материала и его долю в приповерхностном слое реголита. В свою очередь, размеры родительских кратеров позволяют приблизительно оценить глубину, с которой был выброшен материал, если принять, что глубина экскавации в общем случае равна одной десятой диаметра кратера (Melosh, 1989). Так, например, раннеимбрийский кратер Морет ($d = 115.55$ км), расположенный в секторе 335° – 70° в.д. и 77° – 70° ю.ш., вероятно, пробил отложения выбросов из бассейна SPA и выбросил на поверхность еще более древний материал лунной коры.

С помощью карт мощности выбросов появляется возможность определить количество того или иного материала, представляющего выбросы из кратеров от нектарианского до коперниковского возраста. В нашей работе мы не рассматривали более древние, донектарианские кратеры, так как на геологической карте донектарианский материал представлен как нерасчлененная толща, на которой морфологические признаки индивидуальных ударных структур в основном стерты.

Карта, составленная с применением моделей (3)–(5), дает общую картину пространственного распределения разновозрастных выбросов, которая может быть уточнена с использованием моделей смещения. Однако эти модели сильно отличаются друг от друга (рис. 2). При их сравнении становится очевидным, что при использовании модели Oberbeck и др. (1975) морфологическая граница выбросов, где значения $\mu < 1$, заметно сужается и приближается к гребню вала кратера. В модели Petro и Pieters (2006) зоны морфологически выраженных выбросов становятся существенно шире.

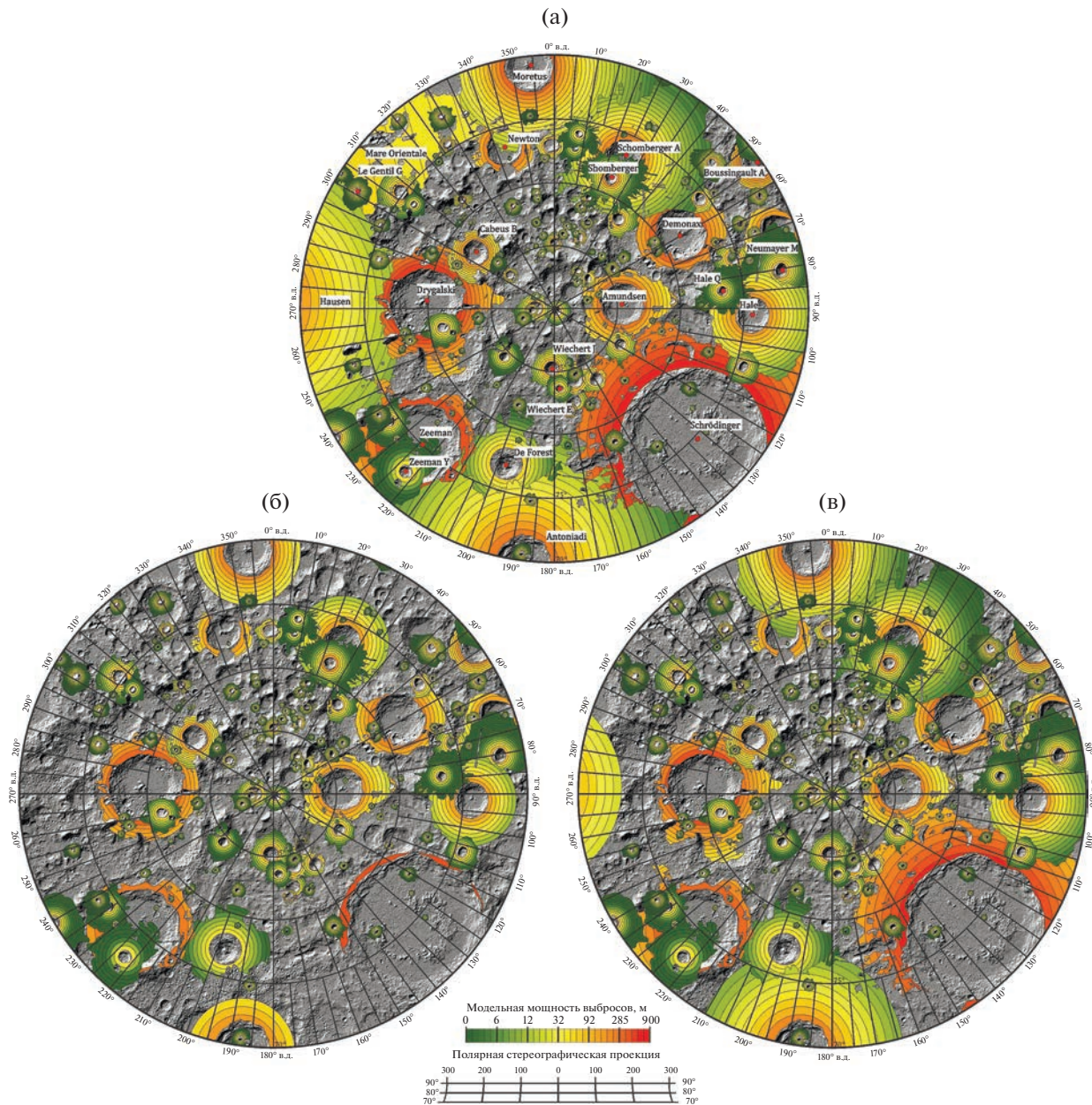


Рис. 2. Модельная мощность выбросов кратеров нектарианского—коперниковского возраста в районе южного полюса Луны: (а) — без учета смещения материала; (б) — с учетом смещения материала по Oberbeck и др. (1975); (в) — с учетом смещения материала по Petro и Pieters (2006).

В настоящее время мы изучаем соотношение величины фактора смещения и ширины зоны сплошных выбросов из кратеров разного диаметра и высокой морфологической сохранности и для того, чтобы ввести обоснованные ограничения на изменения величины μ .

Полученные данные о модельном распределении мощности выбросов в южной приполярной области Луны важны для интерпретации резуль-

татов, которые могут быть получены при проведении экспериментов на планируемых спускаемых аппаратах, в том числе экспедиции Луна-25.

Эта экспедиция является одним из наиболее приоритетных проектов корпорации Роскосмос на данный момент. При интерпретации результатов, полученных в одном из выбранных мест посадки (эллипсы 1, 4 и 6, рис. 6), важно представлять геологическое строение региона и источни-

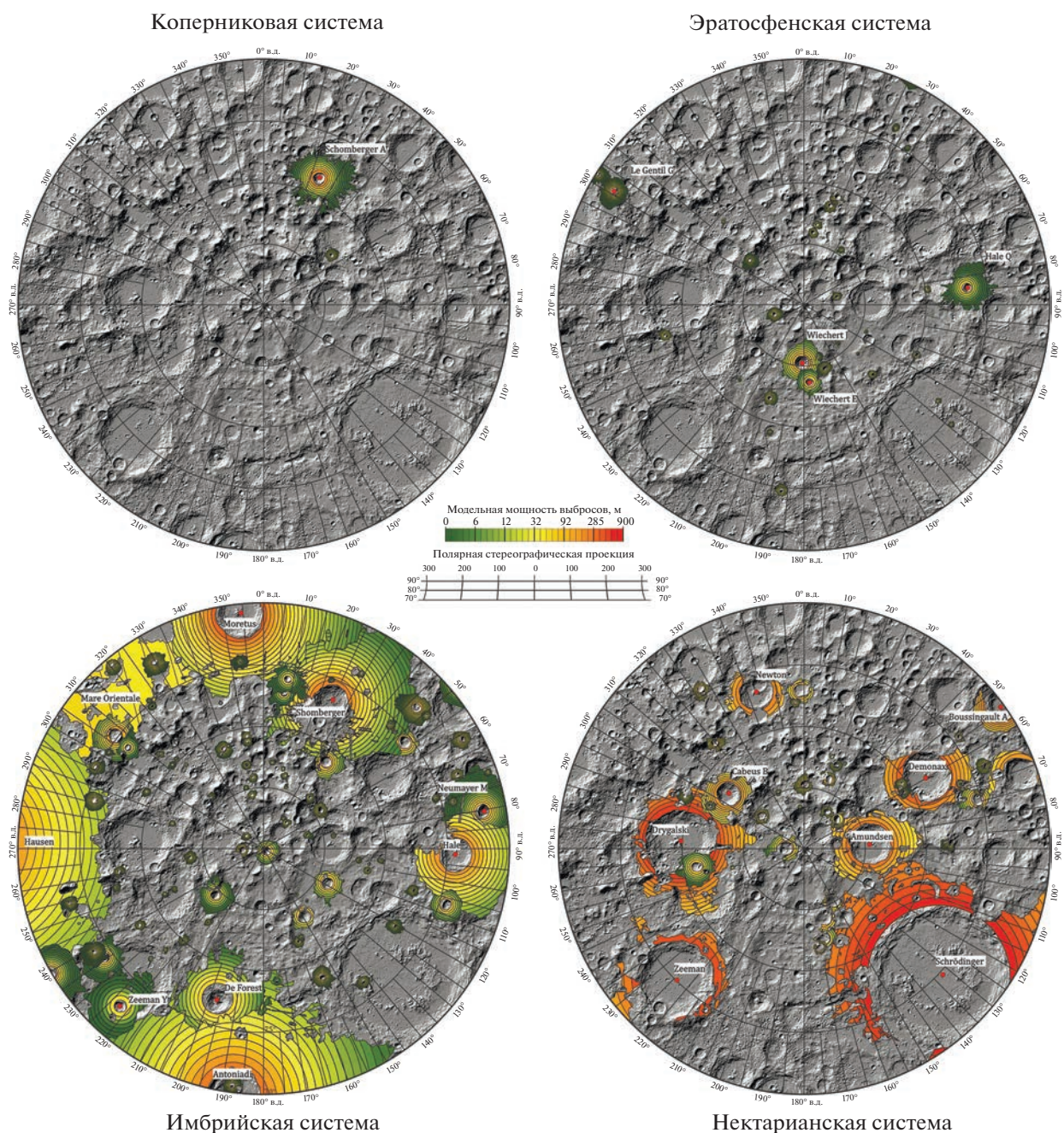


Рис. 3. Модельная мощность выбросов кратеров в районе южного полюса Луны коперниковского, эратосфенского, имбрийского и нектарианского возрастов без учета смещения материала.

ков материала, слагающего поверхность. Для этого нами была построена карта мощности выбросов в области от 0° до 52° в.д., и от 65° до 75° ю.ш., где расположены наиболее перспективные эллипсы посадки (рис. 6а). Карта составлена на основе геологической карты масштаба 1 : 300 000 (Красильников и др., 2022) с применением тех же методик, использованных при построении общей

карты южной приполярной области, в том числе, с учетом моделей фактора смещения по Oberbeck и др. (1975, рис. 6б) и Petro и Pieters (2006, рис. 6в).

Карты позволяют количественно оценить количество материала из того или иного источника в месте посадки. Например, в эллипсах 1 и 4 (рис. 6) главным источником является кратер Морет. Мощность его выбросов (без учета фактора сме-

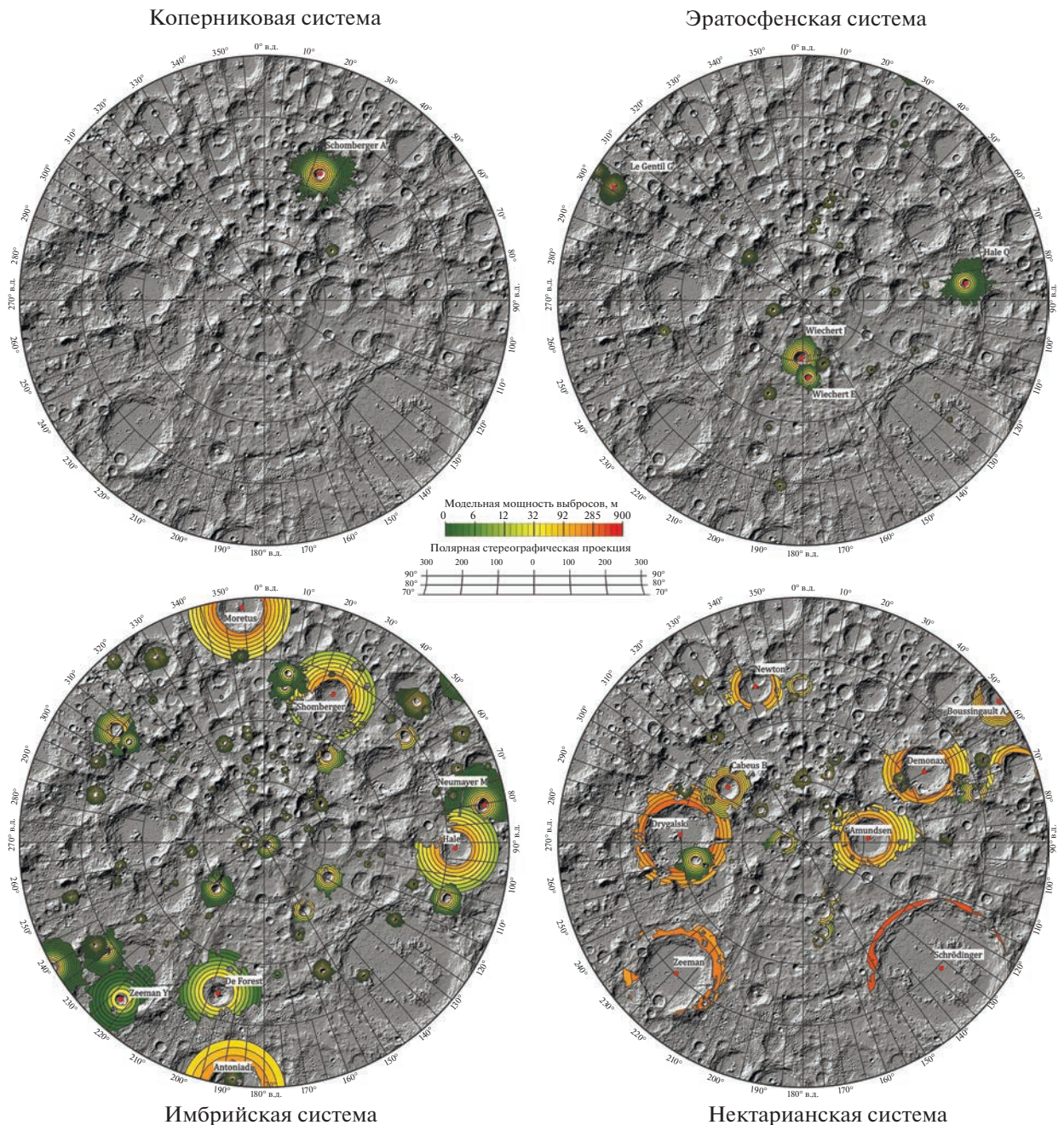


Рис. 4. Модельная мощность выбросов кратеров в районе южного полюса Луны коперниковского, эратосфенского, имбрийского и нектарианского возрастов с учетом фактора смещения по Oberbeck и др. (1975).

шения) составляет от 20.5–15.9 м в эллипсе 1 до 6.8–5.7 м в эллипсе 4. Выбросы этого кратера залегают на донектарианском основании. Малая модельная мощность имбрийских отложений кратера Морет в данных эллипсах посадки означает, что ударные кратеры малого размера могли бы выбросить более древний материал из-под покрова выбросов. Таким образом, в эллипсах посадки 1 и 4 реголит может представлять собой

смесь выбросов имбрийского возраста (кратер Морет) и подстилающих пород донектарианского возраста. Кратер Морет имеет в диаметре 115 км и, следовательно, глубина его экскавации составляет около 12 км, что превышает модельную мощность выбросов бассейна SPA в данной области (Ivanov и др., 2018), которая составляет примерно 800–1000 м, с расчетом по модели Fassett и др. (2011).

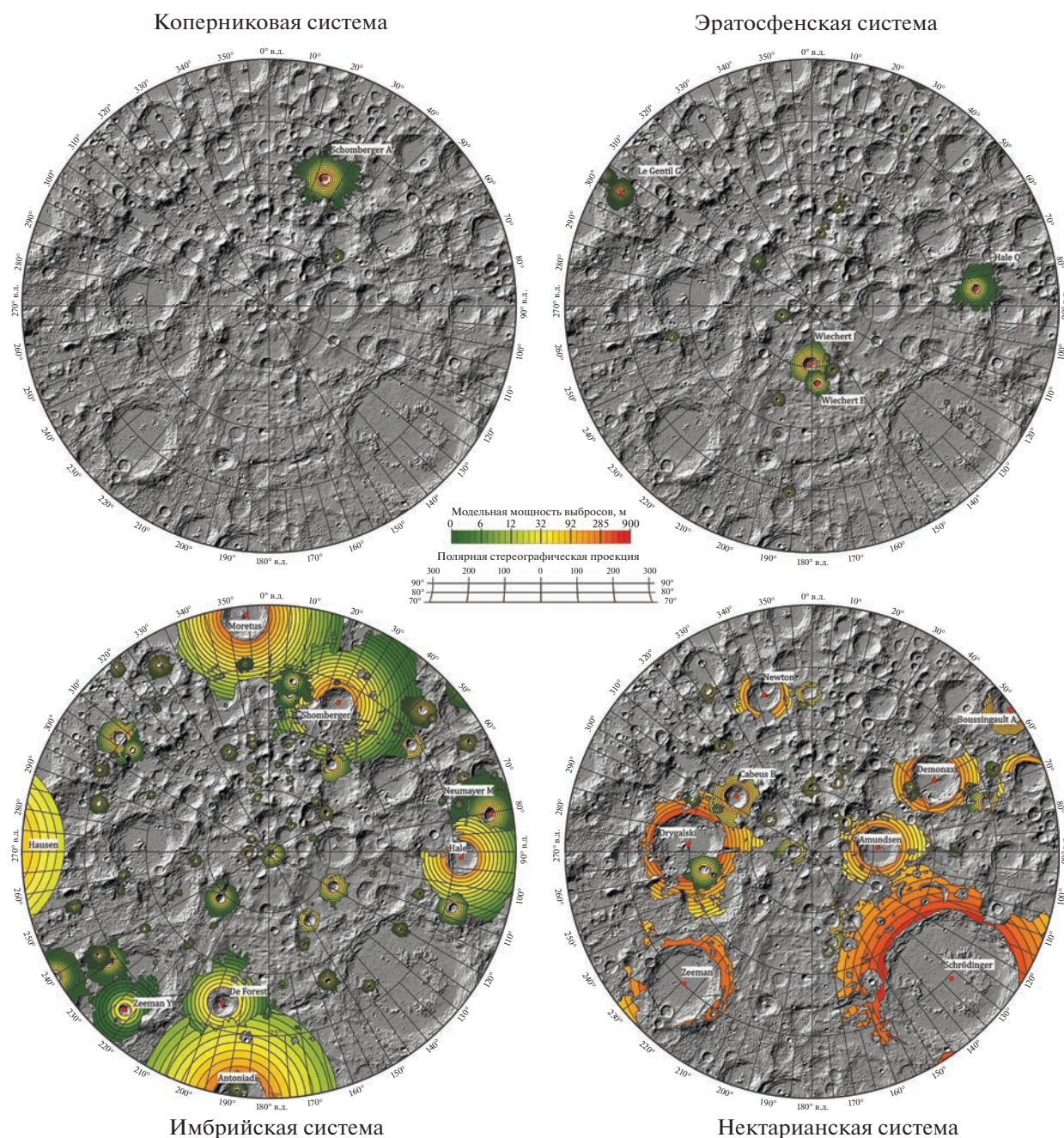


Рис. 5. Модельная мощность выбросов кратеров в районе южного полюса Луны коперниковского, эратосфенского, имбрийского и нектарианского возрастов с учетом фактора смещения по Petro и Pieters (2006).

Следовательно, выбросы кратера могут содержать вещество лунной коры, предшествовавшее ударному событию SPA, выброшенное с большой глубины и относящееся к наиболее древним этапам геологической истории Луны. Подстилающий материал, который с большой вероятностью должен присутствовать на поверхности в эллипсах 1 и 4, может представлять собой перемешанные ударной бомбардировкой выбросы бассейна

SPA. Таким образом, в пределах эллипсов 1 и 4 с большой долей вероятности может быть проанализировано вещество древнейшей лунной коры, представляющее ее разные глубинные горизонты: более глубинное – выбросы SPA, менее глубинное – выбросы кратера Морет.

В пределах эллипса 6 поверхность имеет до-нектарианский возраст и местный реголит преобладает над возможным привнесенным материалом

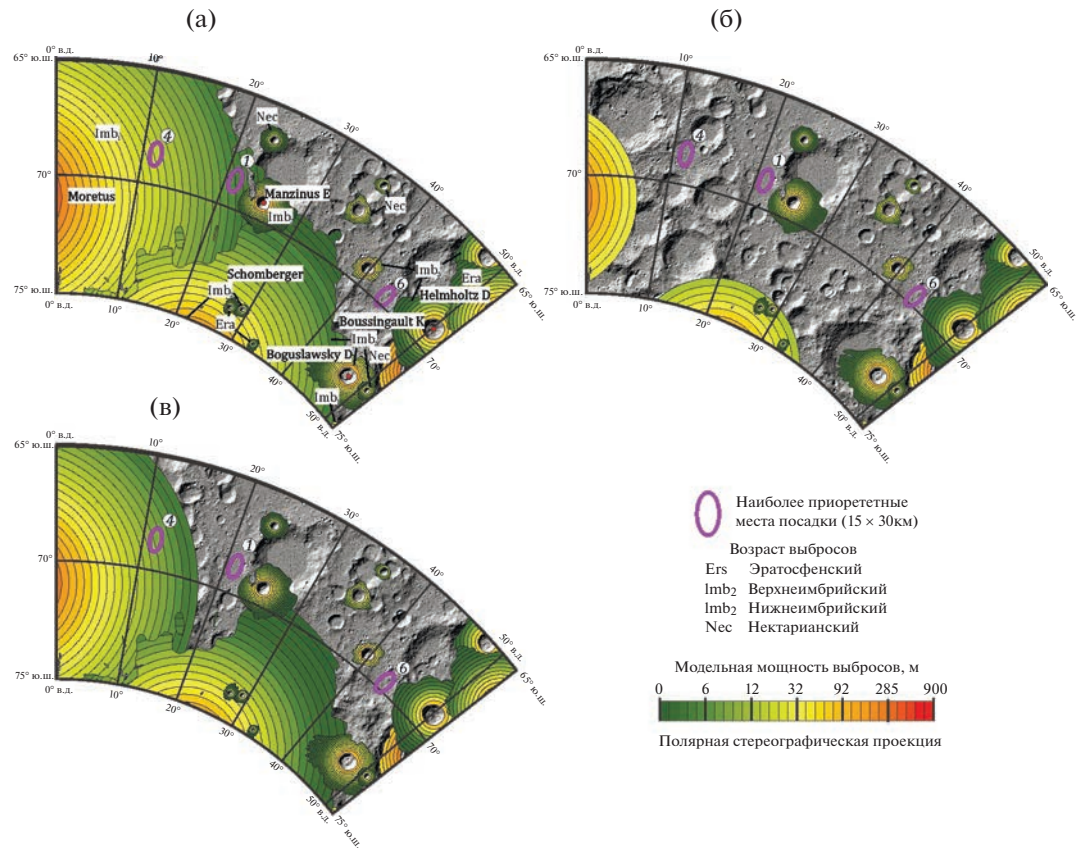


Рис. 6. Модельная мощность выбросов кратеров нектарианского—коперниковского возраста в районе посадки спускаемого аппарата Луна-25: (а) — без учета смещения материала; (б) — с учетом смещения материала по Oberbeck и др. (1975); (в) — с учетом смещения материала по Petro и Pieters (2006).

из более молодых кратеров. Вероятно, реголит в этом эллипсе представляет ударно переработанные выбросы бассейна SPA, которые, возможно, представляют собой более глубокие горизонты древнейшей лунной коры.

Если учитывать фактор смешения, то пропорция местного материала увеличится во всех эллипсах посадки и, следовательно, увеличится доля материала выбросов бассейна SPA.

ВЫВОДЫ

В ходе работы было проведено изучение отложений выбросов ударных кратеров в южной полярной области Луны. Основным направлением исследования являлось определение мощностей выбросов в различных частях исследуемого района. Для этого были выбраны три формулы определения мощности, наиболее подходящие для кратеров разных размеров (формулы (3)–(5)). На основе этих моделей и новой геологической карты (Krasilnikov и др., 2021) была получена мощность выбросов кратеров южной полярной области.

Также, анализ включает в себя район посадки спускаемого аппарата Луна-25. Модели, предложенные для расчета мощности не учитывали смешение материала выбросов с местным реголитом. С целью определения воздействия данного явления на получившуюся модель были выполнены пересчеты с применением двух известных оценок фактора смешения (Oberbeck и др., 1975; Petro, Pieters, 2006), что позволило модифицировать исходную модель. Различия между модифицированными моделями вводят предварительные ограничения на возможные вариации мощности выбросов из кратеров в южной полярной области Луны. Наиболее наглядно эти ограничения выражаются в изменениях общей ширины зон, где доминирует выброшенный из кратера материал (рис. 2). Применение фактора смешения по формуле, предложенной Oberbeck и др. (1975), резко сужает зону, где выброшенный материал доминирует, и эта зона становится менее широкой, чем морфологически выраженная зона сплошных выбросов. Таким образом, данная формула дает, предположительно, нижний предел мощности

выбросов. Модификация формулы Oberbeck и др. (1975), предложенная в работе Petro и Pieters (2006), увеличивает ширину зоны, где значения фактора смещения остаются меньше единицы и, следовательно, доминирует выброшенный материал. Однако и в этом случае ширина таких зон, как правило, меньше ширины морфологически выраженных областей сплошных выбросов (рис. 2).

Неопределенность в точности моделей оценки мощности выбросов и смещения материала позволяет дать только приближенные значения мощности отложений кратеров, которые можно использовать для общего представления геологии района. В связи с этим для получения более подробной информации, требуются дополнительные исследования.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 21-17-00035: Оценка темпов экзогенного обновления поверхности Луны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Красильников С.С., Красильников А.С., Иванов М.А. Геологическая детализация основных эллипсов посадки Луна-25 // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 3. С. 147–157. (Krasilnikov S.S., Krasilnikov A.S., Ivanov M.A. Geological Details of the Main Landing Ellipses of Luna-25 // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 3. P. 135–144. <https://doi.org/10.1134/S0038094622020058>) <https://doi.org/10.31857/S0320930X22020050>
- Boynton W.V., Droege G.F., Mitrofanov I.G., McClanahan T.P., Sanin A.B., Litvak M.L., Schaffner M., Chin G., Evans L.G., Garvin J.B., Harshman K., Malakhov A., Milikh G., Sagdeev R., Starr R. High spatial resolution studies of epithermal neutron emission from the lunar poles: Constraints on hydrogen mobility // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. E00H33. <https://doi.org/10.1029/2011JE003979>
- Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., Ennico K., Hermalyn B., Marshall W., Ricco A., Elphic R., Goldstein D., Summy D., Bart G., Asphaug E., Korycan-sky D., Landis D., Sollitt L. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. P. 463–468. <https://doi.org/10.1126/science.1186986>
- Fassett C.I., Head J.W., Smith D.E., Zuber M.T., Neumann G.A. Thickness of proximal ejecta from the Orientale Basin from Lunar Orbiter Laser Altimeter (LOLA) data: Implications for multi-ring basin formation // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. Iss. 17. L17201. <https://doi.org/10.1029/2011GL048502>
- Feldman W.C., Maurice S., Binder A.B., Barraclough B.L., Elphic R.C., Lawrence D.J. Fluxes of fast and epithermal neutrons from Lunar Prospector: Evidence for water ice at the lunar poles // Science. 1998. V. 281. P. 1496–1500. <https://doi.org/10.1126/science.281.5382.1496>
- Feldman W.C., Elphic R.C., Barraclough B.L., Maurice S., Genetay I., Binder A.B. Polar hydrogen deposits on the Moon // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 4175–4195. <https://doi.org/10.1029/1999JE001129>
- 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. P. 23231–23251. <https://doi.org/10.1029/2000JE001444>
- Garrick-Bethell I., Zuber M.T. Elliptical structure of the lunar South Pole-Aitken basin // Icarus. 2009. V. 204. P. 399–408. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.05.032>
- Hiesinger H., Head J.W., Wolf U., Jaumann R., Neukum G. Ages and stratigraphy of lunar mare basalts in Mare Frigoris and other nearside maria based on crater size-frequency distribution measurements // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. 1–22. <https://doi.org/10.1029/2009JE003380>
- Hiesinger H., van der Bogert C.H., Pasckert J.H., Schmedemann N., Robinson M.S., Jolliff B., Petro N. New crater size-frequency distribution measurements of the South Pole Aitken basin // LPSC 43. 2012. № 2863.
- Housen K.R., Schmidt R.E., Holsapple K.A. Crater ejecta scaling laws: fundamental forms based on dimensional analysis // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. Iss. B3. P. 2485–2499. <https://doi.org/10.1029/JB088iB03p02485>
- Ivanov M.A., Abdrakhimov A.M., Basilevsky A.T., Demidov N.E., Guseva E.N., Head J.W., Hiesinger H., Kohanov A.A., Krasilnikov S.S. Geological characterization of the three high-priority landing sites for the Luna-Glob mission // Planet. and Space Sci. 2018. V. 162. P. 190–206. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2017.08.004>
- Korotev R.L. Some things we can infer about the Moon from the composition of the Apollo 16 regolith // Meteor. and Planet. Sci. 1997. V. 32. Iss. 4. P. 447–478. <https://doi.org/10.1111/j.1945-5100.1997.tb01291>
- Krasilnikov S.S., Ivanov M.A., Head J.W. Geological map of the South pole of Moon // LPSC 52. 2021. № 1428.
- Lucey P.G. Mineral maps of the Moon // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Iss. 8. L08701. <https://doi.org/10.1029/2003GL019406>
- McGetchin T.R., Settle M., Head J.W. Radial thickness variation in impact crater ejecta: implications for lunar basin deposits // Earth and Planet. Sci. Lett. 1973. V. 20. Iss. 2. P. 226–236. [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(73\)90162-3](https://doi.org/10.1016/0012-821X(73)90162-3)
- Melosh H.J. Impact Cratering: A Geologic Process. New York: Oxford Univ. Press, 1989. 253 p.
- Melosh H.J., Kendall J., Horgan B., Johnson B.C., Bowling T., Lucey P.G., Taylor G.J. South Pole-Aitken basin ejecta reveal the Moon's upper mantle // Geology. 2017. V. 45. № 12. P. 1063–1066. <https://doi.org/10.1130/G39375.1>
- 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., Milikh G., Mokrousov M., Nandikotkur G., Neumann G.A., Nuzhdin I., Sagdeev R., Shevchenko V., Shvetsov V., Smith D.E., Starr R., Tretyakov V.I., Trombka J., Usikov D., Varenikov A., Vostrukhin A., Zuber M.T. Hydrogen

- mapping of the Lunar South Pole using the LRO neutron detector experiment LEND // *Science*. 2010. V. 330. № 6003. P. 483–486.
<https://doi.org/10.1126/science.1185696>
- Mitrofanov I.G., Litvak I.M., Sanin A., Malakhov A., Golovin D., Boynton W., Droege G., Chin G., Evans L., Harshman K., Fedosov F., Garvin J., Kozyrev A., McClanahan T., Milikh G., Mokrousov M., Starr R., Sagdeev R., Shevchenko V., Shvetsov V., Tretyakov V., Trombka J., Varenikov A., Vostrukhin A.* Testing polar spots of water-rich permafrost on the Moon: LEND observations on-board LRO // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. E00H27.
<https://doi.org/10.1029/2011JE003956>
- Neukum G.* Different ages of lunar light plains // *The Moon*. 1977. V. 17. P. 383–393.
<https://doi.org/10.1007/BF00562647>
- Oberbeck V.R., Hörz F., Morrison R.H., Quaide W.L., Gault D.E.* On the origin of the lunar smooth-plains // *The Moon*. 1975. V. 12. P. 19–54.
<https://doi.org/10.1007/BF02626332>
- Petro N.E., Pieters C.M.* Modeling the provenance of the Apollo 16 regolith // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. Iss. E9. P. 1–13.
<https://doi.org/10.1029/2005JE002559>
- Pike R.J.* Ejecta from large craters on the Moon: Comments on the geometric model of McGetchin et al. // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 1974. V. 23. Iss. 3. P. 265–271.
[https://doi.org/10.1016/0012-821X\(74\)90114-9](https://doi.org/10.1016/0012-821X(74)90114-9)
- 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., Tretyakov V.I., Vostrukhin A.A.* Hydrogen distribution in the lunar polar regions // *Icarus*. 2017. V. 283. P. 20–30.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.06.002>
- Schultz P.H., Gault D.E.* Clustered impacts: experiments and implications // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. Iss. B5. P. 3701–3732.
<https://doi.org/10.1029/JB090iB05p03701>
- Sharpton V.L.* Outcrops on lunar crater rims: Implications for rim construction mechanisms, ejecta volumes and excavation depths // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. Iss. 1. P. 154–168.
- Smith D.E., Zuber M.T., Jackson G.B., Cavanaugh J.F., Neumann G.A., Riris H., Sun X., Zellar R., Coltharp C., Connelly J., Katz R., Kleyner I., Liiva P., Matuszeski A., Mazarico E., McGarry J., Novo-Gradac A., Ott M., Peters C., Ramos-Izquierdo L., Ramsey L., Rowlands D., Schmidt S., Scott V., Shaw G., Smith J., Swinski J., Torrence M., Unger G., Yu A., Zagwodzki T.* 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/s11214-009-9512-y>
- Werner S.C.* Major aspects of the chronostratigraphy and geologic evolutionary history of Mars // Ph. D. thesis. Berlin: Cuvillier, 2005.
- Wilhelms D.E.* Geologic mapping of the second planet. Pt 1: Rationale and general methods of Lunar geologic mapping // *A Primer in Lunar Geology* / Eds Greeley R., Schultz P. Ames Research Center NASA, 1974. P. 199–215.
- Wilhelms D.E., Howard K.A., Wilshire H.G.* Geologic map of the South side of the Moon // USGS Map I-1162. 1979.
<https://doi.org/10.3133/i1162>
- Wilhelms D.E., McCauley J.P., Trask N.J.* The geologic history of the Moon // USGS Numbered Series. Professional Paper. 1987. V. 1348. 302 p.
<https://doi.org/10.3133/pp1348>
- Yamamoto S., Nakamura R., Matsunaga T., Ogawa Y., Ishihara Y., Morota T., Hirata N., Ohtake M., Hiroi T., Yokota Y., Haruyama J.* Possible mantle origin of olivine around lunar impact basins detected by SELENE // *Nature Geosci.* 2010. V. 3. P. 533–536.
<https://doi.org/10.1038/ngeo897>

УДК 523.62-726

ОСОБЕННОСТИ ФОРШОК-ТРАНЗИЕНТОВ У ГОЛОВНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН ПЛАНЕТ

© 2023 г. С. Д. Шувалов*

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия

**E-mail: shuvalovsergei@gmail.com*

Поступила в редакцию 19.09.2022 г.

После доработки 29.09.2022 г.

Принята к публикации 13.10.2022 г.

Перед головной ударной волной при квазипараллельной конфигурации межпланетного магнитного поля существует область, называемая форшоком, в которой протекает множество нестационарных процессов, наиболее крупномасштабные из которых носят собирательное название “форшок-транзиенты”. Размер данных образований может исчисляться десятками земных радиусов, что оказывает существенное влияние на характер обтекания магнитосферы солнечным ветром. Некоторые типы форшок-транзиентов наблюдаются и на других планетах, в том числе без собственного глобального магнитного поля, что говорит об универсальности данных явлений. В данной статье перечислены наиболее известные нестационарные процессы, протекающие в форшоке, а также приводятся актуальные представления о механизмах формирования наиболее крупных форшок-транзиентов.

Ключевые слова: солнечный ветер, головная ударная волна, форшок

DOI: 10.31857/S0320930X23020081, **EDN:** NWCAED

ВВЕДЕНИЕ

Солнечный ветер представляет собой сверхзвуковой поток плазмы, почти радиально истекающей от Солнца и преимущественно состоящей из протонов и электронов. При встрече с препятствием, роль которого, в случае Земли, играет магнитное поле планеты, солнечный ветер замедляется, становясь дозвуковым, и начинает его обтекать, в результате чего формируется бесстолкновительная ударная волна, называемая головной, на которой скачкообразно меняются скорость, температура и концентрация плазмы. Фронт околоземной ударной волны отстоит от Земли в направлении Солнца на расстоянии в среднем $\sim 13\text{--}15$ радиусов планеты и в хорошем приближении представляет собой поверхность второго порядка (Formisano, 1979; Lu и др., 2019), положение которой меняется в зависимости от динамического давления солнечного ветра. Помимо замедления, отклонения и разогрева набегающего потока солнечного ветра, на ударной волне также протекают нетепловые процессы, включающие выборочное ускорение частиц до высоких энергий, развитие неустойчивостей и формирование немаксвелловских функций распределения (Paschmann и др., 2005; Tsurutani, Stone, 1985; Burgess, Scholer, 2015).

Ориентация вектора межпланетного магнитного поля играет ключевую роль в физике головной ударной волны. При квазиперпендикулярной геометрии, когда угол θ_{Bn} между вектором магнитного поля и нормалью к фронту ударной волны $>45^\circ$, и альвеновское число Маха ≥ 3 , ударная волна является сверхкритической. Часть ионов из набегающего потока частиц отражаются от фронта ударной волны и в дальнейшем дрейфуют вдоль направления вектора магнитного поля в область обтекающего потока за ударной волной. Данный механизм превращает энергию направленного движения потока в его тепловую энергию.

При квазипараллельной геометрии ($\theta_{Bn} < 45^\circ$) значительная часть ионов и электронов может дрейфовать от ударной волны вдоль вектора межпланетного магнитного поля в направлении, противоположном набегающему потоку солнечного ветра. Эти надтепловые частицы формируют протяженную область перед фронтом ударной волны, в которой наблюдается множество волн, известную как форшок (Fuselier, 1995; Eastwood и др., 2005). В форшоке происходит развитие кинетических неустойчивостей в плазме набегающего потока солнечного ветра, и генерируются волны, приводящие к дополнительному рассеянию частиц. Примером таких волн могут быть очень низкочастотные (ОНЧ) волны, в литерату-

ре называемые кавитонами форшока (“foreshock cavitons”, см., например, Blanco-Cano и др., 2009; данный термин не следует путать с полостями в форшоке, “foreshock cavities”, которым посвящен отдельный раздел данной статьи). Также иногда развиваются нелинейные волны, в которых происходит значительное увеличение крутизны фронтов, в результате чего образуются так называемые короткие магнитные структуры с большой амплитудой (“Short Large Amplitude Magnetic Structures” (SLAMS), Schwartz, Burgess, 1991). Недавнее исследование (Chen и др., 2021) показало, что развитие SLAMS происходит из-за гирорезонанса между ионами солнечного ветра и распространяющимися им навстречу электромагнитными волнами. SLAMS у околоземной ударной волны имеют размер порядка одного радиуса планеты, и их пространственная плотность растет с уменьшением расстояния до планеты. По мере возрастания пространственной плотности, эти структуры начинают накладываться друг на друга, замещая собой фронт ударной волны.

Наиболее крупными из известных образований, формируемых в форшоке, являются следующие. (1) Пузыри в форшоке (“foreshock bubbles”, предсказаны моделированием в работе (Omid и др., 2010), и затем зарегистрированы на космическом аппарате THEMIS (Turner и др., 2013)), которые представляют собой крупномасштабные кинетические образования, возникающие в результате взаимодействия разрывов в солнечном ветре и отраженными от ударной волны надтепловыми частицами. (2) Аномалии горячего потока (“hot flow anomalies”, АГП, Schwartz и др., 1985, Thomsen и др., 1983; Paschmann и др., 1988), которые возникают в результате взаимодействия тангенциального разрыва в межпланетном магнитном поле с квазипараллельной ударной волной (в ранних работах данные явления иногда назывались активными токовыми слоями). (3) Полости в форшоке (“foreshock cavities”, Sibeck и др., 2002), являющиеся локализованными образованиями, содержащими горячую плазму, почти полностью вытесняющими солнечный ветер и образующимися вне зависимости от разрывов в солнечном ветре. В литературе все вышеперечисленные образования иногда называют собирательным термином “форшок-транзиенты” (“foreshock transients” или “transient foreshock event”, см., например, Turner и др., 2013). Далее каждое из приведенных образований рассмотрено более подробно.

ПУЗЫРИ В ФОРШОКЕ (“FORESHOCK BUBBLES”)

В работе (Omid и др., 2010) с использованием гибридных симуляций было предсказано, что пузыри в форшоке формируются в результате кинетического взаимодействия между надтепловыми

частицами, движущимися от ударной волны, и набегающим потоком солнечного ветра, содержащего неоднородности магнитного поля. Эти неоднородности отклоняют ионы форшока, из-за чего формируется ядро пузыря, представляющее собой область с пониженной концентрацией частиц, с ослабленным магнитным полем и температурой плазмы, на несколько порядков превышающей температуру в солнечном ветре, направление средней скорости которой сильно отличается от направления солнечного ветра и иногда даже близко к направлению на Солнце. Также в ядре пузыря наблюдается повышенная активность ОНЧ-волн. На рис. 1 приведен результат гибридной симуляции пузыря в форшоке, находящегося вблизи подсолнечной точки Земли непосредственно перед его соприкосновением с головной ударной волной. В данной симуляции ориентация вектора магнитного поля поменялась на вращательном разрыве с $[1, 0, 0]$ на $[1, -5, 0]$ в координатах XYZ , что привело к образованию пузыря в форшоке (Turner и др., 2013). Образование ядра пузыря, отмеченного как “FB”, зависит от разрывов в межпланетном магнитном поле, в котором находятся исходящие от ударной волны ионы: если на этом разрыве замедляется значительная часть этих надтепловых частиц, то они сосредотачиваются перед ним. Пузырь формируется только в том случае, если приток надтепловых частиц со стороны ударной волны в область ядра (т.е. количество частиц, скорости которых направлены против движения солнечного ветра, пересекающих элемент площади, лежащей в плоскости разрыва в единицу времени) превосходит отток частиц перед разрывом.

На рис. 2 представлен пример сценария формирования пузыря в форшоке из-за изменения электрического поля в солнечном ветре на вращательном разрыве. Это лишь один из множества возможных сценариев, общий критерий для формирования подобных образований до сих пор не сформулирован. Выше разрыва пузыри в форшоке увеличиваются в размере по мере того, как все большее количество частиц из форшока прибывает в область ядра. Повышенная концентрация надтепловой плазмы приводит к ее разогреву и дальнейшему расширению. Расширение порождает значительные отклонения скоростей потоков, разреженную плазму и пониженную напряженность магнитного поля в ядре и области сжатия с повышенной концентрацией и напряженностью магнитного поля (из-за условия вмороженности поля солнечного ветра) в прилегающей области со стороны Солнца. Набегающий поток солнечного ветра, падающий на пузырь, претерпевает изменение скорости, концентрации и магнитного поля, что приводит к формированию магнитозвуковой ударной волны на переднем крае обла-

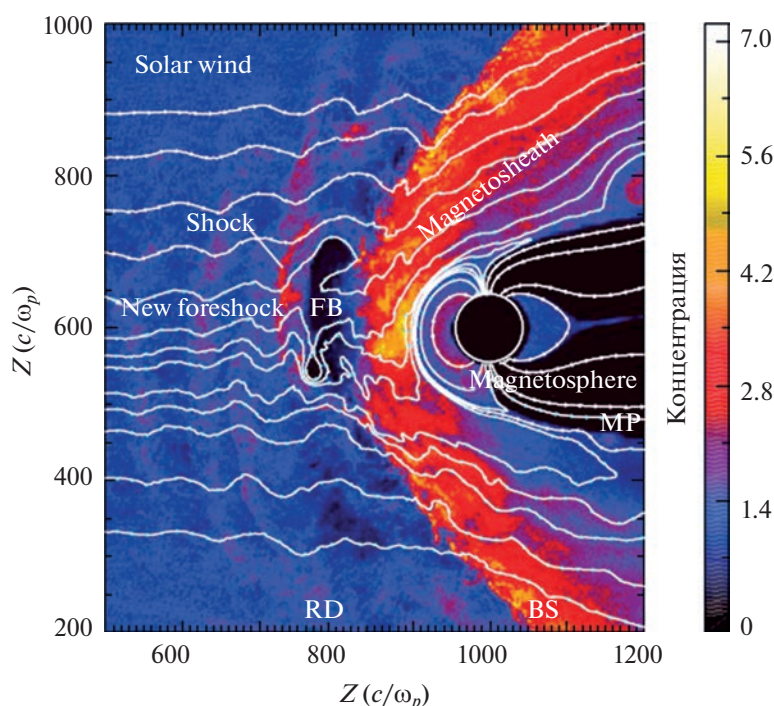


Рис. 1. Результат гибридного моделирования (Omidí и др., 2010) пузыря в форшоке, цветом обозначена концентрация протонов, нормированная по солнечному ветру, белыми линиями — силовые линии магнитного поля, FB — пузырь в форшоке, BS — ударная волна, MP — магнитопауза. Размерность осей X и Z представлена в толщине скин-слоя c/ω_p (c — скорость света, ω_p — плазменная частота). Белая окружность вокруг Земли показывает внутреннюю границу симуляции. RD — положение вращательного разрыва в межпланетном магнитном поле.

сти сжатия. Эта ударная волна также является частью структуры пузыря (см. рис. 1), и все образование начинает дрейфовать вместе с солнечным ветром приблизительно в антисолнечном направлении. На рис. 2 приведена схематичная иллюстрация сценария формирования пузыря в форшоке в случае, когда межпланетное магнитное поле меняется от чисто радиального к менее радиальному на вращательном разрыве (RD). Скорости плазмы отмечены синими стрелками, линии магнитного поля — зеленым. В данном примере пузырь формируется из-за изменения в электрическом поле солнечного ветра (E_{conv}) выше разрыва, из-за чего приток частиц в область ядра превосходит отток ($J_{\text{out}} < J_{\text{in}}$). Это происходит из-за того, что электрическое поле по-разному отклоняет скорости ионов разных энергий. Рост концентрации частиц в ядре быстро приводит к росту температуры перед разрывом, вследствие чего горячая плазма расширяется, уменьшая концентрацию и напряженность поля (согласно условию вмороженности), и формирует области сжатия по краям.

Несмотря на то, что пузыри в форшоке могут формироваться для множества ориентаций межпланетного магнитного поля и вращательного разрыва, они могут оказывать влияние на магнитосферу только на дневной стороне, то есть при

условии малости угла ($\leq 45^\circ$) между скоростью солнечного ветра и направлением межпланетного магнитного поля в области между пузырем и головной ударной волной. В направлении, перпендикулярном скорости солнечного ветра, пузыри в форшоке имеют размеры, сопоставимые с ионным форшоком, соответствующие десяткам радиусам планеты в случае Земли. В направлении скорости солнечного ветра эти образования имеют масштаб ~ 10 земных радиусов.

Космический аппарат при наблюдении пузыря в форшоке,двигающемся в анти-солнечном направлении, будет сначала регистрировать ядро, в котором присутствуют разнонаправленные потоки частиц с высокой температурой, пониженными концентрацией и напряженностью магнитного поля, а затем ударную волну, расположенную перед ядром, с повышенными концентрациями и напряженностью магнитного поля. При этом вращательный разрыв в межпланетном магнитном поле, связанный с событием, может быть неразличим из-за высокой активности ОНЧ-волн в первоначальном форшоке и в ядре пузыря. Когда пузырь в процессе дрейфа достигает магнитосферы, пониженные концентрация частиц и напряженность поля в ядре приводят к возникновению потоков магнитосферной плазмы, направленных к Солнцу, в то время как повышенные концен-

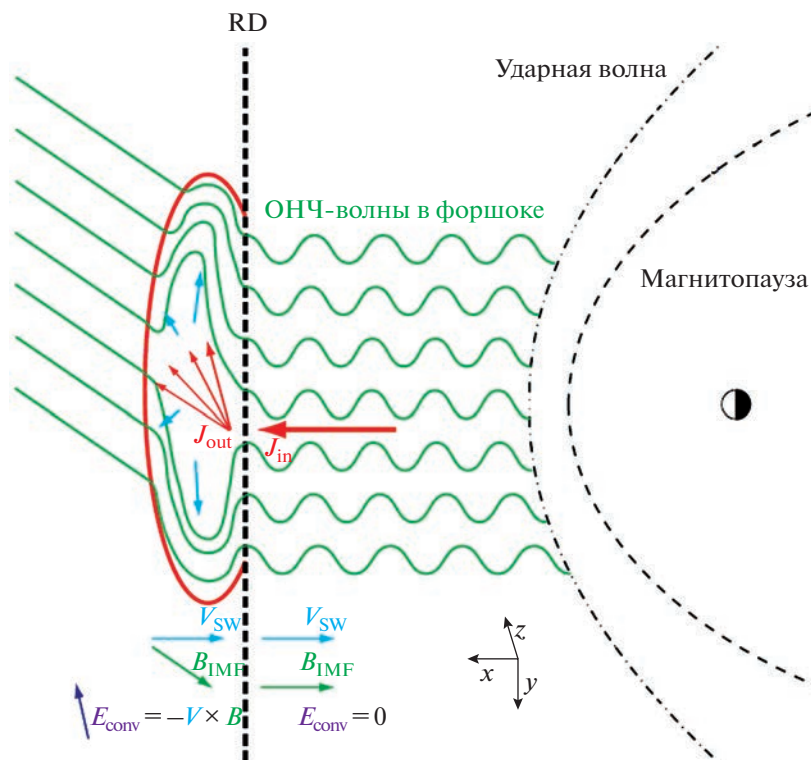


Рис. 2. Схематическое изображение сценария формирования пузыря в форшоке. E_{conv} и B_{IMF} — межпланетное электрическое и магнитное поля, соответственно, RD — вращательный разрыв, J_{in} и J_{out} — потоки частиц, входящих и выходящих из пузыря, соответственно (Turner и др., 2013).

трация и давление в области сжатия приводят к внезапному сжатию магнитосферы. Следствия этих изменений могут наблюдаться по измерениям магнитного поля в дневной магнитосфере. Так как пузыри в форшоке подразумевают наличие двух сходящихся ударных волн (одной перед ядром пузыря и второй — планетной головной ударной волной), в них могут происходить процессы ускорения частиц механизмами Ферми и отражением от ударной волны.

В (Omidi и др., 2021) представлены результаты гибридного моделирования, в котором изучалось ускорение частиц в пузырях в форшоке на различных солнечно-зенитных углах (угол между радиус-вектором к точке наблюдения из центра планеты и направлением на Солнце). Моделирование показало, что для фиксированной скорости солнечного ветра максимальная энергия, до которой происходит ускорение частиц, сходна для всех углов. Также было показано, что на малых солнечно-зенитных углах (вблизи прямой, соединяющей Землю и Солнце) частицы захватываются в форшоке, что приводит к тому, что концентрация частиц в форшоке почти достигает концентрации частиц в ядре пузыря. С увеличением солнечно-зенитного угла захват частиц между ядром пузыря и фронтом ударной волны становится менее эффективным, и, как следствие, меньшее

количество частиц ускоряется при столкновении ядра пузыря с фронтом ударной волны.

Также в этом исследовании показано, что максимальная энергия, до которой происходит ускорение частиц, определяется скоростью солнечного ветра, и составляет $\sim 5.6 E_{\text{SW}}$, где E_{SW} — энергия солнечного ветра. Процесс ускорения осуществляется путем однократного или многократного отражения частиц,двигающихся в направлении Солнца, на ядре пузыря и кавитонах (разновидность ОНЧ-волн в форшоке между ударной волной и пузырем) посредством ускорения Ферми II рода.

АНОМАЛИИ ГОРЯЧЕГО ПОТОКА ("HOT FLOW ANOMALIES")

Аномалии горячего потока (или активные токовые слои (ТС), как их называют в ранних работах, см., например, Schwartz и др., 1985) имеют множество сходств с пузырями в форшоке, среди которых связь с разрывом в межпланетном магнитном поле, высокие температуры, низкая концентрация плазмы и ослабленная напряженность магнитного поля в ядре, наличие областей сжатия с одной или двух сторон от ядра, и времена наблюдения от 1 до нескольких минут (Facsco и др., 2008). Эти сходства во многом объясняют причи-

ну, по которой пузыри в форшоке как отдельное явление были выделены лишь в начале 2010-х. Согласно одному из современных представлений, АГП формируются, когда надтепловые частицы в форшоке направляются вдоль разрыва в межпланетном магнитном поле электрическим полем солнечного ветра с одной или двух сторон от разрыва. Когда это происходит, надтепловые частицы накапливаются в области разрыва, что приводит к значительному росту температуры и теплового давления в районе пересечения разрыва и ударной волны. В результате этого процесса плазма начинает расширяться для поддержания баланса давлений, что приводит к ослаблению магнитного поля и уменьшению концентрации частиц в ядре АГП. При этом вокруг ядра присутствует одна или несколько областей сжатия, которые могут формировать ударные волны, в зависимости от геометрии АГП и ее движения относительно набегающего потока солнечного ветра.

Почти сразу после открытия АГП (или активных ТС), пучок, приходящий со стороны ударной волны, был отнесен к одному из факторов их разветвления. В работе (Paschmann и др., 1988) отмечается, что взаимодействие ударной волны с ТС, имеющим специфическую внутреннюю структуру, приводит к появлению локализованного пучка, исходящего со стороны ударной волны.

В статье (Burgess, Schwartz, 1988) было высказано предположение о том, что поток ионов, исходящий от ударной волны в месте наблюдения АГП, сформирован из отраженных от ударной волны частиц набегающего потока солнечного ветра в области пересечения ударной волны с ТС, в котором присутствует область с уменьшенной напряженностью магнитного поля.

В статье (Schwartz и др., 1988) предполагается, что подобные события являются прямым результатом разрушения и реорганизации фронта ударной волны из-за прохождения по нему межпланетного ТС, который, вероятнее всего, является тангенциальным разрывом.

В работе (Burgess, 1989) изучается поведение тестовых частиц солнечного ветра, зеркально отраженных в месте пересечения ТС с квазиперпендикулярной ударной волной (рис. 3). В статье заключается, что формирование активного ТС происходит при наличии больших плотностей частиц, отраженных в точке контакта ТС и ударной волны. Неравновесное поведение, происходящее по причине истощения вращающихся в магнитном поле частиц, также может приводить к подобному переотражению.

Thomas и Brecht (1988) изучали неустойчивость, возникающую при взаимодействии отраженного пучка с солнечным ветром. Они обнаружили, что при большом значении β в диамагнитной полости, образованной уменьшенными

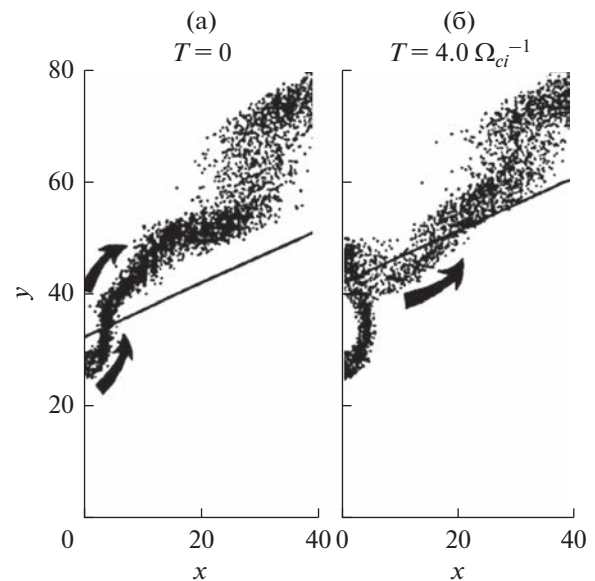


Рис. 3. Моделирование поведения частиц солнечного ветра, отраженных от ударной волны в моменты времени $T=0$ и $T=4\Omega_{ci}^{-1}$, где Ω_{ci} — циклотронная частота протонов в солнечном ветре — (а) и (б), соответственно. Единицы измерения осей указаны в c/ω_{pi} , где c — скорость света, ω_{pi} — плазменная ионная частота. Прямой линией обозначен ТС, точками — промоделированные ионы, распространяющиеся от ударной волны, стрелки указывают на направление их скоростей (Burgess, 1989).

напряженностью магнитного поля и плотностью частиц, из-за электромагнитной неустойчивости формируется пучок конечной ширины.

В глобальном гибридном моделировании, проведенном (Omidi, Sibeck, 2007) выявлено, что аномалия горячего потока формируется, когда тангенциальный разрыв проходит через квазипараллельную ударную волну, что позволяет частицам пересечь ударную волну со стороны Земли.

Надтепловые ионы с внешней стороны ударной волны могут также происходить в результате утечек со стороны набегающих частиц. Эти процессы были изучены в (Edmiston и др., 1982) для различных значений θ_{Bn} . Результаты показывают, что утечка ионов может происходить при угле θ_{Bn} , достигающем 65° при определенных условиях. Позже (Lyu, Kan, 1990) представили результаты симуляции для утечек ионов набегающего потока и отражений на квазипараллельной ударной волне, полученных с помощью одномерной гибридной модели. Результаты указывают на то, что доля частиц, образованная утечкой ионов, превалирует в областях с $\theta_{Bn} \sim 10^\circ$. (Thomsen и др., 1983) также показал, что частицы, утекшие из магнитослоя параллельно нормали к ударной волне, возвраща-

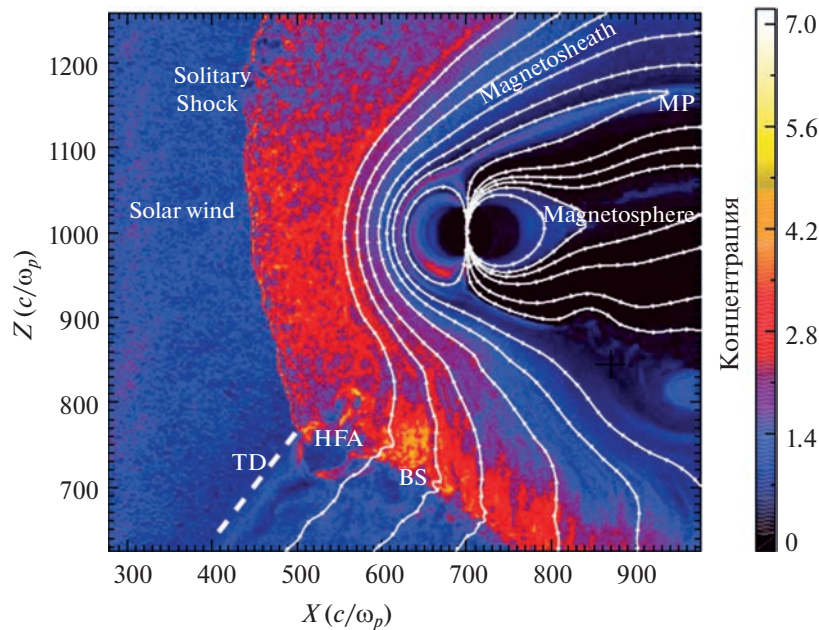


Рис. 4. Результат гибридного моделирования (Omidi, Sibeck, 2007) процесса формирования АГП (HFA). Обозначения те же, что и на рис. 1, за исключением тангенциального разрыва (TD) вместо вращательного (Turner и др., 2013).

ются к ней обратно для $\theta_{Bn} > 65^\circ$, но имеют недостаточную энергию для того, чтобы вновь ее пересечь.

В (Tjulin и др., 2009) приведен анализ распределения скоростей надтеплого диспергированного ионного пучка, наблюдаемого в АГП. В этой работе представлена модель формирования питч-углового и gyroфазового распределения частиц в предположении, что ТС является бесконечно тонким. В обсуждении представлены относительно жесткие ограничения, в которых данная модель может работать, включая ограничения на θ_{Bn} и близость космического аппарата к ударной волне.

На рис. 4 представлен результат гибридной симуляции (Omidi, Sibeck, 2007) полностью развитой АГП, которая сформировалась в процессе взаимодействия тангенциального разрыва с головной ударной волной Земли.

Несмотря на большое количество сходств между АГП и пузырями в форшоке, механизмы формирования и структуры этих образований различны. АГП движутся вместе с солнечным ветром вдоль линии пересечения головной ударной волны и разрыва в магнитном поле. Таким образом, их скорость и время наблюдения спутником полностью зависят от ориентации разрыва относительно местной нормали к ударной волне и условий в солнечном ветре. Проведенные симуляции (Schwartz, 1995; Omidi, Sibeck, 2007) показывают, что размеры АГП не превышают нескольких земных радиусов как вдоль нормали к ТС, так и вдоль нормали к ударной волне, но они

вытянуты вдоль линии пересечения разрыва с ударной волной.

В работе (Turner и др., 2013) приводятся следующие критерии отличия АГП от пузырей в форшоке:

Формирование АГП подразумевает пересечение разрывом в межпланетном магнитном поле фронта головной ударной волны, в то время как при формировании пузыря в форшоке это необязательно.

АГП могут формироваться как выше по направлению скорости солнечного ветра от разрыва (если прохождение разрыва изменяет ударную волну с квазиперпендикулярной на квазипараллельную), ниже разрыва (в обратном случае), так и внутри разрыва (если ударная волна квазипараллельна с двух сторон от него), который является тангенциальным или вращательным. Пузыри в форшоке формируются только выше по направлению скорости солнечного ветра от некоторых вращательных разрывов.

Размеры пузырей в форшоке могут достигать более десяти земных радиусов и могут формироваться на значительном удалении от фронта головной ударной волны. АГП, напротив, имеют размер, не превышающий единиц радиусов Земли по направлению нормали разрыва, и они оказывают влияние на плазму перед ударной волной на расстоянии, не превышающем тот же масштаб.

Пузыри в форшоке дрейфуют вместе с направлением скорости солнечного ветра, в то время как

АГП распространяются вместе с линией пересечения разрыва и ударной волны.

Для формирования АГП необходимо, чтобы электрическое поле было направлено к разрыву с одной или двух сторон от него.

За исключением экстремальных случаев, когда отношение концентрации отраженных от ударной волны частиц к концентрации набегающего потока превышает ~65% (Thomsen и др., 1988), АГП с двух сторон окружены областями сжатия, которые в некоторых случаях могут формировать свои ударные волны. Пузыри в форшоке имеют только одну область сжатия со стороны солнечного ветра, которая в определенных условиях также формирует ударную волну.

Нормаль к ударной волне или области сжатия перед пузырем в форшоке должна иметь доминантную, либо значительную компоненту вдоль оси “Солнце—планета”, в то время как ориентация областей сжатия/ударных волн вокруг АГП может быть достаточно произвольной.

В работе (Xiao и др., 2015) был проведен анализ нескольких десятков молодых АГП по наблюдениям группировки из четырех спутников Cluster, у каждой из которых наблюдались хорошо выделяемые области сжатия с обеих сторон от ядра. С использованием методов вычисления скоростей разрывов по многоточечным измерениям были рассчитаны векторы скоростей фронтов каждой области сжатия, в результате чего все анализируемые события были разделены на расширяющиеся, сужающиеся и стабильные, в зависимости от разницы скоростей обеих областей сжатия каждого из событий. При этом скорости сужения событий составили ~10 км/с, а скорости расширения — от ~10 до ~100 км/с. Было выявлено, что в ~70% случаев сумма теплового и магнитного давлений внутри АГП была больше давления в окружающем солнечном ветре для расширяющихся событий и меньше — для сужающихся.

Недавние наблюдения АГП у Земли спутниковой группировкой MMS (Magnetospheric Multiscale Mission) показали, что при определенных условиях в них может происходить ускорение частиц солнечного ветра с единиц кэВ до почти МэВ посредством механизма ускорения Ферми I рода (Turner и др., 2018). Это позволяет предположить важную роль АГП в формировании космических лучей на астрофизических ударных волнах во всем космическом пространстве.

Будучи открытыми в 1980-х годах по данным измерений космического аппарата AMPTE (Active Magnetospheric Particle Tracer Explorers) (Carlson и др., 1982), АГП широко изучались у Земли с помощью таких миссий, как ISEE (International Sun-Earth Explorer) (Thomsen и др., 1986), Interball (Vaisberg и др., 1999), Cluster (Facsko и др., 2009; Lucek и др., 2004), THEMIS (Time History of

Events and Macroscale Interactions during Substorms) (Eastwood и др., 2008; Zhang и др., 2010) и MMS (Turner и др., 2018). АГП также были обнаружены у Меркурия (Uritsky и др., 2014), Венеры (Slavin и др., 2009; Collinson и др., 2012; 2014), Юпитера (Valek и др., 2017) и Сатурна (Masters и др., 2008; 2009), что доказывает универсальность данного явления.

На основании сравнения размеров АГП у Меркурия, Венеры, Земли, Марса¹ и Сатурна (Uritsky и др., 2014), было высказано предположение о том, что размер АГП может быть связан либо с размером головной ударной волны планеты, либо с расстоянием до Солнца. Вторая гипотеза основывалась на том, что с увеличением расстояния до Солнца уменьшается напряженность магнитного поля в солнечном ветре, и, как следствие, увеличивается масштаб происходящих в нем явлений. Так, средний размер АГП у планет, перечисленных выше, колебался от ~140 до ~290 гирорадиусов ионов в солнечном ветре. Однако АГП, впервые зарегистрированная в 2017 г. на Юпитере, оказалась настолько огромной (рис. 5), что ее размер составил ~15000 гирорадиусов, что в 5 раз превышает размер самых больших АГП, зарегистрированных на других планетах (~3000 гирорадиусов). Включение АГП, зарегистрированной на Юпитере, в статистику размеров этих явлений на разных планетах (рис. 5) позволило сделать вывод о том, что за их размер, скорее всего, отвечает масштаб соответствующей головной ударной волны.

Первая возможная регистрация АГП на Марсе описана в статье (Øieroset и др., 2001), по данным космического аппарата Mars Global Surveyor (Acuna и др., 1998; Albee и др., 2001). К сожалению, на аппарате отсутствовал ионный спектрометр, необходимый для однозначной идентификации данного явления. Только в ноябре 2014 г., когда космический аппарат MAVEN (Mars Atmosphere and Volatile Evolution) (Jakosky и др., 2015) с комплексом плазменной аппаратуры высокого временного разрешения был выведен на марсианскую орбиту, появилась возможность сделать уверенный вывод о том, что АГП присутствуют на Марсе, о чем доложено в работе (Collinson и др., 2015).

Формирование АГП вблизи планет без собственного глобального магнитного поля имеет особенности, связанные с малым расстоянием между планетой и ударной волной. Из-за того, что головная ударная волна Марса, к примеру, находится на порядок ближе к планете, чем земная, существуют предположения о том, что фор-

¹ По состоянию на 2014 г. наблюдаемые на Марсе структуры могли быть лишь предположительно отнесены к АГП из-за отсутствия на тот момент одновременных измерений ионов и магнитного поля.

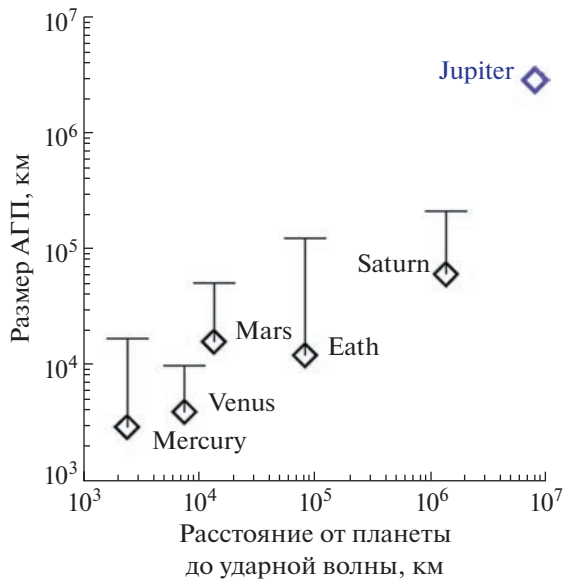


Рис. 5. Зависимость среднего размера АГП от расстояния между планетой и головной ударной волной для различных планет. Максимальные размеры АГП, зарегистрированных у каждой из планет, отмечены засечкой (Valek, 2017).

шок-транзиенты у Марса приводят к глобальным изменениям в плазменной оболочке планеты. Так, например, по оценке Collinson и др. (2015), одна из марсианских АГП вызвала поднятие ионосферы планеты на ~ 40 км, что, при средней высоте верхней границы ионосферы Марса в 250 км, является существенным.

ПОЛОСТИ В ФОРШОКЕ ("FORESHOCK CAVITIES")

Полости в форшоке представляют собой области нагретой плазмы солнечного ветра с пониженной концентрацией частиц и напряженностью магнитного поля, внутри которых наблюдается развитая волновая активность. Эти области ограничены пограничными слоями с повышенной напряженностью магнитного поля и плотностью плазмы, называемыми "foreshock compressional boundary" (FCB, граница сжатия в форшоке, рис. 6). Полости в форшоке имеют размер около 30 земных радиусов (Lin, 2003; Omid, 2007; Turs и др., 2018), и продолжительность их регистрации околоземными спутниками составляет от 5 мин.

Данные образования формируются при радиальных условиях в межпланетном магнитном поле (когда силовые линии поля приблизительно параллельны вектору скорости солнечного ветра). В моделировании, проведенном Omid (2007), показано, что в этом случае в форшоке возникают два типа волн: (1) альвеновские волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля и имею-

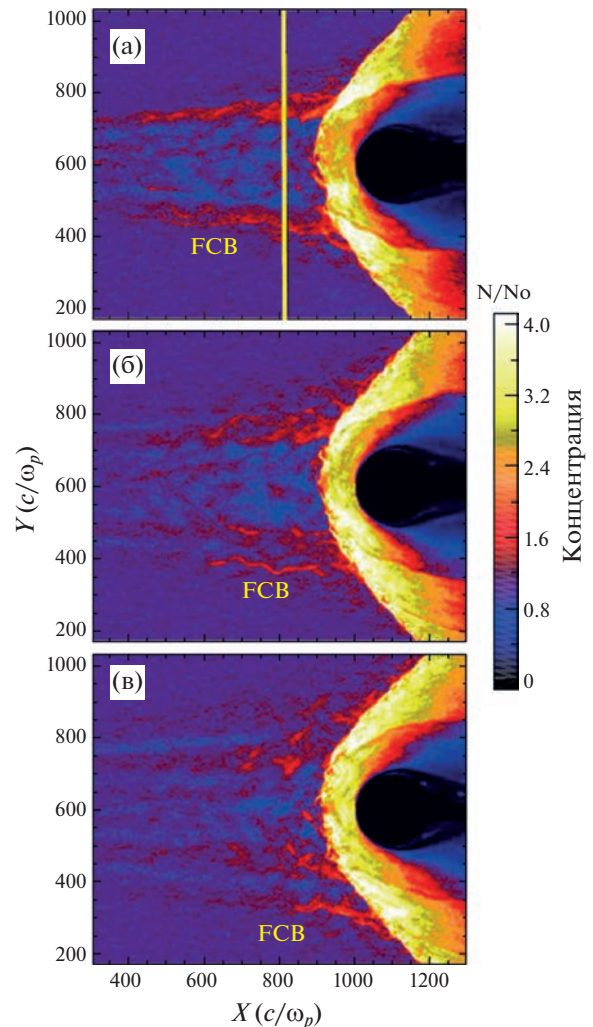


Рис. 6. Результат гибридного моделирования (Omid и др., 2013) формирования полости в форшоке у Земли, окруженной FCB. Цветом отмечена концентрация протонов, нормированная на концентрацию в солнечном ветре, на панелях (а), (б), (в) приведены моменты времени $100, 125$ и $150 \Omega_p^{-1}$, соответственно, где Ω_p^{-1} — циклотронная частота протонов в солнечном ветре.

щие круговую поляризацию и (2) линейно поляризованные волны, распространяющиеся под углом к магнитному полю. Важной особенностью, проявляющейся при доминирующей радиальной компоненте в межпланетном магнитном поле, является то, что эти два типа волн существуют в одной области пространства в одно и то же время. В результате их взаимодействия и нелинейности, приводящей к эволюции фронтов волн, образуются полости, в которых наблюдается пониженная на $\sim 50\%$ концентрация частиц, а также значительно меньшая по сравнению с окружающей средой напряженность магнитного поля. образо-

ванные в результате укрупнения фронтов альвеновских и линейно поляризованных волн полости в форшоке являются локальными пространственными структурами, окруженными слоями плазмы с повышенными концентрациями частиц и напряженностью поля. После формирования они дрейфуют вместе с потоком солнечного ветра по направлению к головной ударной волне планеты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перед квазипараллельной головной ударной волной находится турбулентная область, в которой происходит развитие множества плазменных неустойчивостей — форшок-транзиентов, ряд которых имеют масштабы десятков земных радиусов, что оказывает существенное влияние на процессы взаимодействия солнечного ветра с плазменной оболочкой планеты. Некоторые из этих неустойчивостей вызывают глобальную перестройку фронта ударной волны и приводят к увеличению высоты магнитопаузы, а в случае планет без собственного магнитного поля — и ионосферы. Физические процессы, приводящие к развитию форшок-транзиентов, очень различны.

Так, пузыри в форшоке формируются при радиальных условиях в межпланетном магнитном поле и наличии в нем вращательного разрыва. Развитие этих образований происходит из-за неустойчивости, вызванной взаимодействием отраженных протонов от ударной волны с набегающим потоком солнечного ветра через ОНЧ-волны, а также из-за того, что, при определенной геометрии вращательного разрыва, приток отраженных протонов в область ядра превосходит их отток.

АГП возникают при прохождении тангенциального разрыва по фронту ударной волны в случае, когда этот разрыв движется по фронту ударной волны достаточно медленно для того, чтобы структура успела развиваться. Согласно одному из современных представлений, АГП формируются, когда надтепловые частицы в форшоке направляются вдоль разрыва в межпланетном магнитном поле электрическим полем солнечного ветра с одной или двух сторон от разрыва. Вопрос о точном механизме происхождения данных явлений остается открытым.

Полости в форшоке формируются при радиальных условиях в межпланетном магнитном поле, и для их образования не требуется наличия в нем разрыва. При данной конфигурации поля в форшоке возникают два типа волн, локализованных в одном месте, взаимодействие которых приводит к образованию полостей, в которых наблюдается пониженная концентрация частиц, а также значительно меньшая по сравнению с окружающей средой напряженность магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Acuna M.H., Connerney J.E.P., Wasilewski P., Lin R.P., Anderson K.A., Carlson C.W., McFadden J., Curtis D.W., Mitchell D., Reme H., Mazelle C., Sauvaud J.A., d'Uston C., Cros A., Medale J.L., Siegfried J.B., Cloutier P., Mayhew M., Winterhalter D., Ness N.F.* Magnetic field and plasma observations at Mars: Initial results of the Mars Global Surveyor mission // *Science*. 1998. V. 279. P. 1676–1680. <https://doi.org/10.1126/science.279.5357.1676>
- Albee A.L., Arvidson R.E., Palluconi F., Thorpe T.* Overview of the Mars Global Surveyor mission // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. № E10. P. 23291–23316.
- Blanco-Cano X., Omid N., Russell C.T.* Global hybrid simulations: Foreshock waves and cavitons under radial IMF geometry // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. id. A01216. <https://doi.org/10.1029/2008JA013406>.
- Burgess D., Schwartz S.J.* Colliding plasma structures: Current sheet and perpendicular shock // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 11.327–11.340.
- Burgess D.* On the effect of a tangential discontinuity on ions specularly reflected at an oblique shock // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. № A1. P. 472–478.
- Burgess D., Scholer M.* Collisionless shocks in space plasmas: Structure and accelerated particles. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2015. 365 p.
- Carlson C.W., Curtis D.W., Paschmann G., Michel W.* An instrument for rapidly measuring plasma distribution functions with high resolution // *Adv. Space Res.* 1982. V. 2. № 7. P. 67–70. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(82\)90151-X](https://doi.org/10.1016/0273-1177(82)90151-X)
- Chen L.J., Wang S., Ng J., Bessho N., Tang J.M., Fung S.F., Le G., Gershman D., Giles B., Russell C.T., Torbert R., Burch J.* Solitary magnetic structures at quasi-parallel collisionless shocks: Formation // *Geophys. Res. Lett.* 2021. V. 48. id. e2020GL090800. <https://doi.org/10.1029/2020GL090800>
- Collinson G.A., Sibeck D.G., Masters A., Shane N., Slavin J.A., Coates A.J., Zhang T.L., Sarantos M., Boardsen S., Moore T.E., Barabash S.* Hot flow anomalies at Venus // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. id. A04204. <https://doi.org/10.1029/2011JA017277>.
- Collinson G.A., Sibeck D.G., Masters A., Shane N., Zhang T.L., Fedorov A., Barabash S., Coates A.J., Moore T.E., Slavin J.A., Uritsky V.M., Boardsen S., Sarantos M.* A survey of hot flow anomalies at Venus // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2014. V. 119. P. 978–991. <https://doi.org/10.1002/2013JA018863>
- Collinson G., Halekas J., Grebowsky J., Connerney J., Mitchell D., Espley J., DiBraccio G., Mazelle C., Sauvaud J.A., Fedorov A., Jakosky B.* A hot flow anomaly at Mars // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 9121–9127. <https://doi.org/10.1002/2015GL065079>
- Edmiston J.P., Kennel C.F., Eichler D.* Escape of heated ions upstream of quasi-parallel shocks // *Geophys. Res. Lett.* 1982. V. 9. № 5. P. 531–534.
- Eastwood J.P., Lucek E.A., Mazelle C., Meziane K., Narita Y., Pickett J., Treumann R.A.* The foreshock // *Space. Sci. Rev.* 2005. V. 118. P. 41–94.
- Eastwood J.P., Sibeck D.G., Angelopoulos V., Phan T.D., Bale S.D., McFadden J.P., Cully C.M., Mendle S.B., Larson D., Frey S., Carlson C.W., Glassmeier K.-H., Auster H.U.,*

- Roux A., Le Contel O. THEMIS observations of a hot flow anomaly: Solar wind, magnetosheath, and ground-based measurements // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. id. L17S03.
<https://doi.org/10.1029/2008GL033475>.
- Facsko G., Kecskemety K., Erdos G., Tatrallyay M., Daly P.W., Dandouras I. A statistical study of hot flow anomalies using Cluster data // *Adv. Space Res.* 2008. V. 41. P. 1286–1291.
- Facsko G., Nemeth Z., Erdos G., Kis A., Dandouras I. A global study of hot flow anomalies using Cluster multi-spacecraft measurements // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. № 5. P. 2057–2076.
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-2057-2009>
- Formisano V. Orientation and shape of the Earth's bow shock in three dimensions // *Planet. and Space Sci.* 1979. V. 27. P. 1151–1161.
- Fuselier S.A. Ion distributions in the Earth's foreshock upstream from the bow shock // *Adv. Space Res.* 1995. V. 15. P. 43–52.
- Jakosky B.M., Lin R.P., Grebowsky J.M., Luhmann J.G., Mitchell D.F., Beutelschies G., Priser T., Acuna M., Andersson L., Baird D., Baker D., Bartlett R., Benna M., Bougher S., Brain D., et al. The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) Mission // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 195. P. 3–48.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0139-x>
- Lin Y. Global-scale simulation of foreshock structures at the quasi-parallel bow shock // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № A11. P. 1390.
<https://doi.org/10.1029/2003JA009991>
- Lu J.Y., Zhou Y., Ma X., Wang M., Kabin K., Yuan H.Z. Earth's bow shock: A new three-dimensional asymmetric model with dipole tilt effects // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. V. 124. P. 5396–5407.
<https://doi.org/10.1029/2018JA026144>
- Lucek E.A., Horbury T.S., Balogh A., Dandouras I., Rème H. Cluster observations of hot flow anomalies // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. id. A06207.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010016>
- Lyu L.H., Kan J.R. Ion leakage, ion reflection, ion heating and shock-front reformation in a simulated supercritical quasi-parallel collisionless shock // *Geophys. Res. Lett.* 1990. V. 17. № 8. P. 1041–1044.
- Masters A., Arridge C.S., Dougherty M.K., Berucci C., Billingham L., Schwartz S.J., Jackman C.M., Bebesi Z., Coates A.J., Thomsen M.F. Cassini encounters with hot flow anomaly-like phenomena at Saturn's bow shock // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. id. L02202.
<https://doi.org/10.1029/2007GL032371>
- Masters A., McAndrews H.J., Steinberg J.T., Thomsen M.F., Arridge C.S., Dougherty M.K., Billingham L., Schwartz S.J., Sergis N., Hospodarsky G.B., Coates A.J. Hot flow anomalies at Saturn's bow shock // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. id. A08217.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014112>
- Omidi N. Formation of foreshock cavities // *Turbulence and Nonlinear Processes in Astrophysical Plasmas, AIP Conf. Proc.* 2007. V. 932. P. 181–190.
<https://doi.org/10.1063/1.2778962>
- Omidi N., Sibeck G. Formation of hot flow anomalies and solitary shocks // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. id. A01203.
<https://doi.org/10.1029/2006JA011663>
- Omidi N., Eastwood J.P., Sibeck D.G. Foreshock bubbles and their global magnetospheric impacts // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. id. A06204.
- Omidi N., Sibeck D., Blanco-Cano X., Rojas-Castillo D., Turner D., Zhang H., Kajdič P. Dynamics of the foreshock compressional boundary and its connection to foreshock cavities // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. V. 118. P. 823–831.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50146>
- Omidi N., Lee S.H., Sibeck D.G. Ion acceleration by foreshock bubbles // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. V. 126. № 5. id. e2020JA028924.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028924>
- Paschmann G., Haerendel G., Sckopke N., Mobius E., Liihr H., Carlson C.W. Three-dimensional plasma structures with anomalous flow directions near the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. № A10. P. 11279–11294.
- Paschmann G., Schwartz S., Escoubet C.P., Haaland S. Outer magnetospheric boundaries: Cluster results. Berlin: Springer, 2005.
- Øieroset M., Mitchell D.L., Phan T.D., Lin R.P., Acuña M.H. Hot diamagnetic cavities upstream of the Martian bow shock // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 887–890.
- Schwartz S.J., Chaloner C.P., Hall D.S., Christiansen P.J., Johnstones A.D. An active current sheet in the solar wind // *Nature.* 1985. V. 318. P. 269–271.
- Schwartz S.J., Kessel R.L., Brown C.C., Woolliscroft J.C., Dunlop M.W., Farrugia C.J., Hall D.S. Active current sheets near the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. № A10. P. 11295–11310.
- Schwartz S.J., Burgess D. Quasi-parallel shocks: A patchwork of three-dimensional structures // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. P. 373–376.
- Schwartz S.J. Hot flow anomalies near the Earth's bow shock // *Adv. Space Res.* 1995. V. 15. № 8–9. P. 107–116.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)00092-F](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00092-F)
- Sibeck D.G., Phan T.D., Lin R.P., Lepping R.P., Szabo A. Wind observations of foreshock cavities: A case study // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1271.
- Slavin J.A., Acuna M.H., Anderson B.J., Barabash S., Benna M., Boardsen S.A., Fraenz M., Gloecker G., Gold R.E., Ho G.C., Korth H., Krimigis S.M., McNutt R.L., Raines J.M., Sarantos M., Solomon S.C., Zhang T., Zurbuchen T.H. MESSENGER and Venus Express observations of the solar wind interaction with Venus // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. id. L09106.
<https://doi.org/10.1029/2009GL037876>
- Thomas V.A., Brecht S.H. Evolution of diamagnetic cavities in the solar wind // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. № A10. P. 11,341–11,353.
- Thomsen M.F., Schwartz S.J., Gosling J.T. Observational evidence on the origin of ions upstream of the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. № A10. P. 7843–7852.
- Thomsen M.F., Gosling J.T., Fuselier S.A., Bame S.J., Russell C.T. Hot, diamagnetic cavities upstream from the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. 2961–2973.

- Thomsen M.F., Gosling J.T., Bame S.J., Quest K.B., Russell C.T., Fuselier S.A. On the origin of hot diamagnetic cavities near the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 11311–11325.
- Tjulin A., Lucek E.A., Dandouras I. Observations and modeling of particle dispersion signatures at a hot flow anomaly // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. id. A06208. <https://doi.org/10.1029/2009JA014065>.
- Tsurutani B.T., Stone R.G. Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current research // *Geophys. Monograph*, Washington: Am. Geophys. Union. 1985. <https://doi.org/10.1029/GM035>.
- Turc L., Ganse U., Pfau-Kempf Y., Hoilijoki S., Battarbee M., Juusola L., Jarvinen R., Brito T., Grandin M., Palmroth M. Foreshock properties at typical and enhanced interplanetary magnetic field strengths: results from hybrid-Vlasov simulations // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. V. 123. P. 5476–5493. <https://doi.org/10.1029/2018JA025466>
- Turner D.L., Omid N., Sibeck D.G., Angelopoulos V. First observations of foreshock bubbles upstream of Earth's bow shock: Characteristics and comparisons to HFAs // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. V. 118. P. 1552–1570. <https://doi.org/10.1002/jgra.50198>
- Turner D.L., Wilson L.B., Liu T.Z., Cohen I.J., Schwartz S.J., Osmane A., Fennell J.F., Clemmons J.H., Blake J.B., Westlake J., Mauk B.H., Jaynes A.N., Leonard T., Baker D.N., Strangeway R.J. et al. Autogenous and efficient acceleration of energetic ions upstream of Earth's bow shock // *Nature*. 2018. V. 561. P. 206–210. <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0472-9>
- Uritsky V.M., Slavin J.A., Boardsen S.A., Sundberg T., Raines J.M., Gershman D.J., Collinson G., Sibeck D., Khazanov G.V., Anderson B.J., Korth H. Active current sheets and candidate hot flow anomalies upstream of Mercury's bow shock // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. V. 119. P. 853–876. <https://doi.org/10.1002/2013JA019052>
- Vaisberg O.L., Waite J.H., Avakov L.A., Smirnov V.N., Dempsey D.L., Burch J.L., Skalsky A.A. HFA-like signatures observed with Interball-tail spacecraft // *Proc. Solar Wind 9 Conf.* 1999. V. 471. P. 551–554. Am. Inst. of Phys. Conf., College Park, Md.
- Valek P.W., Thomsen M.F., Allegrini F., Bagenal F., Bolton S., Connerney J., Ebert R.W., Gladstone R., Kurth W.S., Levin S., Louarn P., Mauk B., McComas D.J., Pollock C., Reno M., Szalay J.R., Weidner S., Wilson R.J. Hot flow anomaly observed at Jupiter's bow shock // *Geophys. Res. Lett.* 2017. V. 44. P. 8107–8112. <https://doi.org/10.1002/2017GL073175>
- Xiao T., Zhang H., Shi Q.Q., Zong Q.-G., Fu S.U., Tian A.M., Sun W.J., Wang S., Parks G.K., Yao S.T., Reme H., Dandouras I. Propagation characteristics of young hot flow anomalies near the bow shock: Cluster observations // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. V. 120. P. 4142–4154. <https://doi.org/10.1002/2015JA021013>
- Zhang H., Sibeck D.G., Zong Q.-G., Gary S.P., McFadden J.P., Larson D., Glassmeier K.-H., Angelopoulos V. Time history of events and macroscale interactions during substorms observations of a series of hot flow anomaly events // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. id. A12235. <https://doi.org/10.1029/2009JA015180>.

УДК 523.64

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ: ОБЗОР И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

© 2023 г. Д. В. Петров^а, *, Н. Н. Киселев^а, А. А. Савушкин^а, Е. А. Жужулина^а^аКрымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук (КРАО РАН),
пгт. Научный, Бахчисарайский р-н., Россия

*e-mail: dvp@crao.crimea.ru

Поступила в редакцию 06.09.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 08.11.2022 г.

В работе приведен краткий обзор основных механизмов, вызывающих отрицательную степень линейной поляризации излучения, рассеянного реголитовыми поверхностями безатмосферных космических тел и ансамблями частиц в области оппозиции. Приведены результаты компьютерного моделирования, позволившие вычислить степень поляризации света, рассеянного парами неправильных частиц. Расстояние между частицами менялось, что позволило получить наглядное представление о суммарном воздействии механизмов формирования отрицательной поляризации в случае двухчастичного рассеяния (рассеяния, в котором участвуют две частицы). Ранее аналогичное исследование проводилось для случая двух сферических частиц, и показало, что двухчастичное рассеяние сферами лишь меняет степень линейной поляризации по абсолютной величине. В работе показано, что двухчастичное рассеяние неправильными частицами оказывает переменное влияние на степень линейной поляризации, как увеличивая, так и уменьшая ее. Также было показано, что двухчастичное рассеяние неправильными частицами способно сформировать отрицательную поляризацию даже в том случае, если свет, рассеянный одиночной частицей, поляризован положительно. Следовательно, при теоретических исследованиях механизмов возникновения отрицательной поляризации важно учитывать двухчастичное рассеяние.

Ключевые слова: рассеяние света, степень линейной поляризации, механизмы отрицательной поляризации, компьютерное моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X23020056, EDN: NVUCQE

ВВЕДЕНИЕ

Фотометрические и поляриметрические исследования частиц на поверхностях безатмосферных космических тел, освещенных неполяризованным светом, находят важные приложения в различных областях науки и, в частности, в физике реголитовых поверхностей (Shkuratov и др., 2004). Реголит, как правило, представляет собой рыхлый обломочно-пылевой слой, покрывающий поверхности многих небесных тел и состоящий из частиц неправильной формы, представляющих собой агрегаты мельчайших фрагментов (Rode и др., 1979). Характерный размер частиц реголита различен для разных безатмосферных небесных тел. Этот параметр также может быть разным в разных участках поверхности небесного тела. Методы дистанционного зондирования для определения физических свойств небесных тел с помощью фотополяриметрических измерений очень эффективны для понимания структуры таких объектов (Mishchenko и др., 2010).

При рассеянии неполяризованного света поверхностью безатмосферного небесного тела или

атмосферой кометы он становится частично поляризованным. Обычно, рассеянный свет раскладывается на две компоненты. Первая из них, обозначаемая $I_{\parallel}$, означает интенсивность рассеянного излучения, поляризованного в плоскости рассеяния (плоскости, содержащей источник излучения, рассеивающий объект и наблюдателя). Вторая, обозначаемая $I_{\perp}$, означает интенсивность рассеянного излучения, поляризованного в плоскости, перпендикулярной плоскости рассеяния. Степень линейной поляризации, выражающая соотношение между этими двумя величинами, определяется по формуле:

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

в случае, если $I_{\perp} > I_{\parallel}$, степень линейной поляризации является положительной. В противоположном случае она отрицательная. На малых фазовых углах, $\alpha \leq 7^{\circ}$, наблюдается так называемый фотометрический оппозиционный эффект (ФОЭ), проявляющийся в резком нелинейном увеличе-

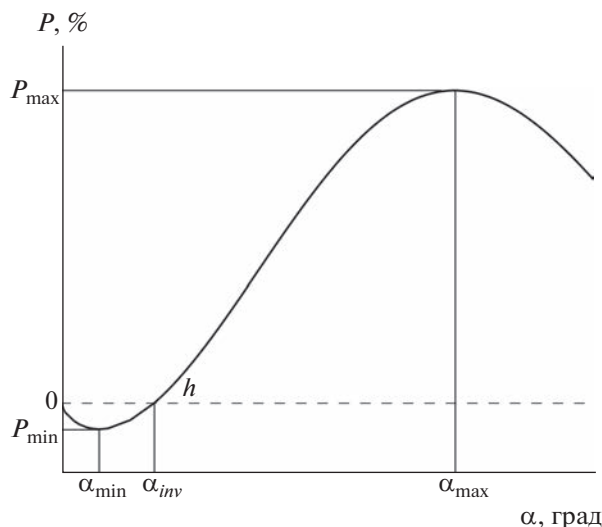


Рис. 1. Характерный вид и основные параметры фазовой зависимости степени линейной поляризации.

нии интенсивности рассеянного света по мере уменьшения фазового угла. В диапазоне фазовых углов 0° – 30° у подавляющего большинства тел Солнечной системы, видимых с Земли, наблюдается участок отрицательной степени поляризации (ОСП).

Как показывают наблюдения Mishchenko и др. (2010) и лабораторные измерения (Geake J.E., Geake M., 1990), форма отрицательной ветви поляризации разных объектов может быть примерно параболической или резко асимметричной с минимумом поляризации на фазовых углах менее 1° – 2° . Этот пик отрицательной поляризации называют, по аналогии с ФОЭ, поляриметрическим оппозиционным эффектом (ПОЭ). Что характерно, размер области отрицательной поляризации, ее форма и величина минимума, так же как и размер области и амплитуды ФОЭ, зависят от физических свойств поверхности и механизмов рассеяния света (Shkuratov и др., 2002). Оппозиционный эффект яркости был открыт у Луны (Varabashev, 1922) и затем исследовался многими авторами для других планетных и земных поверхностей. Отрицательная ветвь поляризации была открыта у Луны, астероидов, Меркурия, Марса (Lyot, 1929; 1934), комет (Киселев, Чернова, 1976; 1978), зодиакального света (Weinberg, 1974) и многих структурных имитаторов планетарных реголитов. Однако механизмы возникновения отрицательной поляризации и фотометрического оппозиционного эффекта еще недостаточно изучены.

Фазовую зависимость отрицательной ветви степени линейной поляризации можно охарактеризовать параметрами, приведенными на рис. 1: $P_{\min}$ — величина минимума степени поляризации; $\alpha_{\min}$ — фазовый угол, при котором наблюдается

минимальная поляризация; α_{inv} — угол инверсии, при котором поляризация меняет знак ($P(\alpha_{\text{inv}}) = 0$); и

$h = \frac{dP}{d\alpha}|_{\alpha=\alpha_{\text{inv}}}$ — наклон степени поляризации в точке инверсии. Для безатмосферных тел Солнечной системы отрицательные поляризационные кривые обычно напоминают параболы, в которых $\alpha_{\text{inv}} \approx 2\alpha_{\min}$, которые, например, наблюдаются у Луны (Lyot, 1929; Bowell и др., 1972). Отрицательная поляризация также наблюдается у спутников Юпитера и Сатурна, хотя их кривые демонстрируют заметную асимметрию отрицательной ветви поляризации (Kiselev и др., 2022). Лабораторные измерения степени линейной поляризации различных образцов демонстрируют огромное разнообразие отрицательной поляризации (Овчаренко, Шкуратов, 2000).

Разнообразие наблюдаемых результатов повышает вероятность того, что может существовать не один, а целый ряд физических механизмов, лежащих в основе отрицательной поляризации. Лио, первооткрыватель отрицательной поляризации Луны в 1922 г., выделил три очень общих группы физических механизмов (Lyot, 1929):

- (1) многократное отражение между элементами поверхности;
- (2) преломление выходящего света через прозрачные или полупрозрачные частицы;
- (3) дифракция света.

Первая конкретная модель, описывающая механизм возникновения отрицательной поляризации и соответствующая первой гипотезе Лио, вероятно, принадлежит Эману (Öhman, 1955). Модель Эмана основана на двойном отражении от светоотражающих желобов, которые предположительно существуют на любой шероховатой рассеивающей поверхности. Эман утверждал, что такие поверхностные структуры также будут вызывать оппозиционный эффект, который часто сопровождает отрицательную поляризацию. Хотя модель Эмана была весьма прогрессивной для своего времени, сам автор подчеркивал ее экспериментальный характер.

Количественные исследования в рамках второй гипотезы Лио были начаты Маккойдом (McCoyd, 1967), изучавшим однократное внешнее отражение и два преломления, сопровождающихся полным внутренним отражением от однородного поверхностного слоя, ограниченного двумя границами раздела. Модель Маккойда является двумерной, что является ее заметным недостатком.

Первая попытка создать модель в рамках третьей гипотезы Лио была сделана Хопфильдом (Hopfield, 1966), использовавшим теорию дифракции Зоммерфельда. Хотя он и сделал лишь приблизительные оценки, модель Хопфильда получила некоторое распространение (см., напри-

мер, Veverka, 1977). Можно ли применить подход Хопфильда к поверхностям безатмосферных тел на настоящий момент пока неизвестно.

Конкретные механизмы (некоторые из которых все еще спорны) возникновения отрицательной поляризации можно условно разделить на следующие группы: рассеяние одиночными частицами, теневой эффект, когерентное усиление обратного рассеяния и эффекты ближнего поля. Ниже мы постараемся описать хотя бы часть моделей, лежащих в основе каждого из этих механизмов.

РАССЕЯНИЕ ОДИНОЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Одиночные частицы способны производить отрицательную поляризацию. Этот факт неоднократно установлен в ходе расчетов, выполненных по теории Ми (Bohren, Huffman, 1998), в ходе поляриметрических наблюдений кометных атмосфер (Киселев, Чернова, 1976), во время лабораторных измерений поляризации однократно рассеянного света (Muñoz, Hovenier, 2011), а также в ходе компьютерного моделирования рассеяния света одиночными частицами неправильной формы (Zubko и др., 2005). Следует отметить, что под одиночной частицей понимается объект сколь угодно сложной структуры, достаточно удаленный от других подобных объектов. Внутри одиночной частицы могут происходить акты многократного рассеяния света между ее элементами, однако отсутствует многократное рассеяние между различными частицами, или их вклад пренебрежимо мал. Опишем некоторые механизмы, способные вызвать у одиночных частиц отрицательную поляризацию.

Модель Эмана

Модель Эмана рассматривает двойные отражения от двух взаимно перпендикулярных плоскостей, образующих желоб, сечением которого является прямоугольный треугольник (Öhman, 1955). Возникающая отрицательная поляризация выглядит следующим образом: треугольный желоб обладает известным свойством отражения света в строго обратном направлении, когда его ось ориентирована перпендикулярно плоскости рассеяния. Если ось параллельна плоскости рассеяния, это свойство желоба исчезает. Ненулевые фазовые углы могут возникать при промежуточных ориентациях оси желоба. В случае, когда ось желоба перпендикулярна плоскости рассеяния, дважды отраженные лучи имеют положительную поляризацию и не могут наблюдаться при ненулевых фазовых углах. С другой стороны, когда ось желоба параллельна плоскости рассеяния, преобладает отрицательная поляризация дважды отраженных лучей, но эти лучи наблюдаются и при

ненулевым фазовым углах. В принципе, после усреднения по всем ориентациям желоба должна сохраняться некоторая отрицательная поляризация во всем диапазоне фазовых углов (кроме нулевого фазового угла, при котором $P = 0$). Но, с другой стороны, однократно отраженный от желоба свет поляризован положительно. Таким образом, если отрицательно поляризованный свет преобладает при малых фазовых углах, а положительно поляризованный свет преобладает при больших фазовых углах, может получиться поляризационная кривая, показанная на рис. 1.

Модель Стейгмана

Модель Стейгмана (Steigmann, 1978; 1984) также основана на одиночном и двойном отражении. Модель аппроксимирует реальные рассеивающие среды цилиндрическими ямками с плоским дном. Их плотность распределения по поверхности обратно пропорциональна диаметру. Оси ямок могут быть наклонены под углами от 0° до 90° по отношению к направлению падающих лучей. Свет, попадающий в ямы, претерпевает два отражения Френеля, либо от пола и стенки, либо наоборот. Пол и стенка каждой ямы образуют отражатель как в модели Эмана, описанной в предыдущем разделе. Следовательно, такие отражения в ямках благоприятствуют возникновению отрицательной поляризации. Параметрами модели Стейгмана являются реальный показатель преломления материала поверхности, диапазон радиусов ямок, соотношение одиночных и двойных отражений и деполаризующий фактор, относящийся к альбедо моделируемой поверхности. Модель Стейгмана довольно хорошо согласуется с экспериментальными данными для небесных тел и лабораторных измерений (Steigmann, 1978; 1984; 1986; Steigmann, Dodsworth, 1987). В отличие от модели Вольфа (см. раздел Модель затенения Вольфа), модель Стейгмана не предсказывает второй отрицательной ветви поляризации из-за эффектов затенения при больших фазовых углах. Отметим наличие непараболических теоретических поляризационных кривых в модели Стейгмана, что отражает разнообразие экспериментальных кривых, описанных выше.

Вклад мультиполей

Если размер рассеивающей частицы мал по сравнению с длиной волны, то она может считаться электростатическим диполем, рассеивающим свет в соответствии с законом Рэлея. Поляризация света, рассеянного рэлеевской частицей, описывается формулой:

$$P = \frac{1 - \cos^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha}, \quad (2)$$

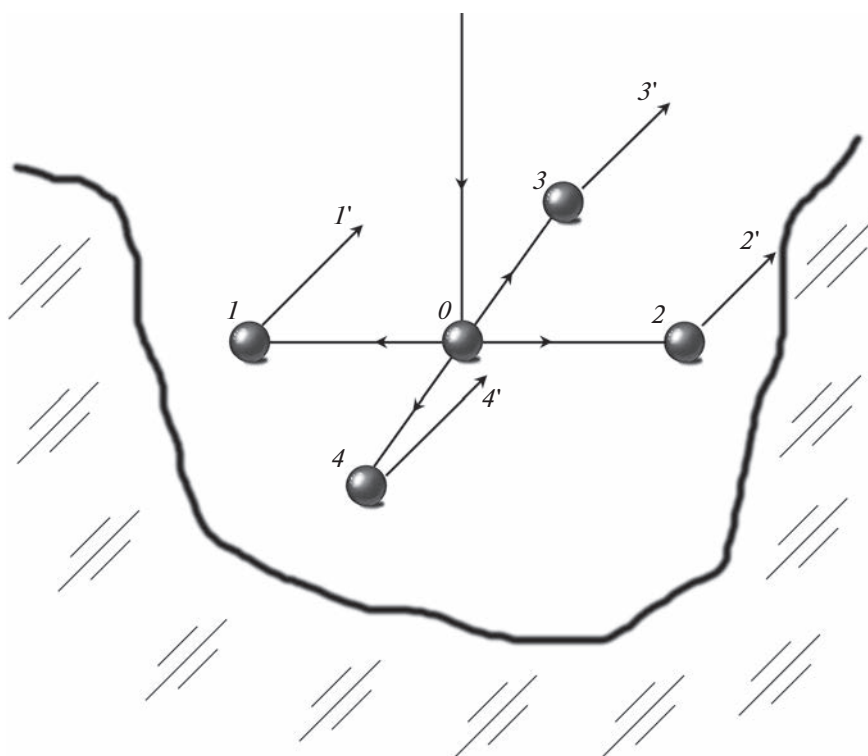


Рис. 2. Модель затенения Вольфа.

т.е. она всегда положительна. Но если светорассеивающая частица достаточно велика, необходимо учитывать вклад мультиполей. В частности, как принято считать, для сферических частиц именно мультиполи приводят к отрицательной поляризации. Для частиц произвольной формы оценка вклада мультиполей представляет собой очень сложную задачу. Однако для низких порядков мультиполей получаются простые результаты. В работе (Shkuratov и др., 1994) было показано, что справедлива следующая формула, описывающая дипольное + квадрупольное + магнитное дипольное излучение:

$$P = \frac{[1 + (M - D) \cos \alpha]^2 - [M + \cos \alpha - D \cos^2 \alpha]^2}{[1 + (M - D) \cos \alpha]^2 + [M + \cos \alpha - D \cos^2 \alpha]^2}, \quad (3)$$

где D и M – вклады квадрупольного и магнитного дипольных моментов в полное излучение относительно дипольного излучения. При $D = M = 0$ уравнение (3) превращается в уравнение (2). Параметры D и M зависят от размера светорассеивающих частиц, их оптических констант и структуры. Для некоторых комбинаций D и M уравнение (3) предсказывает отрицательную ветвь поляризации. Однако величина этой отрицательной поляризации настолько мала, что не соответствует экспериментальным данным. Таким образом,

подходящие значения отрицательной поляризации могут быть получены только при использовании мультиполей высокого порядка.

ТЕНЕВОЙ ЭФФЕКТ

Модель затенения Вольфа

После Эмана исследованием первой гипотезы Лио занялся Вольф (Wolff, 1975). Он разработал модель, учитывающую однократное и двукратное рассеяние света (Wolff, 1975; 1980; 1981), которая, судя по всему, хорошо согласуется с некоторыми экспериментальными данными. Вольф рассматривал рассеивающую среду, состоящую из частиц, но при этом обладающую шероховатой поверхностью. Он предположил, что затенение некоторой доли частиц из-за шероховатости поверхности раздела способствует отрицательной поляризации (рис. 2). В частности, Вольф предположил, что для положительных пар лучей ($1'$, $2'$) и ($3'$, $4'$) соответственно, различия в вероятности распространения лучей (луч $2'$ покинет среду с меньшей вероятностью, чем остальные лучи) приводят к отрицательной поляризации.

В модели Вольфа используются следующие параметры: комплексный показатель преломления частиц $m = n + ik$, среднее отношение ширины к глубине междоузлий между частицами, сред-

ний размер частиц для расчета неполяризованной составляющей рассеянного света, и отношение интенсивностей однократно и двукратно рассеянного света, зависящее от структурных характеристик рассеивающей среды. Модель имеет дополнительные параметры, заданные как константы. Модель Вольфа была проверена на основе лабораторных измерений (Geake и др., 1984) и использовалась для интерпретации планетарных данных (Dollfus, Wolff, 1981; Dollfus и др., 1989).

Шкуратов упростил модель затенения Вольфа в предположении малоуглового приближения (Шкуратов, 1982). Для степени линейной поляризации была получена следующая зависимость:

$$P = C_1 \left[\frac{(n-1)^2}{An^2(n+1)^2} + C_2 \frac{(n^2-1)^2}{(n^2+1)^2} \right] \alpha^2 - C_3 \frac{(n^2-1)^2}{(n^2+1)^2} \alpha, \quad (4)$$

где фазовый угол α выражен в радианах, A — геометрическое альbedo поверхности, а C_1 , C_2 и C_3 — параметры, описывающие асимметрию лучей $I-4$ из-за затенения (рис. 2). Уравнение (4) применимо только при достаточно небольших фазовых углах $\alpha < 30^\circ$.

Модель Маккойда

Рассмотрим среду, образованную сложной, крупномасштабной структурой. В рассеянном свете можно выделить две компоненты — однократное внешнее отражение от поверхности верхнего слоя и множественные внутренние преломления и отражения в глубине слоя. Маккойд (McCoyd, 1967) изучал поляризацию света как внешне, так и внутренне отраженного и преломленного от слоя, имеющего шероховатую поверхность и плоскую нижнюю границу, отделяющую данный слой от другого, менее оптически плотного слоя. Расчеты проводились методом Монте-Карло в предположении френелевских коэффициентов отражения.

Согласно Маккойду, отрицательная поляризация может быть вызвана преломлением на верхней границе раздела и полным внутренним отражением на нижней границе раздела слоев. Хотя модель Маккойда может производить отрицательную поляризацию, но она оказалась неприемлимой для интерпретации наблюдений безатмосферных небесных тел и лабораторных измерений, как было показано в работе (Шкуратов и др., 1992).

Модель Хопфильда

Хопфильд (Hopfield, 1966) предположил, что отрицательную поляризацию можно объяснить механизмом дифракции Зоммерфельда, связанным с затенением в рассеивающей среде, состоящей из пылевых частиц (Уфимцев, 1962). Край каждой непрозрачной пылинки предполагается тонкими полуплоскостями идеального проводника. В теневой зоне под краями дифрагированное электромагнитное поле, обладающее отрицательной поляризацией, будет отражаться к наблюдателю лежащими ниже рассеивающими элементами поверхности.

Согласно расчетам Хопфильда, минимальную поляризацию Луны (около -1.2%) можно объяснить частицами размером 5 мкм, разделенными расстоянием порядка размера частиц. Однако расчеты Хопфильда были основаны на уравнениях, применимость которых к лунным мелким частицам неочевидна. С одной стороны, дифрагированное полуплоскостью электромагнитное поле на расстоянии нескольких длин волн обладает не только поперечной, но также и продольной составляющей электромагнитного поля. По этой причине не вполне очевидно, можно ли его охарактеризовать обычной степенью линейной поляризации. С другой стороны, в волновой зоне при углах дифракции более 5° дифрагированное поле поляризовано отрицательно, что было показано как оптическими (Jentsch, 1927; Wolfsohn, 1928; Savornin, 1939), так и радиофизическими исследованиями (Horton, Watson, 1950). Однако, несмотря на сильную отрицательную поляризацию, интенсивность дифрагированного компонента сравнительно мала, поэтому вклад данного механизма в результирующую отрицательную поляризацию является небольшим.

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Интерференционные механизмы формирования отрицательной поляризации представляются наиболее многообещающими, поскольку они базируются на универсальном механизме многократного рассеяния, имеющем место в любой достаточно плотной среде рассеивающих частиц.

Эффект когерентного обратного рассеяния (также иногда именуемый в литературе “эффект слабой локализации”) электромагнитных волн в дискретных случайных средах, предсказанный Ватсоном (Watson, 1969) при изучении многократного рассеяния электромагнитных волн в разреженной плазме, до сих пор остается предметом активных теоретических и лабораторных исследований (Akkermans и др., 1988; Barabanenkov и др., 1991; Mishchenko и др., 2009; Zhou, 2018; Gorodnichev и др., 2022).

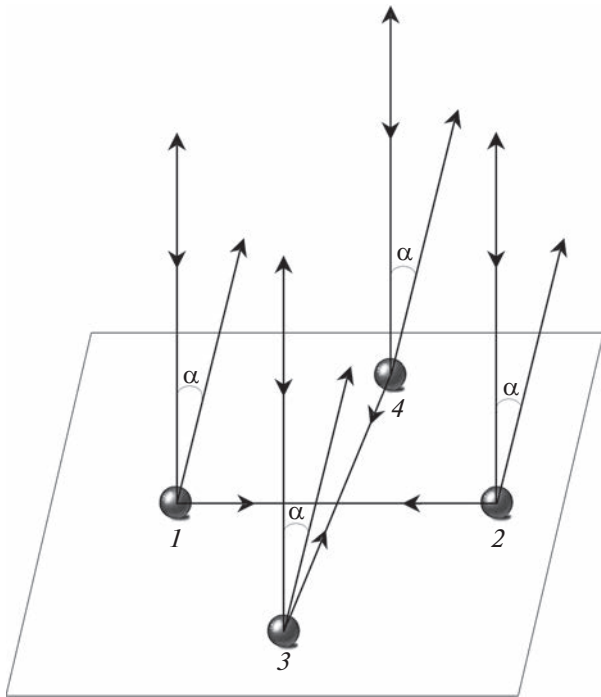


Рис. 3. Модель когерентного усиления обратного рассеяния.

Для объяснения интерференционной природы оппозиторного эффекта яркости рассмотрим дискретную среду, состоящую из случайно расположенных рассеивающих частиц, освещенных плоской волной. Рассмотрим два обратных (сопряженных) пути рассеяния с участием одной и той же конфигурации частиц. Волны, рассеянные по этим путям, будут интерферировать, и интерференция будет конструктивной или деструктивной в зависимости от разности фаз между путями. Если наблюдатель находится достаточно далеко от точного направления обратного рассеяния ($\alpha \neq 0^\circ$), то средний эффект интерференции сопряженных рассеянных волн, проходящих через группу частиц в противоположных направлениях, равен нулю из-за хаотичности положений частиц. Следовательно, наблюдатель измеряет некоторую некогерентную (диффузную) интенсивность. Однако при $\alpha = 0^\circ$ разность фаз между сопряженными траекториями с участием любой конфигурации частиц тождественно равна нулю, т.е. когерентность полностью сохраняется, а интерференция всегда конструктивна. Именно этот эффект вызывает оппозитный пик интенсивности рассеянного излучения.

Поляризационный механизм когерентного обратного рассеяния был предложен Шкуратовым (1985; 1988а; 1988б) и, независимо от него, Muinonen (1989). Для объяснения природы эф-

фекта оппозитии поляризации рассмотрим частицы 1–4, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению освещения (рис. 3), и предположим, что их размеры много меньше длины волны. Частицы 1 и 2 лежат в плоскости рассеяния, а частицы 3 и 4 – в перпендикулярной плоскости. Если падающее излучение неполяризовано, то его можно представить как смесь двух линейно поляризованных лучей света с взаимно перпендикулярными направлениями плоскостей поляризации. Частицы, размер которых намного меньше длины волны (рэлеевские частицы) обладают одной особенностью – рассеянный ими свет в плоскости, перпендикулярной направлению падающего излучения, поляризован перпендикулярно плоскости рассеяния. Следовательно, свет, рассеянный по сопряженным путям с участием частиц 3 и 4, поляризован отрицательно, а рассеянный по путям с участием частиц 1 и 2 дает положительную поляризацию. В первом случае разность фаз между сопряженными путями всегда равна нулю, а во втором случае она равна нулю только при $\alpha = 0^\circ$ и быстро осциллирует с ростом α . Поэтому в среднем когерентное обратное рассеяние усиливает вклад отрицательной поляризации в более широком диапазоне фазовых углов. Результатом является ветвь отрицательной поляризации при малых фазовых углах (оппозиторный эффект поляризации), сравнимых с угловой шириной пика когерентной интенсивности (оппозиторный эффект яркости). Тот факт, что только определенные конфигурации частиц вносят вклад в оппозиторный эффект поляризации, часто делает последнее менее выраженным, чем оппозиторный эффект яркости.

Также следует упомянуть, что данный механизм предсказывает наличие отрицательной поляризации на больших фазовых углах, близких к 180° , поскольку все вышеприведенные соображения, справедливые для фазового угла α , справедливы и для фазового угла $180^\circ - \alpha$. Несмотря на технические трудности измерения степени линейной поляризации при больших фазовых углах, некоторые лабораторные поляриметрические измерения показали, что при фазовых углах $\alpha > 170^\circ$ наблюдается отрицательная поляризация (Fratton и др., 2019; Muñoz и др., 2020). Однако следует отметить, что отрицательная поляризация при больших фазовых углах наблюдается в гораздо более узком диапазоне углов, чем при малых фазовых углах. Этот факт говорит о том, что один механизм когерентного усиления обратного рассеяния не может объяснить все особенности рассеяния, и, вероятнее всего, одновременно работают сразу несколько механизмов.

Модель двукратного рассеяния совокупностью точечных рассеивателей

Любую рассеивающую частицу можно представить в качестве набора точечных рассеивателей, взаимодействующих друг с другом. Потому логично попытаться описать подобное взаимодействие теоретически.

Простейшая модель была разработана Муйнонен (Muinonen, 1989), рассмотревшим двукратное рассеяние между двумя частицами, представляющими собой электрические диполи. Когда элементы матрицы рассеяния второго порядка усреднены по изотропно распределенным конфигурациям частиц, обнаруживается, что во втором порядке рассеяния оппозиционный пик яркости на малых фазовых углах сопровождается сильной отрицательной поляризацией. Величина отрицательной поляризации оказалась очень чувствительна к среднему расстоянию между частицами. Однако из-за малого сечения рассеяния дипольных частиц при учете суммарного вклада первого и второго порядков рассеяния отрицательная поляризация и оппозиционный пик исчезают. Но, тем не менее, вклад второго порядка рассеяния несколько увеличивается, если один дипольный рассеиватель заменить диэлектрическим полупространством (Muinonen и др., 1991).

Также Muinonen рассмотрел отражение второго порядка от двух сферически искривленных элементов поверхности с учетом интерференции циклически распространяющихся волн (Muinonen, 1990). В итоге при учете фазы электромагнитного поля возникает отрицательная поляризация. При игнорировании фазы отрицательная поляризация не наблюдается, что ставит под сомнение модели затенения типа Вольфа (см. раздел Модель затенения Вольфа).

Шкуратовым была разработана более общая модель рассеяния света совокупностью точечных рассеивателей (Шкуратов и др., 1989; Шкуратов, 1991). Рассматривалась рассеивающая среда, состоящая из маленьких (квазиэрлеевских) частиц, ограниченных плоской границей раздела. Характеристиками частицы являлись альбеда однократного рассеяния ω , поляриметрическая фазовая функция $P(\alpha)$ и отношение среднего радиуса частицы к длине волны r/λ . Объемная плотность рассеивателей равна ξ . В модели учитывалось только однократное и двукратное рассеяние света в среде, которое вычислялось с помощью теории переноса излучения (Нарке, 1963; 1993; 2008). Однако, несмотря на эти допущения, выражения для степени линейной поляризации получались слишком сложными (Шкуратов, 1991). Вследствие этого были сделаны дополнительные допущения:

фазовая функция однократного рассеяния предполагалась изотропной, а фазовая функция квазиэрлеевской частицы описывалась формулой

$f(\alpha) = G \frac{1 - \cos^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha}$, где G — поляриметрический масштабный коэффициент ($0 < G < 1$). Эти допущения позволили получить достаточно простые соотношения (Шкуратов, 1991; Shkuratov, Melkumova, 1991):

$$P(\alpha) = G \frac{(1 + 2\sqrt{1 - \omega})^2}{9} \times \left(\frac{\sin^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha} + \frac{2\omega\xi \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{8}{5} \rho \sin \frac{\alpha}{2} \right)^2} \right]}{\left(\frac{8}{5} \rho \sin \frac{\alpha}{2} \right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{8}{5} \rho \sin \frac{\alpha}{2} \right)^2} \ln(1 - \xi)} \right), \quad (5)$$

где $\rho = \frac{8\pi r \ln(1 - \xi)}{3\lambda}$. При выводе уравнения (5)

также предполагалось, что затенение одинаково влияет на однократное и двукратное рассеяние, а поляризация первого и второго порядка возникает за счет частиц, формирующих микрорельеф поверхности. При определенных наборах параметров уравнение (5) достаточно хорошо описывает симметричную ветвь отрицательной поляризации, свойственную многим космическим объектам, таким как Луна (Lyot, 1929), кометы (Zhuzhulina и др., 2022) или астероиды (Petrov, Kiselev, 2018).

Векторная теория когерентного усиления обратного рассеяния

Первая попытка осуществить теоретический расчет оппозиционного эффекта поляризации, основанная на векторной теории когерентного обратного рассеяния, была проведена в работе (Mishchenko, 1993). Она базировалась на формулах, полученных в работе (Ozrin, 1992) для полубесконечной среды, состоящей из непоглощающих эрлеевских рассеивателей. Хотя эта теория является строгой, окончательное решение было дано в терминах асимптотических выражений, справедливых в пределе очень малых и очень больших фазовых углов. Поэтому полный угловой профиль оппозиционного эффекта поляризации, включая точное значение и угловое положение минимума поляризации, оставался неизвестным. Однако впоследствии было получено точное решение (Amic и др., 1997), впоследствии адаптированное для стандартного представления вектора Стокса (Mishchenko и др., 2000).

Рассмотрим полубесконечную однородную случайную среду, состоящую из непоглощающих

рэлеевских рассеивателей, используя стандартный набор параметров Стокса I , Q , U и V для определения состояния поляризации падающего и отраженного лучей относительно их соответствующих меридиональных плоскостей (плоскостей, содержащих рассеивающий объект, источник света и перпендикуляр к границе среды) (Mishchenko, 1996; Hovenier, van der Mee, 1983). Предположим, что среда освещается параллельным пучком света, падающим перпендикулярно границе и характеризующимся параметрами Стокса I_0 , Q_0 , U_0 , V_0 , где I_0 — поток падающей энергии на единицу перпендикулярной световому потоку площади. Параметры Стокса светового излучения, рассеянного под фазовым углом α в меридиональной плоскости падающего луча, равны:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{\pi} \begin{bmatrix} S_{11}(\alpha) & S_{12}(\alpha) & 0 & 0 \\ S_{21}(\alpha) & S_{22}(\alpha) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44}(\alpha) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $S(\alpha)$ — матрица Стокса (Mishchenko, 1996). Эта матрица может быть представлена в виде суммы трех слагаемых (Barabanenkov и др., 1991; Mishchenko, 1992):

$$S(\alpha) = S^I(\alpha) + S^L(\alpha) + S^C(\alpha), \quad (7)$$

где $S^I(\alpha)$ учитывает вклад однократного рассеяния, $S^L(\alpha)$ — вклад всех лестничных диаграмм рассеяния порядка 2 и выше, а $S^C(\alpha)$ — вклад всех циклических диаграмм порядков рассеяния 2 и выше. Ограничивая анализ малыми фазовыми углами, удобно ввести так называемый угловой параметр $q = kl\alpha$, где k — волновое число, а l — длина свободного пробега фотонов в рассеивающей среде. В итоге для данных матриц получаются следующие соотношения:

$$S^I(\alpha) \approx S^I(0) = \frac{3}{16} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

$$S^L(\alpha) \approx S^L(0) = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} \gamma_{11}(0) + \gamma_{12}(0) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{11}(0) - \gamma_{12}(0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{12}(0) - \gamma_{11}(0) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma_{44}(0) \end{bmatrix} - S^I(0), \quad (9)$$

$$S^C(\alpha) \approx S^C(q) = \begin{bmatrix} S_{11}^C(q) & S_{12}^C(q) & 0 & 0 \\ S_{12}^C(q) & S_{22}^C(q) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}^C(q) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44}^C(q) \end{bmatrix} - S^I(0), \quad (10)$$

где

$$S_{11}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{11}(q) + \gamma_{22}(q) - \gamma_{33}(q) + \gamma_{44}(q)], \quad (11)$$

$$S_{22}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{11}(q) + \gamma_{22}(q) + \gamma_{33}(q) - \gamma_{44}(q)], \quad (12)$$

$$S_{33}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{33}(q) + \gamma_{44}(q)] - \frac{1}{4} \gamma_{12}(q), \quad (13)$$

$$S_{44}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{33}(q) + \gamma_{44}(q)] + \frac{1}{4} \gamma_{12}(q), \quad (14)$$

$$S_{12}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{11}(q) - \gamma_{22}(q)]. \quad (15)$$

Явные выражения для угловых функций $\gamma_{ij}(q)$ неизвестны, однако они могут быть рассчитаны численно, в соответствии с процедурой, подробно описанной в работе (Amis и др., 1997). С помощью приведенных выше соотношений можно по-

лучить полную матрицу Стокса для любого q . Если, кроме того, длина свободного пробега l известна, матрица Стокса может быть выражена как функция фазового угла α , а не безразмерного параметра q . А зная матрицу Стокса, легко вычислить степень линейной поляризации:

$$P(\alpha) = -\frac{Q(\alpha)}{I(\alpha)} = -\frac{S_{12}^C(q)}{S_{11}^I(0) + S_{11}^L(0) + S_{11}^C(q)}. \quad (16)$$

В работе (Mishchenko и др., 2000) было показано, что в соответствии с данной теорией когерентное усиление обратного рассеяния вызывает достаточно узкую и сильно асимметричную ветвь отрицательной поляризации, похожую на ветви отрицательной поляризации, наблюдаемые у ряда небесных тел, таких как кольца Сатурна (Mishchenko, 1993) и галилеевские спутники Юпитера (Kiselev и др., 2022).

ЭФФЕКТЫ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

В непосредственной близости от отдельной частицы или системы частиц, сравнимых по размеру с длиной волны, волна сильно неоднородна из-за отставания (запаздывания) электромагнитной волны внутри частицы по отношению к падающей волне. Для такой неоднородной волны поверхности постоянной фазы и амплитуды не совпадают, а амплитуда, поляризация и направление распространения зависят от положения относительно рассеивателя. Прямые расчеты по теории Лоренца—Ми для сферических частиц показывают, что поверхность постоянной фазы волны имеет воронкообразную форму в окрестности частицы, если размер частицы сравним с длиной волны (Tishkovets, 1998). Таким образом, соседние частицы испытывают влияние неоднородного поля и, следовательно, рассеивают свет иначе, чем предсказывает теория, рассматривающая только плоские волны. В работе (Petrova и др., 2007) показано, что поворот вектора поля в окрестности частицы уменьшает интенсивность рассеяния в областях обратного и прямого рассеяния и вызывает отрицательную поляризацию. Особенности светорассеяния, вызванные неоднородностью волны, получили название “эффекты ближнего поля” (Tishkovets, 2008; Петрова и др., 2009).

Эффект ближнего поля работает в широком диапазоне углов, но только в плотно упакованных средах. Поскольку в однородных и изотропных средах масштаб волновой неоднородности, возникающей в процессе рассеяния, сравним с длиной волны, то для очень больших рассеивателей этим эффектом можно пренебречь. Если рассеиватели малы по сравнению с длиной волны, то неоднородность волны мала и эффектом ближнего поля также можно пренебречь.

Поэтому эффект ближнего поля лучше всего работает в средах, состоящих из рассеивателей, сравнимых по размерам с длиной волны, или в полидисперсных средах, где крупные частицы создают волновые неоднородности для более мелких частиц. Более внимательное изучение эффекта ближнего поля показало, что его вклад сильно зависит от размера, показателя преломления, расстояния между частицами кластера и фазового угла (Tishkovets и др., 2004).

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДВУМЯ ЧАСТИЦАМИ

Описанные выше механизмы формирования отрицательной ветви степени линейной поляризации могут быть использованы для качественного описания картины рассеяния. Однако количественное описание сталкивается с многими трудностями. В частности, не совсем понятно, при

каких условиях работают те или иные механизмы, каковы пределы их применимости, и самое главное, — каков их относительный вклад в финальную картину рассеяния. Ведь при совместной работе всех вышеописанных механизмов можно ожидать проявления различных эффектов их взаимодействия, вызывающих их взаимное усиление или ослабление.

Важно подчеркнуть, что интерференция света основана на понятии фазы электромагнитной волны. Но само понятие фазы применимо только к поперечным электромагнитным волнам, таким как плоская или сферическая волна. Благодаря этому интерференционное объяснение механизма когерентного усиления обратного рассеяния, равно как и всех остальных механизмов, косвенно опирается на предположение о том, что каждая из частиц в любой последовательности частиц находится в дальних зонах рассеяния как предыдущей, так и следующей частицы. Поэтому, чтобы обосновать использование концепции того или иного механизма рассеяния для объяснения наблюдательных данных, полученных для плотноупакованных сред, необходимо хотя бы примерно определить область применимости. В частности, необходимо установить, какое количество частиц должно быть задействовано в механизмах рассеяния света, для того чтобы совокупность вышеописанных механизмов сумела произвести отрицательную поляризацию.

Это можно сделать на основании результатов компьютерного моделирования рассеяния света совокупностью частиц. В частности, даже рассмотрение случая двух частиц, расположенных на некотором расстоянии друг от друга, способно пролить свет на совокупное взаимодействие вышеописанных механизмов. Назовем такое рассеяние “двухчастичным” (следует не путать это понятие с двукратным рассеянием, поскольку при рассеянии между двумя частицами учитываются все порядки рассеяния).

Благодаря широкому развитию методов компьютерного моделирования рассеяния света отдельной частицей, процессы светорассеяния нередко изучаются в приближении рассеяния изолированной частицей. Однако в средах, состоящих из набора частиц, при достаточных плотностях упаковки это приближение перестает работать. Моделирование интенсивности света, рассеянного сферическими частицами, показало, что для этого требуются совсем невысокие концентрации частиц: 0.01 при размерном параметре частицы более 2.5 и 0.001 при размерном параметре 1–2.5 (Quirantes и др., 2001). При этом оценки вклада различных порядков рассеяния показали, что для плотноупакованных сред (в которых расстояние между частицами близко к нулю) вклад света, рассеянного дважды, в интенсивность составляет

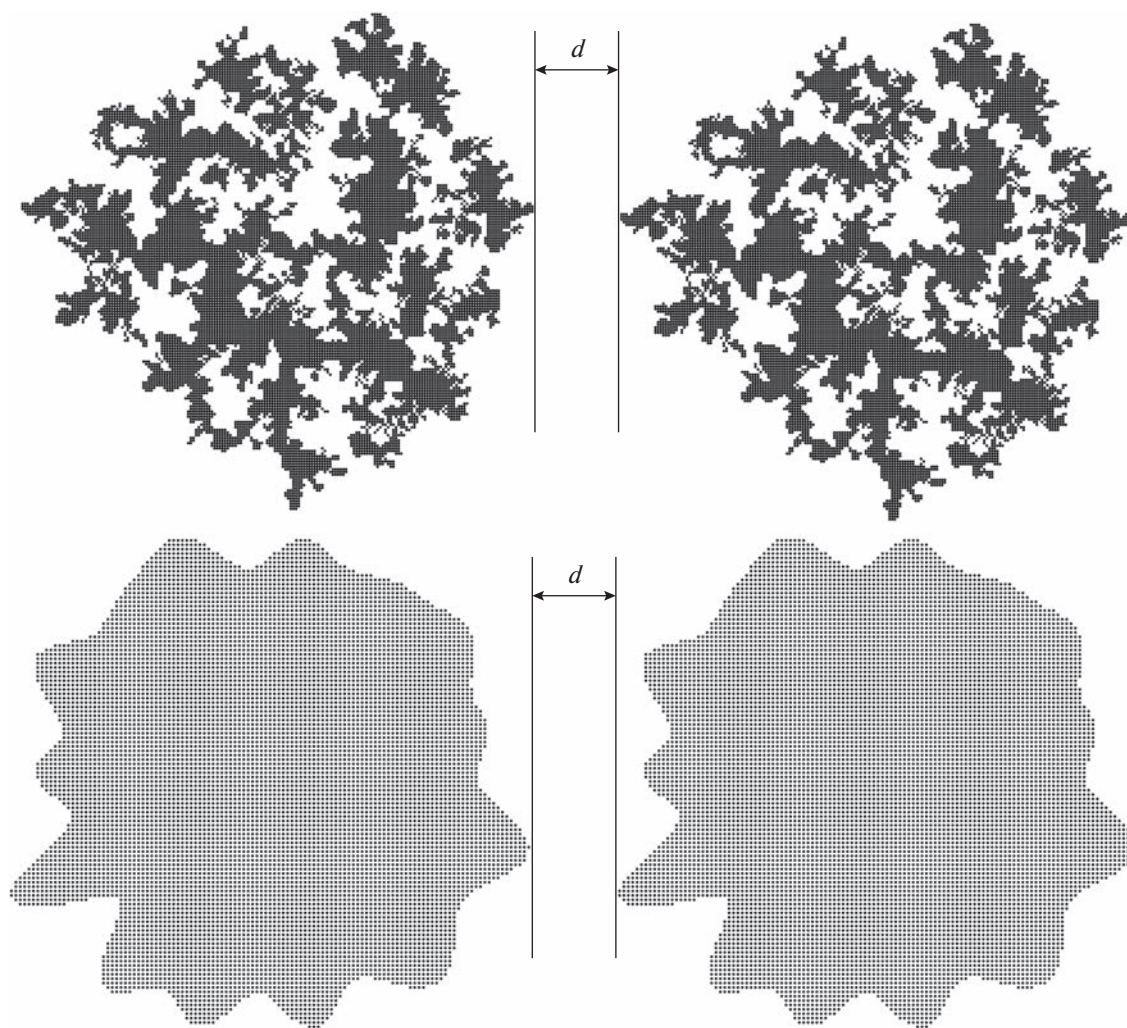


Рис. 4. Пример двойной квазифрактальной пористой частицы (верхняя панель) и случайной гауссовской частицы (нижняя панель).

примерно 15–20% от интенсивности света, рассеянного один раз. При этом вклад света, рассеянного трижды, гораздо меньше и составляет около 2.5%, а вклад более высоких порядков менее одного процента (Bergosc и др., 2005). Таким образом, в таких средах учет двухчастичного рассеяния крайне важен для точного вычисления характеристик рассеяния. Следовательно, изучение двухчастичного рассеяния — это шаг от приближения одночастичного рассеяния к рассеянию света совокупностью частиц. Также интересно изучить влияние двухчастичного рассеяния на степень линейной поляризации.

Таким образом, исследование характеристик света, рассеянного двумя частицами, по сравнению с характеристиками света, рассеянного одной частицей, может дать качественное представление о совокупном влиянии механизмов формирования отрицательной поляризации. Изучению этого вопроса и посвящен данный раздел.

В данной работе мы использовали две модели частиц — сплошные случайные гауссовские частицы (Muinonen, 1996) и квазифрактальные пористые частицы (Petrov, Zhuzhulina, 2022). А затем мы дублировали каждую из частиц, помещая ее на некотором меняющемся расстоянии d от исходной частицы, как показано на рис. 4. Вычисления осуществлялись с помощью программы DDSCAT версии 7.3.3 (Draine, Flatau, 1994). Для вычислений использовались частицы трех видов — ледяные (слабопоглощающие и слабо преломляющие), углеродные (сильнопоглощающие) и силикатные (слабопоглощающие и сильнопреломляющие). Были использованы три размера частиц — 0.4, 0.8 и 1.6 мкм (под размером в данном случае понимается радиус сферы эквивалентного объема отдельной частицы). Длина волны падающего излучения была выбрана в соответствии с центральной длиной волны фильтра V фотометрической системы Джонсона $\lambda = 547.7$ нм

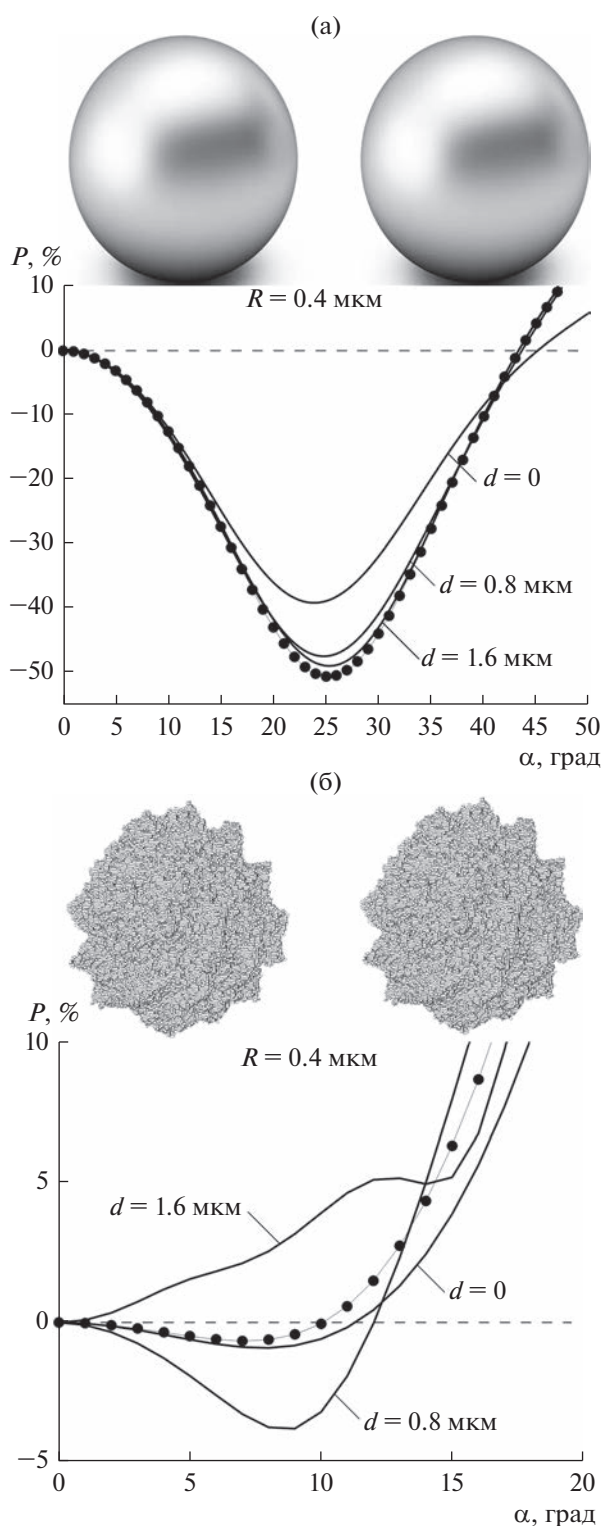


Рис. 5. Отрицательная ветвь степени линейной поляризации света, рассеянного (а) двумя сферами и (б) двумя квазифрактальными пористыми частицами при различном расстоянии между ними. Кривые с точками соответствуют одиночным частицам. Размер частиц $R = 0.4$ мкм, показатель преломления $m = 1.334 + i1.32 \times 10^{-9}$.

(Johnson, Morgan, 1953). Для ледяных частиц использовался показатель преломления $m = 1.334 + i1.32 \times 10^{-9}$ (Warren, Brandt, 2008), для углеродных частиц показатель преломления составлял $m = 1.947 + i0.294$ (Li, Greenberg, 1997), а для силикатных частиц $m = 1.682 + i0.003133$ (Scott, Du-ley, 1996).

Следует подчеркнуть, что ранее двухчастичное рассеяние изучалось в первую очередь на примере сферических частиц, благодаря достаточно быстрому алгоритму вычисления характеристик рассеяния. Mishchenko и др. (1995) исследовали влияние двухчастичного рассеяния на примере двух сфер, меняя расстояние между ними. Было установлено, что в случае усреднения по ориентациям картина рассеяния меняется слабо по сравнению с одиночной сферой. Рис. 5а показывает отрицательную ветвь степени линейной поляризации света, рассеянного двумя ледяными сферами радиуса $R = 0.4$ мкм при различном расстоянии между ними, вычисленную при помощи алгоритма, описанного в работе (Mishchenko и др., 1995). Линия с точками соответствует единичной сфере. Как видно, двухчастичное рассеяние между сферами лишь уменьшает степень линейной поляризации по абсолютной величине, практически не оказывая влияния на знак степени линейной поляризации.

Нами был исследован случай двухчастичного рассеяния света частицами более сложной формы. Рис. 5б демонстрирует отрицательную ветвь степени линейной поляризации света, рассеянного двумя ледяными квазифрактальными пористыми частицами размером $R = 0.4$ мкм при различном расстоянии между ними. Линия с точками соответствует единичной квазифрактальной пористой частице. Как видно из рисунка, в этом случае двухчастичное рассеяние влияет на отрицательную ветвь степени линейной поляризации существенным образом. Величина минимума поляризации при различных расстояниях между частицами может при определенных расстояниях увеличиться в несколько раз.

Таким образом, при двухчастичном рассеянии сферами доминирует поляризация света, рассеянного одиночной частицей. А в случае неправильных частиц влияние двухчастичного рассеяния на степень линейной поляризации является намного более существенным.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисления показали, что изменение расстояния d приводит к некоторым изменениям картины рассеяния. Степень линейной поляризации при изменении параметра d на многих фазовых углах достаточно быстро осциллирует, то увеличиваясь, то уменьшаясь. Причем амплитуда этих

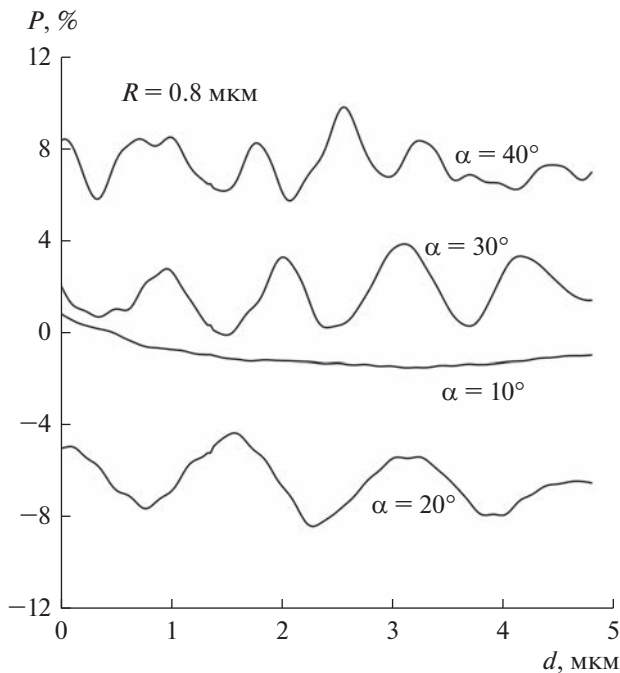


Рис. 6. Зависимость степени линейной поляризации двух фрактальных ледяных частиц от расстояния между ними. Размер одной частицы $R = 0.8$ мкм.

изменений может составлять несколько процентов по абсолютной величине, как показано на рис. 6.

Интересно оценить проявление теневого механизма в рассеянии парой частиц. Для этого мы вычислили зависимость фактора рассеяния Q_{sca} , который определяет, насколько эффективно перерассеивает свет единица площади рассеивающего объекта (Фарафонов и др., 2019). Результаты вычислений показаны на рис. 7. Верхняя панель соответствует углеродным частицам, средняя панель — ледяным, нижняя — силикатным. Сплошные линии соответствуют сплошным частицам, пунктир — фрактальным частицам. Тонкие линии — $R = 0.4$ мкм, средние линии — $R = 0.8$ мкм, толстые линии — $R = 1.2$ мкм. Как видно из рисунка, теновый эффект (проявляющийся в увеличении Q_{sca} по мере увеличения d от нуля) проявляется практически у всех типов частиц всех размеров, за исключением сильнопреломляющих силикатных частиц малого размера ($R = 0.4$ мкм). Из этого можно сделать вывод, что в случае сильного преломления на малых частицах другие механизмы рассеяния оказывают более существенное влияние, чем теновый эффект.

Ввиду немонотонной зависимости степени линейной поляризации от d интересно рассмотреть интегральное влияние расстояния между частицами. Для этого мы варьировали расстояние между частицами от 0 до величины, равной $6R$, и

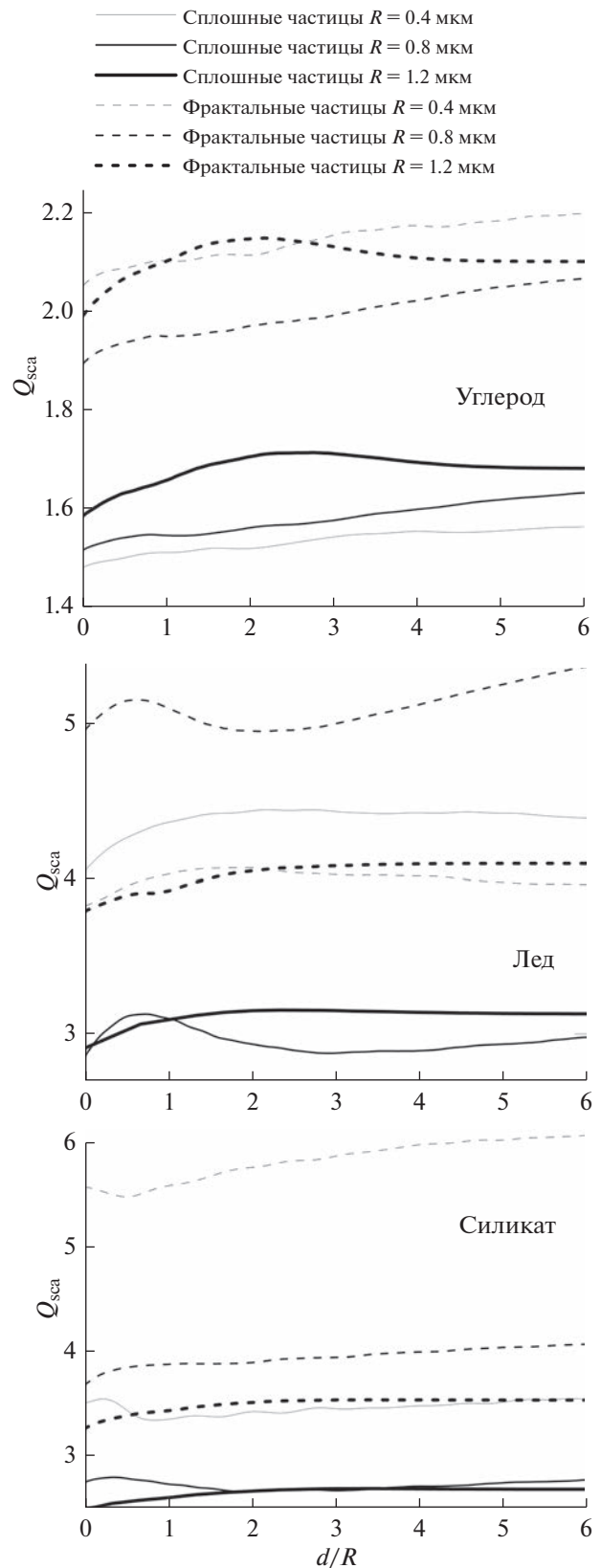


Рис. 7. Фактор рассеяния Q_{sca} как функция расстояния между частицами углерода (верхняя панель), льда (средняя панель) и силиката (нижняя панель).

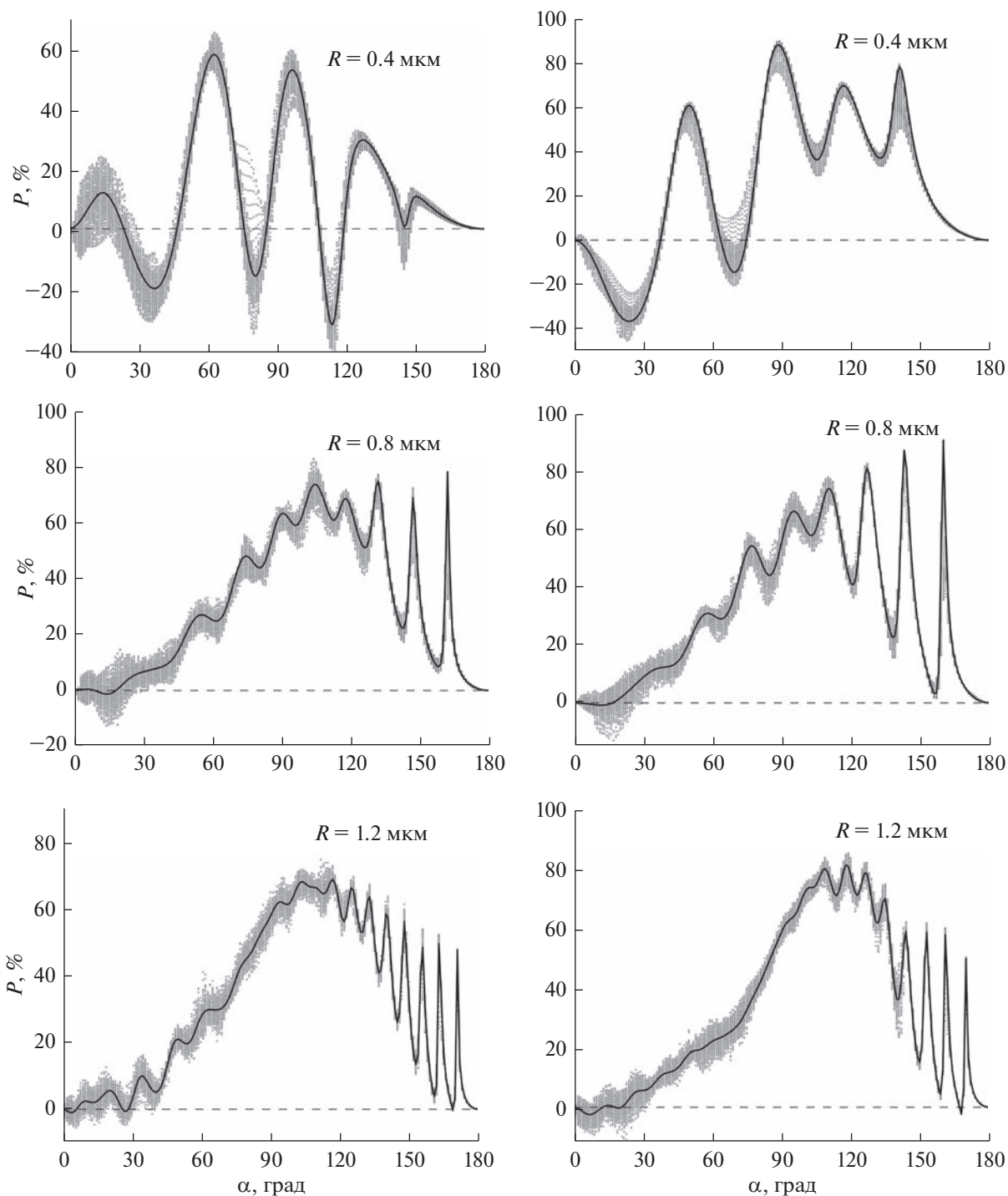


Рис. 8. Степень линейной поляризации одиночной углеродной частицы (сплошная линия) и пары частиц при изменении расстояния между ними от 0 до $6R$ (серые точки).

нанесли их на графики в виде точек. Рис. 8 демонстрирует влияние двухчастичного рассеяния на частицы из углерода. Левая панель соответствует фрактальным частицам, правая — сплошным гауссовским частицам различного размера. Рис. 9 представляет результаты для ледяных частиц,

рис. 10 — для силикатных частиц. Сплошные линии на рисунках соответствуют одиночной частице. Разброс точек относительно сплошной линии демонстрирует влияние двухчастичного рассеяния.

Как видно из рисунков, в случае неправильных частиц это влияние оказалось существен-

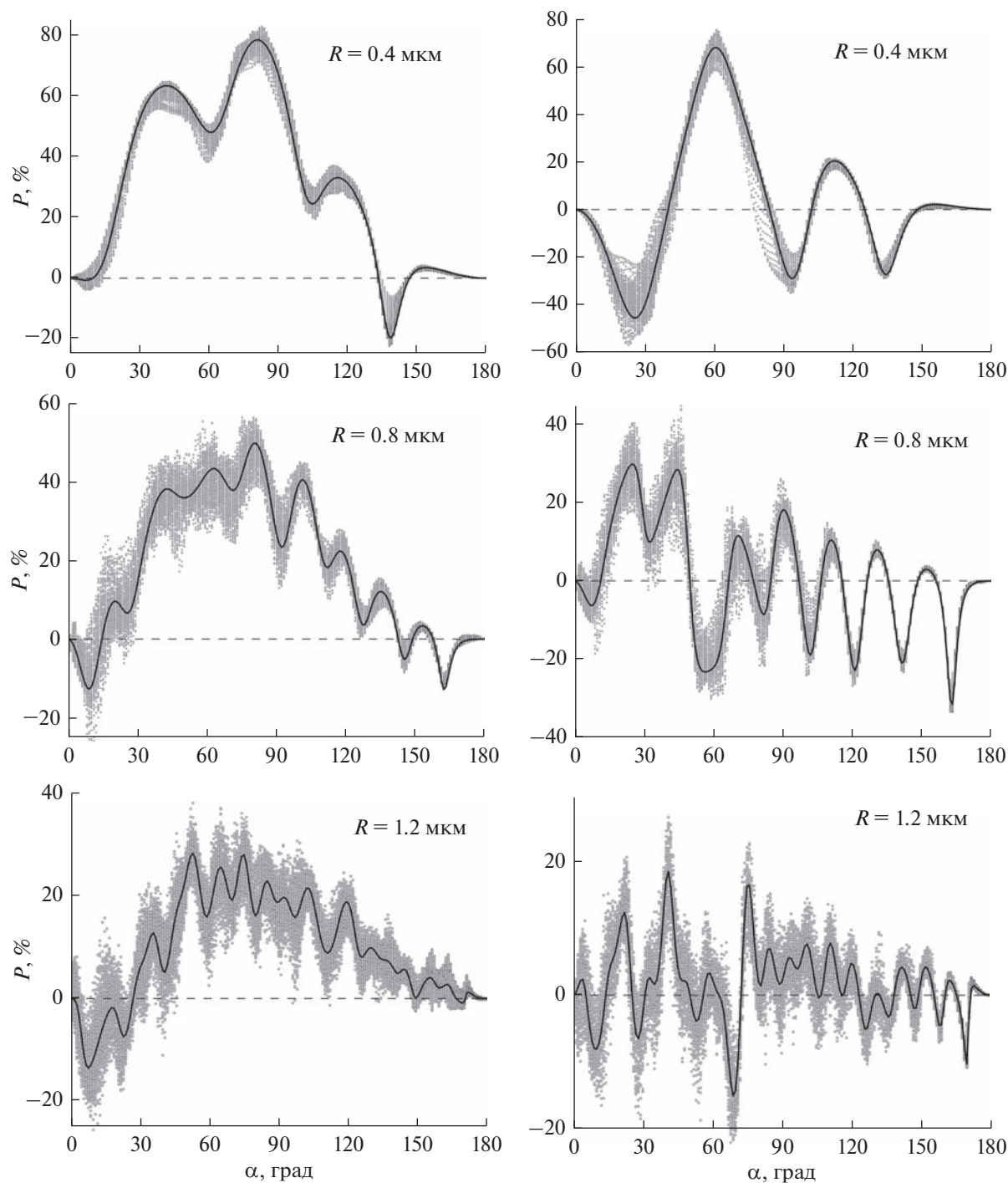


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для ледяных частиц.

ным. Оно способно приводить как к увеличению, так и к уменьшению степени линейной поляризации однократного рассеяния. Причем, что характерно, на многих рисунках (особенно на рис. 8) на малых фазовых углах при двухчастичном рассеянии возникает отрицательная поляризация, хотя при рассеянии света одиночной частицей она практически отсутствует. То есть мы можем сде-

лать вывод, что двухчастичное рассеяние может вызывать отрицательную поляризацию даже в том случае, если одиночная частица отрицательной поляризации не проявляет вообще. Также из рисунков видно, что двухчастичное рассеяние в случае сильнопоглощающих углеродных частиц (рис. 8) и слабопреломляющих ледяных частиц (рис. 9) наиболее сильно развито на фазовых уг-

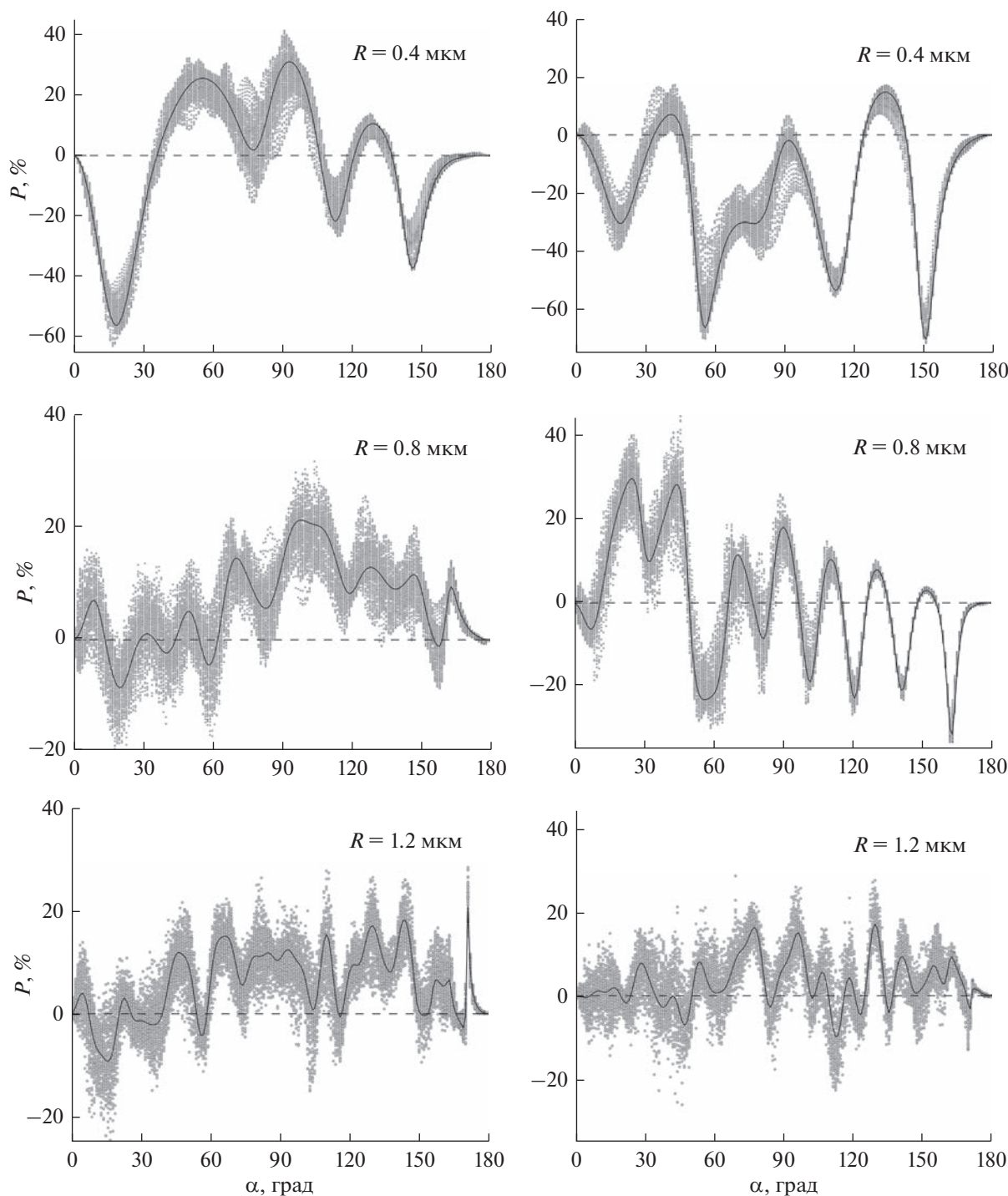


Рис. 10. То же, что и на рис. 8, но для силикатных частиц.

лах примерно до 100° , а на больших фазовых углах проявляется гораздо слабее. В случае же сильно-преломляющих силикатных частиц (рис. 10) сильное влияние двухчастичного рассеяния сохраняется вплоть до фазовых углов порядка 170° . Также любопытно отметить разницу между влиянием двухчастичного рассеяния на фрактальные

частицы и на сплошные частицы. Из рисунков видно, что, как правило, двухчастичное рассеяние сильнее влияет на фрактальные частицы. Объяснение этой особенности может состоять в том, что в случае фрактальных частиц более развито многократное рассеяние света между ее элементами, что делает проявления вышеперечис-

ленных механизмов отрицательной поляризации более выраженными.

ВЫВОДЫ

В работе приведен литературный обзор основных механизмов, объясняющих возникновение отрицательной поляризации рассеянного света. Проведено компьютерное моделирование рассеяния света — как одиночными частицами, так и парами частиц, находящихся на различном расстоянии друг от друга. Моделирование показало, что влияние двухчастичного рассеяния между частицами неправильной формы на степень линейной поляризации носит немонотонный характер, в отличие от случая пары идеальных сфер, в случае которых двухчастичное рассеяние уменьшает по модулю величину отрицательной поляризации. Также моделирование показало, что двухчастичное рассеяние способно производить отрицательную поляризацию даже в том случае, когда однократно рассеянный свет поляризован положительно. Таким образом, при теоретическом исследовании процессов формирования отрицательной поляризации учет двухчастичного рассеяния крайне важен. Также в работе показано, что теневой эффект проявляется не во всех случаях. Сильно преломляющие (силикатные) частицы малого размера не проявляют теневого эффекта, что, вероятнее всего, обусловлено дифракцией света.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Киселев Н.Н., Чернова Г.П. О возможно новом виде зависимости поляризации-фаза для комет // Астрон. циркуляр. 1976. Т. 931. С. 5–7.
- Киселев Н.Н., Чернова Г.П. Поляризация излучения кометы Веста 1975n // Астрон. журн. 1978. Т. 55. № 5. С. 1064–1071.
- Овчаренко А.А., Шкуратов Ю.Г. Эффект слабой локализации света при обратном рассеянии поверхностями сложной структуры // Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 88. № 2. С. 291–297. <https://doi.org/10.1134/1.626788>
- Петрова Е.В., Тишковец В.П., Йокерс К. Взаимодействие частиц в ближнем поле и оппозиционные эффекты у реголитоподобных поверхностей // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 2. С. 110–124. (Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K. Interaction of particles in the near field and opposition effects in regolith-like surfaces // Sol. Syst. Res. 2009. V. 43. № 2. P. 100–115). <https://doi.org/10.1134/S0038094609020026>
- Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. Москва: Советское радио, 1962. 241 с.
- Фарафонов В.Г., Ильин В.Б., Прокопьева М.С., Тулегенов А.Р., Устимов В.И. О сфероидальной модели рассеяния света несферическими частицами // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 126. № 4. С. 443–449. <https://doi.org/10.1134/S0030400X19040076>
- Шкуратов Ю.Г. Модель отрицательной поляризации света безатмосферных небесных тел // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 817–822.
- Шкуратов Ю.Г. О природе оппозиционного эффекта яркости и отрицательной поляризации света твердых космических поверхностей // Астрон. циркуляр. 1985. Т. 1400. С. 3–6.
- Шкуратов Ю.Г. Дифракционный механизм формирования оппозиционного эффекта яркости поверхностей со сложной структурой // Кинемат. и физ. небесн. тел. 1988а. Т. 4. № 4. С. 33–39.
- Шкуратов Ю.Г. О природе поляриметрической неоднородности поверхности астероида 4 Веста // Астрон. вестн. 1988б. Т. 12. № 2. С. 152–158.
- Шкуратов Ю.Г., Опанасенко Н.В., Мелкумова Л.Я. Интерференционное усиление обратного рассеяния и отрицательная поляризация света, отраженного поверхностями со сложной структурой // Препринт АН УССР. Ин-т радиофизики и электрон. Харьков. 1989. № 361. 26 с.
- Шкуратов Ю.Г. Интерференционная модель отрицательной поляризации света, рассеянного твердыми поверхностями небесных тел // Астрон. вестн. 1991. Т. 25. № 2. С. 152–161. (Shkuratov Y.G. Interference model of negative polarization of light scattered by the solid surfaces of celestial bodies // Sol. Syst. Res. 1991. V. 25. № 2. P. 110.)
- Шкуратов Ю.Г., Креславский М.А., Опанасенко Н.В. Анализ механизма отрицательной поляризации света, рассеянного безатмосферными небесными телами // Астрон. вестн. 1992. Т. 26. С. 46–53. (Shkuratov Y.G., Kreslavskii M.A., Opanasenko N.V. Analysis of a mechanism of negative polarization of light scattered by the surface of atmosphereless celestial bodies // Sol. Syst. Res. 1992. V. 26. № 1. P. 33.)
- Akkermans E., Wolf P., Maynard R., Maret G. Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media // J. de Physique. 1988. V. 49. P. 77–98.
- Amic E., Luck J.M., Nieuwenhuizen T.M. Multiple Rayleigh scattering of electromagnetic waves // J. de Physique I. 1997. V. 7. № 3. P. 445–483. <https://doi.org/10.1051/jp1:1997170>
- Barabanenkov Y.N., Kravtsov Y.A., Ozrin V.D., Saichev A.I. II Enhanced Backscattering in Optics // Progress in Optics. 1991. V. 29. P. 65–197. [https://doi.org/10.1016/S0079-6638\(08\)70006-4](https://doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70006-4)
- Barabashev N.P. Bestimmung der Erdalbedo und des Reflexionsgesetzes für die Oberfläche der Mondmeere. Theorie der Rillen // Astron. Nachr. 1922. V. 217. P. 445–452.
- Bercoval E., Churmakov D.Y., Romanov V.P., Jermy M.C., Meglinski I.V. Crossed source-detector geometry for a novel spray diagnostic: Monte Carlo simulation and analytical results // Appl. Optics. 2005. V. 44. № 13. P. 2519–2529. <https://doi.org/10.1364/AO.44.002519>
- Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Wiley-VCH, 1998. 530 p.
- Bowell E., Dollfus A., Geake J.E. Polarimetric properties of the lunar surface and its interpretation. Part 5: Apollo 14 and Luna 16 lunar samples // Lunar and Planet. Sci. Conf. Proc. Houston, 1972. V. 3. P. 3103.

- Dollfus A., Wolff M.* Theory and Application of the Negative Branch of Polarization for Airless Planetary Objects // Lunar and Planet. Sci. Conf. XII. Abstracts. 1981. P. 232–234.
- Dollfus A., Wolff M., Geake J.E., Lupishko D.F., Dougherty L.M.* Photopolarimetry of asteroids // Asteroids II. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 594–616.
- Draine B.T., Flatau P.J.* Discrete-dipole approximation for scattering calculations // J. Optical Soc. Am. A. 1994. V. 11. № 4. P. 1491–1499.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.11.001491>
- Frattin E., Muñoz O., Moreno F., Nava J., Escobar-Cerezo J., Gomez Martin J.C., Guirado D., Cellino A., Coll P., Raulin F., Bertini I., Cremonese G., Lazzarin M., Naletto G., La Forgia F.* Experimental phase function and degree of linear polarization of cometary dust analogues // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2019. V. 484. № 2. P. 2198–2211.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stz129>
- Geake J.E., Geake M., Zellner B.H.* Experiments to test theoretical models of the polarization of light by rough surfaces // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1984. V. 210. P. 89–112.
<https://doi.org/10.1093/mnras/210.1.89>
- Geake J.E., Geake M.* A Remote Sensing Method for Sub-Wavelength Grains on Planetary Surfaces by Optical Polarimetry // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1990. V. 245. P. 46–55.
<https://doi.org/10.1093/mnras/245.1.46>
- Gorodnichev E.E., Kondratiev K.A., Rogozkin D.B.* Coherent backscattering of light from a Faraday medium // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. № 10. id. 104208.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.104208>
- Hapke B.W.* A theoretical photometric function for the lunar surface // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. P. 4571–4586.
<https://doi.org/10.1029/JZ068i015p04571>
- Hapke B.W.* Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. 455 p.
- Hapke B.W.* Bidirectional reflectance spectroscopy. 6. Effects of porosity // Icarus. 2008. V. 195. № 2. P. 918–926.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.01.003>
- Hopfield J.J.* Mechanism of lunar polarization // Science. 1966. V. 151. № 3716. P. 1380–1381.
<https://doi.org/10.1126/science.151.3716.1380>
- Horton C.W., Watson R.B.* On the Diffraction of Radar Waves by a Semi-Infinite Conducting Screen // J. Appl. Phys. 1950. V. 21. № 1. P. 16–21.
<https://doi.org/10.1063/1.1699412>
- Hovenier J.W., van der Mee C.V.M.* Fundamental relationships relevant to the transfer of polarized light in a scattering atmosphere // Astron. and Astrophys. 1983. V. 128. № 1. P. 1–16.
- Jentsch F.* Über die Beugung des Lichtes an Stahlschneiden // Ann. der Physik. 1927. V. 389. № 18. P. 292–312.
<https://doi.org/10.1002/andp.19273891806>
- Johnson H.L., Morgan W.W.* Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas // Astrophys. J. 1953. V. 117. № 3. P. 313–352.
<https://doi.org/10.1086/145697>
- Kiselev N., Rosenbush V., Muinonen K., Kolokolova L., Savushkin A., Karpov N.* New polarimetric data for the Galilean satellites: Europa observations and modeling // Planet. Sci. J. 2022. V. 3. № 6. id. 134 (13 p.).
<https://doi.org/10.3847/PSJ/ac6bef>
- Li A., Greenberg J.M.* A unified model of interstellar dust // Astron. and Astrophys. 1997. V. 323. № 2. P. 566–584.
- Lyot B.* Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres // Ann. Obs. Meudon. 1929. V. 8. P. 1–161.
- Lyot B.* Polarisation des petites planètes // Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. 1934. V. 199. P. 774.
- McCoyd G.C.* Polarization properties of simple dielectric rough surface model // J. Optical Soc. Am. 1967. V. 57. № 11. P. 1345–1350.
- Mishchenko M.I.* Enhanced backscattering of polarized light from discrete random media: calculations in exactly the backscattering direction // J. Optical Soc. Am. A. 1992. V. 9. № 6. P. 978–982.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.9.000978>
- Mishchenko M.I.* On the nature of the polarization opposition effect exhibited by Saturn's rings // Astrophys. J. 1993. V. 411. P. 351–361.
<https://doi.org/10.1086/172835>
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Mackowski D.W.* Scattering of light by bispheres with touching and separated components // Appl. Optics. 1995. V. 34. № 21. P. 4589–4599.
<https://doi.org/10.1364/AO.34.004589>
- Mishchenko M.I.* Diffuse and coherent backscattering by discrete random media. I. Radar reflectivity, polarization ratios, and enhancement factors for a half-space of polydisperse, nonabsorbing and absorbing spherical particles // J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer. 1996. V. 56. № 5. P. 673–702.
[https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(96\)00117-3](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(96)00117-3)
- Mishchenko M.I., Luck J.M., Nieuwenhuizen T.M.* Full angular profile of the coherent polarization opposition effect // J. Optical Soc. Am. A. 2000. V. 17. № 5. P. 888–891.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.17.000888>
- Mishchenko M.I., Dlugach J.M., Liu L.* Azimuthal asymmetry of the coherent backscattering cone: Theoretical results // Phys. Rev. A. 2009. V. 80. № 5. id. 053824.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.053824>
- Mishchenko M.I., Rosenbush V.K., Kiselev N.N., Lupishko D.F., Tishkovets V.P., Kaydash V.G., Belskaya I.N., Efimov Y.S., Shakhovskoy N.M.* Polarimetric remote sensing of Solar System objects. K.: Akademperiodyka, 2010. 291 p.
- Muinonen K.* Electromagnetic scattering by two interacting dipoles // Proc. 1989 URSI Electromagnetic Theory Symp. Stockholm, 1989. P. 428–430.
- Muinonen K.* Light scattering by inhomogeneous media: Backward enhancement and reversal of linear polarization // Ph. D. Thesis. Report 3/1990. Helsinki: Observatory and Astrophysics Laboratory, Univ. Helsinki, 1990. 24 p.
- Muinonen K.O., Sihvola A.H., Lindell I.V., Lumme K.A.* Scattering by a small object close to an interface. II. Study of backscattering // J. Optical Soc. Am. A. 1991. V. 8. Iss. 3. P. 477–482.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.8.000477>

- Muinonen K. Light scattering by Gaussian random particles // *Earth, Moon, and Planets*. 1996. V. 72. P. 339–342. <https://doi.org/10.1007/BF00117539>
- Muñoz O., Hovenier J.W. Laboratory measurements of single light scattering by ensembles of randomly oriented small irregular particles in air. A review // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2011. V. 112. № 11. P. 1646–1657. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.02.005>
- Muñoz O., Moreno F., Gómez-Martín J.C., Vargas-Martín F., Guirado D., Ramos J.L., Bustamante I., Bertini I., Frattin E., Markannen J., Tübiana C., Fulle M., Güttler C., Sierks H., Rotundi A., Della Corte V., Ivanovski S., Zakharov V.V., Bockelée-Morvan D., Blum J., Merouane S., Lévassieur-Regourd A.C., Kolokolova L., Jardiel T., Caballero A.C. Experimental phase function and degree of linear polarization curves of millimeter-sized cosmic dust analogs // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2020. V. 247. № 1. id. 19 (13 p.). <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab6851>
- Öhman Y. A tentative explanation of the polarization in diffuse reflection // *Stockholm Obs. Ann.* 1955. V. 18. P. 1–10.
- Ozrin V.D. Exact solution for coherent backscattering of polarized light from a random medium of Rayleigh scatterers // *Waves in Random Media*. 1992. V. 2. № 2. P. 141–164. <https://doi.org/10.1088/0959-7174/2/2/005>
- Petrov D., Kiselev N. Computer simulation of position and maximum of linear polarization of asteroids // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2018. V. 204. P. 88–93. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.09.003>
- Petrov D.V., Zhuzhulina E.A. Polarization properties of quasi-fractal porous particles // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2022. V. 289. id. 108298. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2022.108298>
- Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K. Modeling of opposition effects with ensembles of clusters: Interplay of various scattering mechanisms // *Icarus*. 2007. V. 188. № 1. P. 233–245. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.11.011>
- Quirantes A., Arroyo F., Quirantes-Ros J. Multiple light scattering by spherical particle systems and its dependence on concentration: A T-matrix study // *J. Colloid and Interface Sci.* 2001. V. 240. № 1. P. 78–82. <https://doi.org/10.1006/jcis.2001.7641>
- Rode O., Ivanov A., Nazarov M., Cimbalkinova A., Jurek K., Hejl V. Atlas of photomicrographs of the surface structures of lunar regolith particles. Prague: Academia, 1979. 242 p.
- Savornin J. Étude de la diffraction éloignée // *Ann. de Physique*. 1939. V. 11. № 11. P. 129–255. <https://doi.org/10.1051/anphys/193911110129>
- Scott A., Duley W.W. Ultraviolet and infrared refractive indices of amorphous silicates // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1996. V. 105. P. 401. <https://doi.org/10.1086/192321>
- Shkuratov Y.G., Melkumova L.Y. Diffraction model of the negative polarization of light scattering by atmosphereless cosmic bodies // *Abstracts of Lunar and Planet. Sci. Conf.* 1991. V. 22. P. 1243.
- Shkuratov Y.G., Muinonen K., Bowell E., Lumme K., Peltoniemi J.I., Kreslavsky M.A., Stankevich D.G., Tishkovets V.P., Opanasenko N.V., Melkumova L.Y. A critical review of theoretical models of negatively polarized light scattered by atmosphereless Solar System bodies // *Earth, Moon and Planets*. 1994. V. 65. № 3. P. 201–246. <https://doi.org/10.1007/BF00579535>
- Shkuratov Y., Ovcharenko A., Zubko E., Miloslavskaya O., Muinonen K., Piironen J., Nelson R., Smythe W., Rosenbush V., Helfenstein P. The opposition effect and negative polarization // *Icarus*. 2002. V. 159. P. 396–416. <https://doi.org/10.1006/icar.2002.6923>
- Shkuratov Yu., Videen G., Kreslavsky M., Belskaya I., Kaydash V., Ovcharenko A., Omelchenko V., Opanasenko N., Zubko E. Scattering properties of planetary regoliths near opposition // *Photopolarimetry in remote sensing: NATO Science Series / Eds: Videen G., Yatskiv Y., Mishchenko M. London: Kluwer Acad. Publ., 2004. P. 191–208.* https://doi.org/10.1007/1-4020-2368-5_8
- Steigmann G.A. A polarimetric model for a dust-covered planetary surface // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1978. V. 185. P. 877–888. <https://doi.org/10.1093/mnras/185.4.877>
- Steigmann G.A. Application of a polarimetric model to the surface microstructure of particles in the B-ring of Saturn // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 209. P. 359–371. <https://doi.org/10.1093/mnras/209.2.359>
- Steigmann G.A. Optical polarimetry of sulphur and the surface microstructure of Io // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1986. V. 219. P. 823–833. <https://doi.org/10.1093/mnras/219.4.823>
- Steigmann G.A., Dodsworth M.B. Surface microstructure of the nucleus of Comet P/Halley // *Observatory*. 1987. V. 107. P. 263–267.
- Tishkovets V.P. Backscattering of light by close-packed systems of particles // *Optics and Spectroscopy*. 1998. V. 85. № 2. P. 212–217.
- Tishkovets V., Litvinov P., Petrova E., Jockers K., Mishchenko M. Backscattering effects for discrete random media: Theoretical results // *Photopolarimetry in Remote Sensing*. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Acad., 2004. P. 221–242. https://doi.org/10.1007/1-4020-2368-5_10
- Tishkovets V.P. Light scattering by closely packed clusters: Shielding of particles by each other in the near field // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2008. V. 109. № 16. P. 2665–2672. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2008.05.008>
- Veverka J. Polarimetry of Satellite Surfaces // *Planetary Satellites / Ed.: Burns J.A. Tucson: Univ. Arizona Press, 1977. P. 210.*
- Warren S.G., Brandt R.E. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2008. V. 113. id. D14220. <https://doi.org/10.1029/2007JD009744>
- Watson K.M. Multiple scattering of electromagnetic waves in an underdense plasma // *J. Mathemat. Physics*. 1969. V. 10. P. 688–702. <https://doi.org/10.1063/1.1664895>

- Weinberg, J.L. Polarization of the zodiacal light // In Gehrels T., ed., Planets, Stars, and Nebulae: Studied with Photopolarimetry / Tucson AZ: University of Arizona Press, 1974. p. 781.
- Wolff M. Polarization of light reflected from rough planetary surface // Appl. Optics. 1975. V. 14. № 6. P. 1395–1405.
<https://doi.org/10.1364/AO.14.001395>
- Wolff M. Theory and application of the polarization-albedo rules // Icarus. 1980. V. 44. № 3. P. 780–792.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(80\)90144-X](https://doi.org/10.1016/0019-1035(80)90144-X)
- Wolff M. Computing diffuse reflection from particulate planetary surface with a new function // Appl. Optics. 1981. V. 20. P. 2493–2498.
<https://doi.org/10.1364/AO.20.002493>
- Wolfsohn G. Strenge theorie der interferenz und beugung // Handbuch der Physik / Eds: Geiger H., Scheel K. Berlin: Springer Verlag, 1928. P. 263–316.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-90780-7_7.
- Zhou C. Coherent backscatter enhancement in single scattering // Optics Express. 2018. V. 26. № 10. id. A508.
<https://doi.org/10.1364/OE.26.00A508>
- Zhuzhulina E., Petrov D., Kiselev N., Karpov N., Savushkin A. Aperture polarimetry of selected comets in 2018–2020: Observations and computer simulation // J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer. 2022. V. 290. id. 108321.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2022.108321>
- Zubko E., Petrov D., Shkuratov Y., Videen G. Discrete dipole approximation simulations of scattering by particles with hierarchical structure // Appl. Optics. 2005. V. 44. № 30. P. 6479–6485.
<https://doi.org/10.1364/AO.44.006479>

УДК 523.44

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ОЦЕНКИ СВОЙСТВ ЧАСТИЦ В ЭКЗОСФЕРЕ АКТИВНОГО АСТЕРОИДА ПО ДЕТАЛЯМ В УФ- И ВИДИМОМ ДИАПАЗОНАХ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ

© 2023 г. Е. В. Петрова^а, *, В. В. Бусарев^б

^аИнститут космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия

^бАстрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (ГАИШ МГУ), Москва, Россия

*e-mail: epetrova@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.06.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 12.10.2022 г.

В спектрах отражения активных астероидов (АА), измеренных в видимом и ближнем УФ-диапазонах, наблюдаются необычные детали, которые, вероятно, обусловлены рассеянием света в экзосфере, образовавшейся во время активных процессов на астероиде. Для оценки возможностей количественной интерпретации этих деталей рассчитаны спектры отражения АА, окруженного экзосферой, состоящей из агрегатных субмикронных частиц разного состава и морфологии, а также однородных субмикронных частиц. Размеры составляющих агрегаты частиц приняты соответствующими размерам зерен в агломератах кометной и межпланетной пыли. Показано, что рассеяние на агрегатах субмикронных частиц формирует на длинах волн короче 0.6 мкм интерференционные детали, положение которых определяется как размерами этих частиц (но не самих агрегатов), так и действительной частью их показателя преломления. Структура агрегата и вариации (до $\pm 20\%$) размеров составляющих частиц слабо влияют на положение этих деталей. Форма спектра на более длинных волнах также зависит от размеров зерен в агрегатах и может служить дополнительным критерием для оценки этого параметра. Расчеты, выполненные для агрегатных частиц, поглощающих в коротковолновом диапазоне (что характерно для многих веществ, которые можно ожидать обнаружить на АА), показывают, что поглощение существенно ослабляет интерференционные детали, появляющиеся в этом диапазоне. Поэтому попытки обнаружения сильно поглощающих частиц в экзосфере и оценки их свойств по таким деталям в спектре не могут дать надежных результатов, в отличие от моделирования для частиц слабо поглощающих материалов. Присутствие в экзосфере АА однородных субмикронных частиц со слабым поглощением вызывает устойчивый рост интенсивности на длинах волн короче 0.4–0.5 мкм. Спектральные измерения на длинах волн короче 0.35 мкм могут помочь более уверенной оценке свойств слабо поглощающих, как агрегатных, так и однородных частиц в экзосферах АА.

Ключевые слова: астероиды, спектрофотометрия, рассеяние света, агрегатные частицы

DOI: 10.31857/S0320930X232020068, **EDN:** NVVFFB

ВВЕДЕНИЕ

Малые тела Солнечной системы, которые движутся по орбитам, типичным для астероидов, и при этом эпизодически показывают признаки кометной активности, составляют группу так называемых активных астероидов (АА). Хотя такие объекты немногочисленны (обнаружено порядка 30 АА на данный момент), они привлекают особое внимание исследователей, поскольку знание их природы может помочь понять процессы формирования Солнечной системы и доставки воды к планетам земной группы. На основе анализа данных наблюдений предложены такие механизмы, ответственные за появление комы (экзосфе-

ры) и даже пылевых и газовых хвостов у АА, как метеоритная бомбардировка поверхности астероидов, разрушение тела из-за нестабильного вращения, тепловые эффекты, вынос вещества за счет электростатических сил, сублимация летучих при повышении температуры поверхности у перигелия, а также комбинация различных факторов (см., например, Chandler и др., 2018; Hsieh и др., 2018; и ссылки там же).

При этом, независимо от причин кометной активности отдельных астероидов, обнаружить ее у таких тел сложно, поскольку сформировавшаяся экзосфера оптически тонкая и вызываемые ею эффекты невелики. Возможности различных ме-

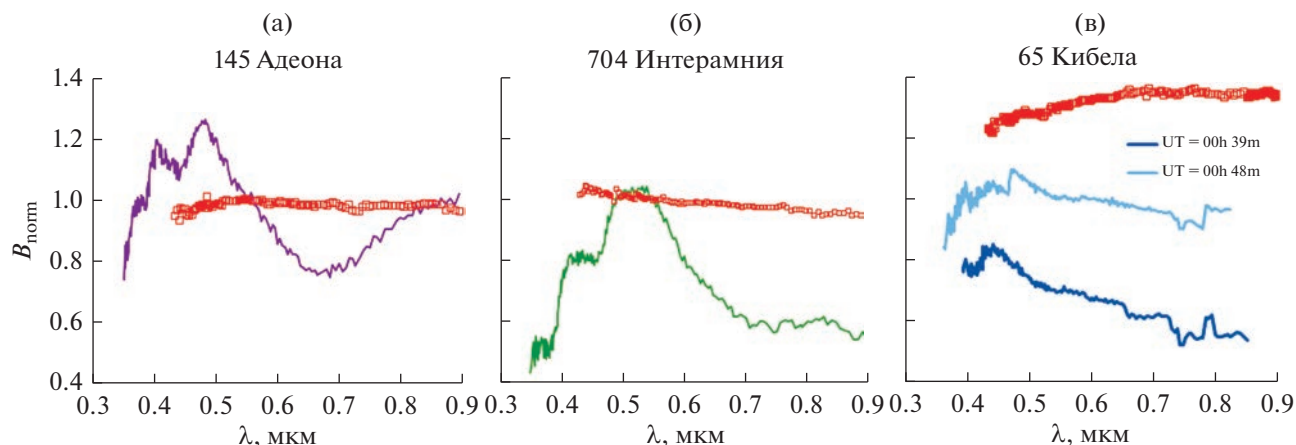


Рис. 1. Спектры отражательной способности $B_{\text{норм}}$, нормированной на длину волны $\lambda = 0.55$ мкм, измеренные у астероидов 145 Адеона и 704 Интерамния в сентябре 2012 г. и астероида 65 Кибела в сентябре 2016 г. (Бусарев и др., 2019; и ссылки там). Спектры SMASSII этих астероидов показаны красным. Спектры на панели (в) сдвинуты по вертикали на 0.3 друг относительно друга.

тодов детектирования слабых кометоподобных объектов, от непосредственной съемки высокого разрешения до фотометрического анализа, спектроскопии газовых составляющих, обнаружения негравитационных возмущений и др., подробно рассмотрены в недавнем обзоре Jewitt и Hsieh (2022). В то же время следует указать еще один метод, спектрофотометрический, который позволяет обнаруживать экзосферу у АА по необычным для астероидов деталям в УФ- и видимом спектрах отражения объекта. С его помощью удалось зарегистрировать признаки сублимационной активности у ряда астероидов Главного пояса при их приближении к перигелию орбиты (Бусарев и др., 2019; Busarev и др., 2018; 2021a и ссылки там).

Примеры необычных спектров астероидов, которые можно рассматривать как свидетельство формирования экзосферы у этих астероидов, показаны на рис. 1. Здесь мы не будем останавливаться на конкретных характеристиках этих астероидов, условиях наблюдений, возможных причинах их активности, которые детально рассмотрены в процитированных выше работах. Отметим лишь, что вид спектров существенно изменяется по сравнению с канонической для этих астероидов формой (Spectrophotometric Small Main belt Asteroid Spectroscopic Survey (SMAS) и SMASSII survey (<http://smass.mit.edu/data/smass/>)), в них появляются дополнительные детали, значительно изменяется спектральный градиент. В нашей предыдущей статье (Busarev и др., 2021a) с помощью моделирования рассеяния света на частицах сложной структуры мы попытались качественно оценить свойства частиц в экзосфере по изменениям, которые они могут вызвать в спектре АА.

Однако подробный анализ возможностей оценки характеристик частиц в экзосфере АА по

спектральным деталям остался за рамками упомянутой статьи, поэтому здесь мы постараемся заполнить этот пробел. Мы рассмотрим процедуру моделирования спектра отражения астероида, окруженного экзосферой, и проблемы интерпретации спектров отражения АА, измеренных в УФ- и видимом диапазонах. В связи с перспективой наблюдений АА на космической УФ-обсерватории Спектр-УФ мы расширили спектральный диапазон моделирования на более короткие длины волн по сравнению с предыдущей работой. Кроме того, в расчеты включено больше вариантов состава вещества частиц экзосферы, чем раньше. Следует отметить, что, насколько нам известно, до настоящего времени анализ влияния экзосферы на спектр отражения АА проводился только в некоторых работах (Carvano, Lorenz-Martins, 2009; Rondón-Briceño и др., 2017). При этом в модельных расчетах предполагалось, что экзосфера состоит из однородных сферических частиц. Однако, как было показано в работе (Tishkovets, Petrova, 2020), и, как мы увидим далее, спектры интенсивности света, рассеянного частицами сложной структуры, типичными для кометной и межпланетной пыли, могут существенно отличаться от спектров, рассчитанных для однородных сферических частиц таких же размеров.

Особенности формирования спектров интенсивности света, рассеянного агрегатными частицами субмикронных составляющих, в зависимости от их свойств будут рассмотрены на основе расчетов соответствующих моделей рассеяния в следующем разделе. Далее мы покажем, как особенности рассеяния света такими агрегатами и субмикронными однородными частицами могут проявиться в спектрах отражения астероида, окруженного экзосферой, и обсудим, как резуль-

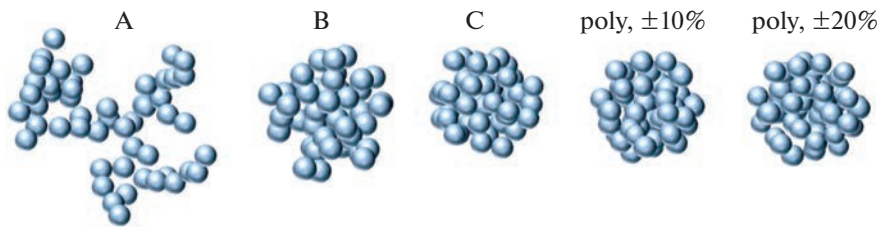


Рис. 2. Агрегатные структуры, для которых проводились расчеты характеристик рассеяния.

таты данного анализа могут быть использованы для объяснения деталей в измеренных спектрах и оценки свойств частиц экзосферы.

СПЕКТРЫ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА, РАССЕЯННОГО ЧАСТИЦАМИ СЛОЖНОЙ СТРУКТУРЫ

Входные параметры модельных расчетов. Морфология

Наше моделирование основано, прежде всего, на том предположении, что частицы пыли в экзосфере имеют сложную агрегатную структуру, по аналогии с теми, что найдены в кометах и хвостах комет и в межпланетном пространстве (см., например, Bradley и др., 1988; Bradley, 2003; Kolokolova и др., 2004; Güttler и др., 2019). В частности, как следует из анализа результатов поляриметрии комет, отрицательная ветвь фазовой кривой поляризации, типичная для кометной пыли, формируется именно благодаря тому, что пылевые частицы неоднородны и содержат зерна, размеры которых несколько меньше, или сравнимы с длиной волны видимого света. Параметр размера таких зерен $x \equiv 2\pi r/\lambda$ (где r — радиус составляющих зерен и λ — длина волны) находится в диапазоне 1.0–2.0 (см., например, Petrova и др., 2000; Kimura и др., 2003; Петрова и др., 2004; Lasue и др., 2009; Lumme, Penttilä, 2011; и ссылки там). При таком соотношении между размерами рассеивателей и длиной волны взаимодействие между составляющими агрегат частицами в процессе рассеяния оказывает существенное влияние на интенсивность и поляризацию рассеянного агрегатом света. В результате характеристики рассеяния частиц сложной структуры и однородных частиц таких же размеров и состава могут заметно отличаться, что делает необходимым учет агрегатной структуры рассеивающих частиц в модельных расчетах при интерпретации измерений (см., например, Tishkovets и др., 2004; Dlugach и др., 2011; 2018; Zubko и др., 2015; Liu, Mishchenko, 2018; Kolokolova и др., 2018; и ссылки там).

Необходимо подчеркнуть, что мы проводим данное моделирование спектров на основе характеристик рассеяния частиц, присутствие которых ожидается в экзосфере, но не характеристик са-

мых частиц. Хотя в реальных экзосферах частицы могут быть крупнее или мельче рассматриваемых здесь, положение основных интерференционных деталей, возникающих в спектрах рассеяния неоднородных частиц сложной структуры, как показало недавнее исследование (Tishkovets, Petrova, 2020), зависит главным образом от размеров составляющих частиц (СЧ) в этих агрегатах и показателя преломления, но не от числа СЧ и структуры агрегата (см. ниже). Это позволяет нам ограничиться расчетом характеристик рассеяния относительно небольших ансамблей ($N = 50$ и 100) всего трех фрактальных структур (А, В и С на рис. 2).

Следуя концепции статистически фрактальной структуры агломератов кометной пыли (см., например, Mannel и др., 2016), для модельных расчетов рассеяния на частицах в экзосфере мы формировали фракталоподобные агрегаты (кластеры) одинаковых сферических субмикронных СЧ (мономеров) с помощью процесса диффузно ограниченной агрегации (Mackowski, 1995). В этом случае, если число мономеров N достаточно велико, сформированный кластер может быть описан соотношением

$$N = k_f (R_g/d)^{D_f},$$

где d — диаметр мономера, R_g — радиус гирации кластера, а D_f и k_f — размерность и префактор фрактала.

Чтобы проверить насколько результаты расчетов спектров рассеяния агрегатов зависят от их строения, были выбраны три набора фрактальных параметров, которые охватывают диапазон от плотно упакованных до разреженных структур. Принятые значения — $k_f = 5.8$ и $D_f = 3.0$ (структура А на рис. 2); $k_f = 8.0$ и $D_f = 2.5$ (структура В); и $k_f = 8.0$ и $D_f = 3.0$ (структура С), которым примерно соответствуют значения пористости $p \approx 0.90, 0.68$ и 0.54 (при $N = 50$). Последняя величина определяется с помощью так называемого характерного радиуса $R_c = (5/3)^{1/2} R_g$ (Kosaza и др., 1993). Тогда $p = 1 - N(r/R_c)^3$. Хотя различные конфигурации структур с одними и теми же параметрами показывают несколько различающиеся фазовые профили интенсивности и линейной поляризации

рассеянного света даже при достаточно большом числе составляющих частиц, эти различия гораздо меньше, чем те, которые показывают кластеры с различными фрактальными параметрами (см., например, Kolokolova и др., 2018). Поскольку наши тестовые вычисления для структур с рассматриваемыми размерами СЧ подтвердили этот вывод для спектров рассеянного света, основной объем вычислений был выполнен для одной реализации каждой из структур.

Следуя ограничениям, накладываемым результатами анализа поляриметрии комет на размеры зерен, составляющих агрегаты кометных частиц, а также результатам измерений размеров частиц межпланетной и кометной пыли (см. ссылки выше), мы выбрали для данных модельных расчетов следующие четыре значения радиуса мономеров: $r = 0.08, 0.10, 0.12$ и 0.15 мкм. Несколько моделей были рассчитаны для агрегатов, состоящих из зерен сферической формы различного размера с его случайными отклонениями в интервале ± 10 и $\pm 20\%$ от среднего (см. рис. 2). Они были сконструированы заполнением квазисферического объема сферическими СЧ без пересечений случайным образом. Размер объема был задан так, чтобы по пористости полученная структура была примерно между структурами В и С.

Хотя прямые измерения с борта КА Rosetta обнаружили в коме кометы 67P/Churyumov–Gerasimenko частицы и с более мелкими составляющими (см., например, Güttler и др., 2019), они могут быть ответственны, как мы убедимся далее, за формирование интерференционных деталей в спектрах рассеянного света в дальнем УФ-диапазоне, который не охвачен спектральными измерениями астероидов. Соответственно, проводимый здесь анализ не может исключить присутствия в экзосферах астероидов частиц, состоящих из зерен более мелких размеров, чем рассматриваемые. В то же время, исходя из результатов измерений в коме кометы 67P/Churyumov–Gerasimenko (см., например, Güttler и др., 2019), естественно предположить, что в экзосфере астероидов могут находиться и одиночные однородные субмикронные частицы с размерами, близкими к размерам СЧ в агрегатах. Влияние рассеяния такими частицами на спектр отражения астероида также будет оценено. В этих расчетах мы не будем принимать во внимание их неправильную форму, поскольку характеристики рассеяния несферических и сферических полидисперсных частиц отличаются незначительно, если параметр размера $x < 3-4$ (Mishchenko и др. 1997).

Кроме того, необходимо отметить, что, хотя форма СЧ в агрегатах принята сферической для существенного облегчения расчетов характеристик рассеяния, это упрощение не должно оказывать заметного влияния на результаты в рассмат-

риваемом диапазоне параметров размеров СЧ — в большинстве случаев при $x < 4$. При таком соотношении между размерами рассеивателей и длиной волны взаимодействие внутри агрегата между рассеивателями в неоднородных ближних полях друг друга (Tishkovets и др., 2011) “замывает” детали, характерные для рассеяния отдельными зернами конкретной формы. Это подтверждается хорошим согласием результатов модельных расчетов характеристик рассеяния, выполненных с помощью метода суперпозиции Т-матриц для кластеров сферических мономеров (см., например, Kimura и др., 2003; Петрова и др., 2004; Dlugach и др., 2011; Lumme, Penttilä, 2011; Kolokolova и др., 2018; и ссылки там) и метода дискретно-дипольной аппроксимации (DDA) для кластеров частиц произвольной формы (см., например, Zubko и др., 2015; и ссылки там).

Состав вещества

Еще один параметр, определяющий характеристики рассеяния частиц, — показатель преломления вещества. Было бы логичным включить в модельные расчеты как можно больше веществ, присутствие которых можно ожидать в частицах межпланетной и кометной пыли и для которых доступны данные по спектральному ходу показателя преломления в интересующем нас диапазоне. Первоначально мы рассматривали показатели преломления восьми веществ (рис. 3): льды H_2O и CO_2 (обозначены как “Ice” и “ CO_2 ”; Warren, Brandt (2008) и Warren (1986), соответственно), железомagneзиальные силикаты (оливины; “Oli”; Dorschner и др. (1995)), так называемые астрономические силикаты (их оптические характеристики были получены Draine и Lee (1984) на основе синтеза результатов лабораторных измерений и теоретического моделирования деталей в ИК-спектре для того, чтобы обеспечить согласие с данными ряда астрономических наблюдений) (“Sil”; Li, Greenberg, 1997), аморфный углерод (“AmC”; Rouleau, Martin, 1991), тугоплавкая органика (“OrR”; Li, Greenberg, 1997) и смеси органических веществ, известные как толины Титана (“Th_T”; Ramirez и др., 2002) и Плутона (“Th_P”; Jovanović и др., 2021).

Однако, как видно из рис. 3, часть из них имеет близкие по значению и спектральному поведению показатели преломления в рассматриваемом диапазоне, что дает близкие спектры интенсивности излучения, рассеянного частицами этих материалов. Кроме того, как показал анализ, проведенный ранее с привлечением всего нескольких вариантов вещества (Tishkovets, Petrova, 2020; Busaev и др., 2021a; 2021b), изменение в расчетах значений действительной части показателя преломления при сохранении общего хода его спектральной зависимости приводит просто к сдвигу

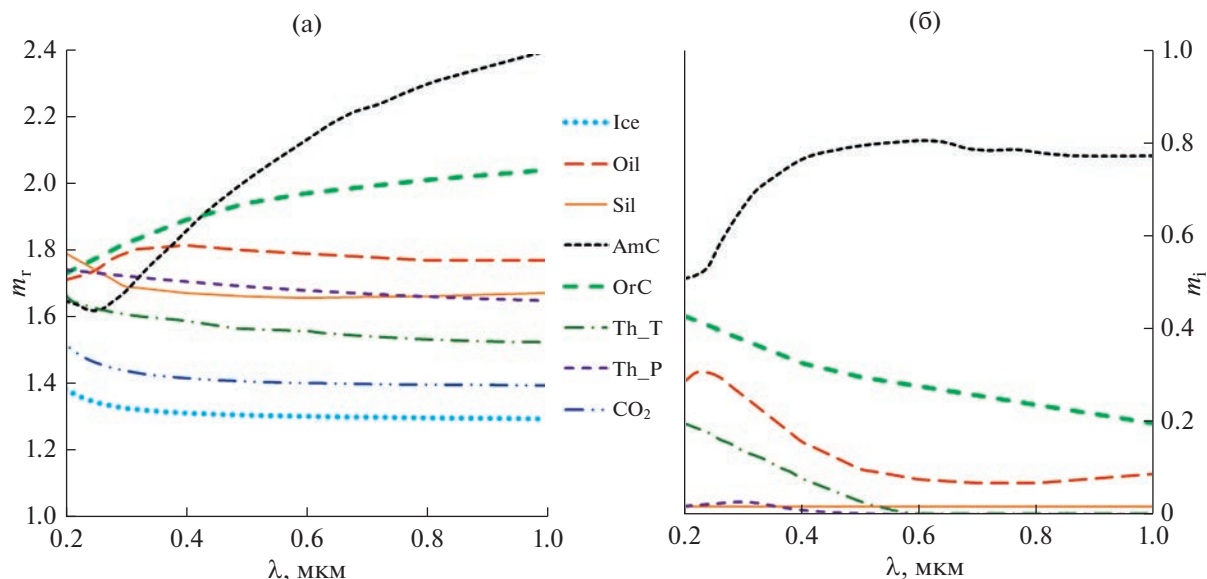


Рис. 3. Спектральные зависимости действительной m_r (а) и мнимой m_i (б) части показателя преломления веществ, рассматриваемых в данном моделировании. Ссылки приведены в тексте.

интерференционной картины в спектре рассеяния как отдельных частиц, так и их агрегатов, и этот сдвиг может быть компенсирован изменением размеров частиц (см. также результаты моделирования ниже). Эта особенность спектров рассеяния позволяет нам ограничиться в расчетах веществами, показатели преломления которых отличаются существенно как значениями, так и спектральной зависимостью. Таким образом, в последующее моделирование были включены показатели преломления льда H_2O , оливинов, астрономических силикатов, аморфного углерода и тугоплавкой органики.

Вычислительные методы

Элементы матрицы однократного рассеяния и сечения рассеяния и экстинкции сгенерированных агрегатных частиц случайной ориентации были вычислены с помощью численно точного метода суперпозиции Т-матриц, реализованного в виде компьютерного кода FORTRAN-90 (Maskowski, Mishchenko, 1996; 2011). Этот метод — один из наиболее гибких и эффективных, который широко применяется при решении макроскопических уравнений Максвелла для произвольных ансамблей сферических частиц (https://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/t_matrix.html и www.eng.auburn.edu/~dmckwiski/scatcodes/).

Расчет характеристик рассеяния монодисперсных и полидисперсных однородных сферических частиц был проведен на основе теории Лоренца—Ми (например, Mishchenko и др., 2002) с помощью компьютерной программы FORTRAN-77,

разработанной Мищенко (<https://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/Lorenz-Mie.html>).

Характеристики однократного рассеяния агрегатных частиц

Чтобы понять, какой вклад в спектр отражения астероида может сделать образовавшаяся вокруг него экзосфера, необходимо определить, как ведут себя в зависимости от длины волны фазовая функция (индикатриса) однократного рассеяния частиц экзосферы и их альbedo и эффективность рассеяния. Первые две характеристики непосредственно вводятся в дальнейшую процедуру расчета переноса излучения в экзосфере, а на основании спектральной зависимости эффективности рассеяния частиц можно получить спектральный ход оптической толщины экзосферы для этого расчета.

Напомним, что интенсивность излучения, рассеянного частицей, зависит как от значения фазовой функции F на данном фазовом угле α , так и от сечения рассеяния частицы $C_{sca} = Q_{sca}/(\pi R^2)$, где Q_{sca} — эффективность рассеяния, а R — радиус частицы. Спектральная зависимость Q_{sca} определяется размерным параметром частиц x , с ростом которого Q_{sca} плавно растет до максимума, положение которого зависит также от показателя преломления $m = m_r + im_i$. Далее, с ростом размерного параметра Q_{sca} убывает до значения 2. Анализ $Q_{sca}(\lambda)$ для однородных частиц подробно представлен в литературе (см., например, Hansen, Travis, 1994; Mishchenko и др., 2002). Что касается эффективности Q_{sca} и альbedo однократного рас-

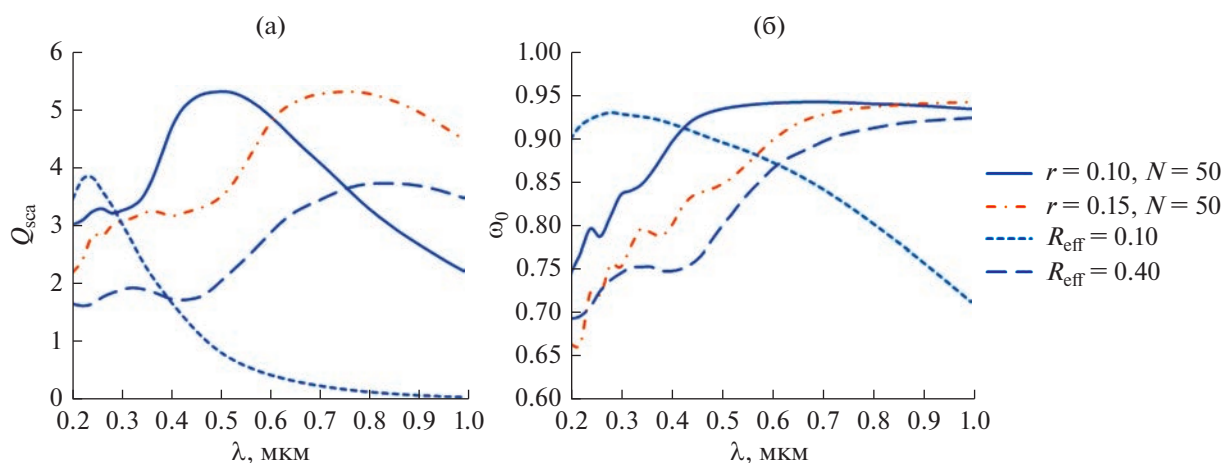


Рис. 4. Спектральные зависимости эффективности Q_{sca} (а) и альbedo однократного рассеяния ω_0 (б) агрегатных частиц (астрономические силикаты, число мономеров $N = 50$, их радиус $r = 0.10$ и 0.15 мкм) и однородных сферических частиц при эффективном радиусе $R_{\text{eff}} = 0.10$ и 0.40 мкм (эффективная вариация распределения частиц по размерам $V_{\text{eff}} = 0.02$). Значение $R_{\text{eff}} = 0.40$ мкм выбрано близким к радиусу сферы, эквивалентной по массе агрегату, состоящему из мономеров с радиусом $r = 0.10$ мкм. Здесь и далее размеры частиц на рисунках приведены в микронах.

сеяния ω_0 частиц сложной структуры, их спектральная зависимость оказалась в целом сходной со спектральной зависимостью Q_{sca} и ω_0 однородных частиц примерно той же массы (см. рис. 4, кривые для частиц эффективного радиуса $R_{\text{eff}} = 0.4$ мкм), только сдвинута в область коротких длин волн.

В то же время спектры значений $F(\alpha)$ для агрегатов и однородных частиц имеют как сходные, так отличительные детали (Tishkovets, Petrova, 2020). Поскольку для интерпретации результатов наземных наблюдений важна интенсивность излучения, рассеянного в обратную полусферу, мы покажем здесь примеры спектров только для значений F на угле фазы $\alpha = 0^\circ$. Для рассматриваемых здесь частиц они дают хорошее представление о спектрах значений $F(\alpha)$ в довольно широком диапазоне фазовых углов, так как у данных частиц фазовые кривые $F(\alpha)$ в области обратного рассеяния не имеют резких деталей.

На рис. 5а показаны спектры $F(\alpha = 0^\circ)$, рассчитанные для агрегатных частиц астрономических силикатов, состоящих из 50 мономеров радиусом $r = 0.10$ и 0.15 мкм (тип агрегатов С (см. рис. 2)), и одиночных сферических частиц того же вещества радиусом $R_1 = 0.10$ и 0.15 мкм. Очевидно, что положения максимумов и минимумов в коротковолновой части спектра одиночных частиц и агрегатов, состоящих из таких же частиц, совпадают. В то же время на более длинных волнах в спектре агрегатов появляются дополнительные детали. Tishkovets и Petrova (2020) показали, что экстремумы в коротковолновой части спектров фазовой функции агрегатов субмикронных составляющих обусловлены интерференцией электромагнитных волн, рассеянных на отдельных частицах в составе агрегата, в то время как интер-

ференция волн, рассеянных группами СЧ, ответственна за детали на более длинных волнах.

При невысоких значениях показателя преломления положение этих экстремумов в спектрах для одиночных частиц можно оценить, исходя из приближения геометрической оптики (в данном случае оно дает разумную оценку, хотя для малых по сравнению с длиной волны частиц, оно в целом не может быть корректным). Если предположить, что экстремумы являются результатом интерференции волн, одна из которых отражается от внешней поверхности частицы, а другая проходит дважды через частицу и возвращается обратно, то разность фаз этих волн $\delta = 4 \times R_1 \times m_r$. В этом случае положение интерференционных минимумов в спектре излучения, рассеянного одиночной частицей, можно определить как $\lambda_n = \delta / (n + 0.5)$, где n — целое. Как видно из рис. 5б, для ледяных частиц значения λ_n , рассчитанные для кластеров с мономерами разных радиусов, хорошо согласуются с положением деталей в спектрах $F(\alpha = 0^\circ)$. При более высоких значениях m_r согласие с формулой для λ_n становится хуже, а при значительном поглощении такой подход дает некорректные оценки (см. ниже).

Спектры $F(\alpha = 0^\circ)$ на рис. 5 подтверждают, что положение первого интерференционного минимума, обусловленного рассеянием на отдельных мономерах в агрегате, сдвигается в коротковолновую область при уменьшении размеров мономеров и/или уменьшении действительной части показателя преломления частиц. Сразу за этим первым минимумом (для ледяных агрегатов на $\lambda_1 \approx 0.35$ и 0.5 мкм при $r = 0.10$ и 0.15 мкм, соответственно) формируется так называемый “коллек-

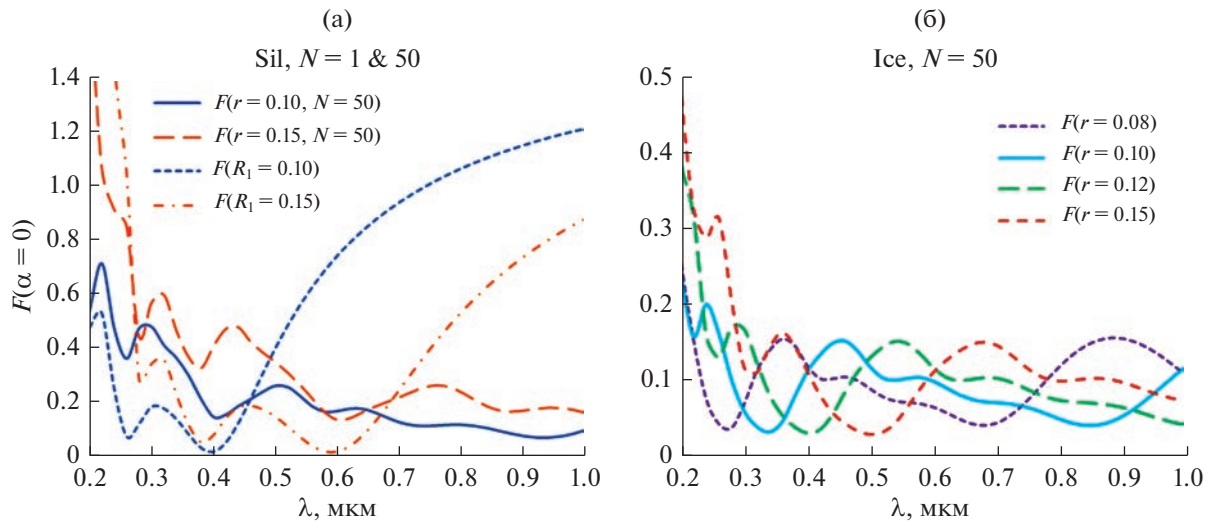


Рис. 5. Спектральные зависимости $F(\alpha = 0^\circ)$ для агрегатных (с мономерами указанных радиусов r) и одиночных частиц (указанных радиусов R_1) астрономических силикатов (а) и ледяных агрегатных частиц с мономерами разных размеров (б). Агрегаты типа С содержат 50 мономеров.

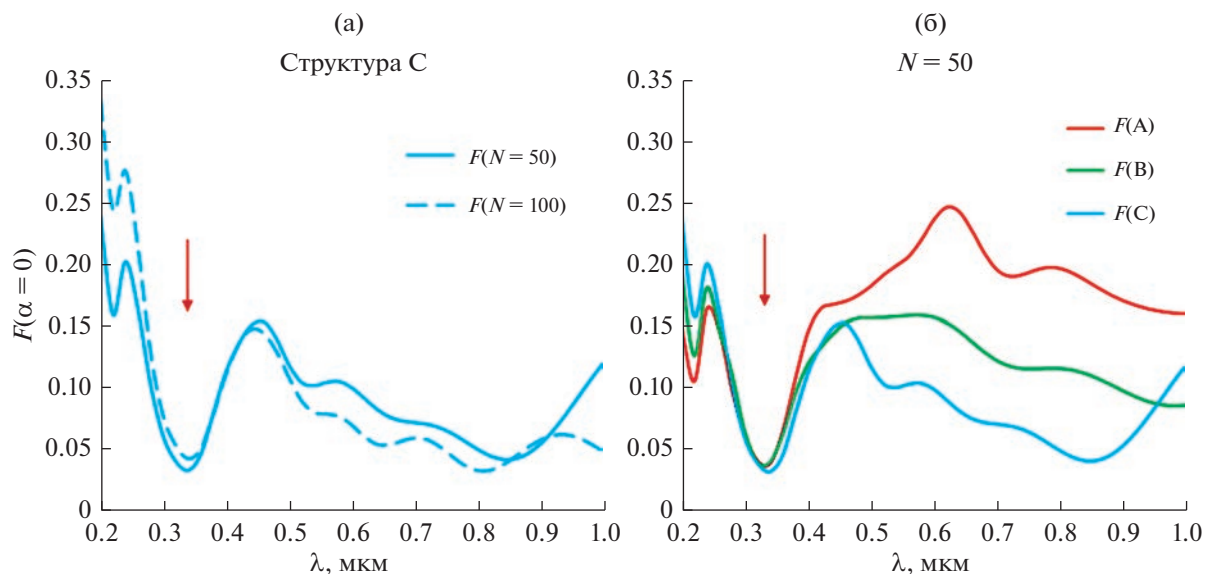


Рис. 6. Спектральные зависимости $F(\alpha = 0^\circ)$ для агрегатных ледяных частиц с мономерами радиусом 0.1 мкм. (а) – Модели для разного числа мономеров в агрегатах структуры С. (б) – Модели для агрегатов разных структур (А, В и С) при числе мономеров $N = 50$. Положения первого минимума (λ_1), сформированного интерференцией при рассеянии на отдельных СЧ, отмечены стрелками на этом и следующем рисунке.

тивный” максимум. Расчеты показывают, что при достаточно большом числе мономеров в агрегате положение этого максимума становится независимым от числа мономеров и структуры агрегата (рис. 6) и слабо смещается, если СЧ имеют разные размеры в пределах $\pm 20\%$ от среднего (рис. 7). При этом последующие коротковолновые минимумы, сформированные интерференцией на отдельных СЧ, значительно сильнее

сглаживаются их полидисперсностью, чем первый минимум.

Таким образом, очевидно, что положение в спектре первого интерференционного минимума λ_1 (отмечено стрелками на рис. 6 и 7), обусловленного рассеянием на отдельных СЧ в агрегате, может служить для оценки их размеров (но не самих агрегатов) и действительной части их показателя преломления. В то же время следует пом-

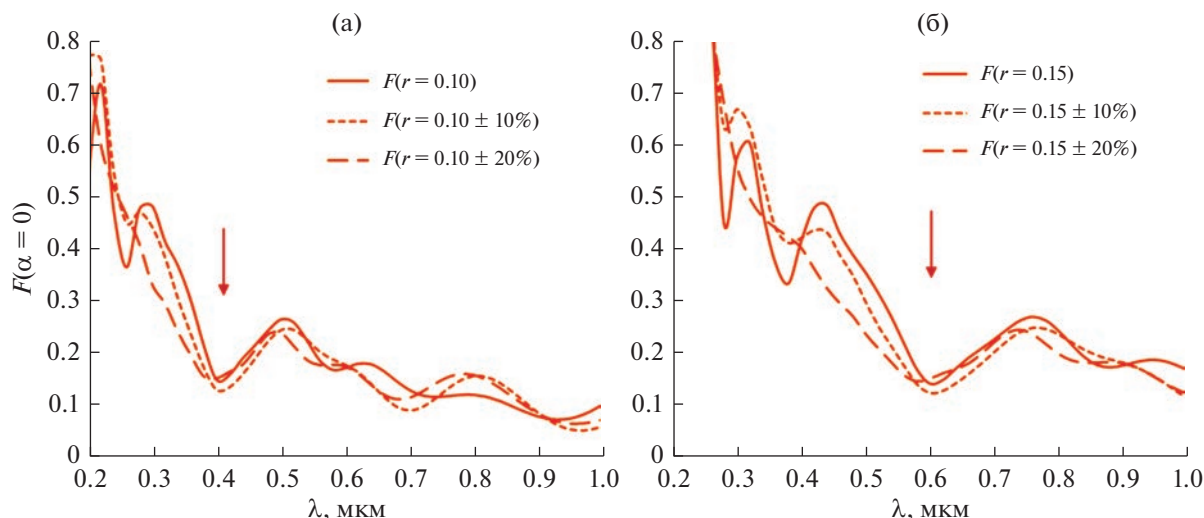


Рис. 7. Спектральные зависимости $F(\alpha = 0^\circ)$ для агрегатных частиц астрономических силикатов с СЧ радиусом 0.10 мкм (а) и 0.15 мкм (б) и вариациями размеров $\pm 10\%$ и $\pm 20\%$ от среднего.

нить, что оценки этих двух параметров, r и m_r , взаимосвязаны, и для более определенных выводов о природе рассеивающих частиц следует привлекать и другие данные. Кроме того, для объяснения интерференционной картины в спектрах агрегатов на рис. 4–7 показаны примеры для тех веществ, у которых мнимая часть показателя преломления практически равна нулю или невелика и постоянна в рассматриваемом диапазоне. Однако у отдельных веществ, которые могут входить в состав частиц экзосферы АА, рост поглощения вдоль спектра (см. рис. 3б) может “смазать” интерференционную картину и осложнить оценку размеров СЧ и их действительной части показателя преломления.

Определение пары r – m_r по положению λ_1 в спектре осложняется также тем, что при высоких значениях m_r и m_i зависимость λ_1 от m_r становится существенно нелинейной, и это вносит дополнительную неоднозначность в оценку этих параметров. Рис. 8а показывает, что при увеличении радиуса R_1 одиночных сферических частиц положение λ_1 постепенно сдвигается в длинноволновую область, но, как видно из рис. 8б, увеличение показателя преломления не всегда приводит к росту λ_1 . В результате, например, положение λ_1 на 0.4 мкм дает оценку $R_1 = 0.12$ мкм для частиц не только льда, но и тугоплавкой органики. Эта особенность формирования спектров $F(\alpha)$ сохраняется и для агрегатных частиц (см. пример на рис. 8в).

Что касается спектральных деталей на длинах волн правее коллективного интерференционного максимума, они формируются рассеянием на группах частиц, составляющих агрегат (Tishkovets, Petrova, 2020). Соответственно, в данном моделировании при относительно небольшом

числе СЧ картина этих деталей может зависеть и от структуры агрегатов, и от числа СЧ (см. рис. 6), но с ростом агрегатов она должна становиться более стабильной.

МОДЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ, ОКРУЖЕННЫХ ЭКЗОСФЕРОЙ

Входные параметры

Кроме характеристик частиц в экзосфере (см. выше), для вычисления спектра интенсивности света, рассеянного экзосферой с подстилающей поверхностью, необходимо задать ее оптическую толщину τ и альбедо поверхности A_s на каждой из длин волн. Поскольку оценок оптической толщины экзосфер АА пока не существует, в выборе значений мы опирались на данные о числе частиц на луче зрения в кометных комах и соответствующие оценки оптической толщины. Например, для джетов кометы 103P/Hartley 2 (Protora и др. (2014) приводят значения τ около 0.1 при допущении, что размеры пылевых и ледяных частиц в джетах того же порядка, что и рассматриваемые здесь. Однако частицы в реальных джетах могут быть и крупнее, что должно увеличить оценку оптической толщины. В данном моделировании мы принимали значения $\tau = 0.5$ или 0.1 на длине волн 0.55 мкм. Значения оптической толщины вдоль спектра вычислялись, исходя из изменения сечения рассеяния модельных частиц с длиной волны.

Что касается вклада газовой составляющей в оптическую толщину кометной комы то, согласно оценкам Bockelée–Morvan и др. (2016) для кометы 67P/Churyumov–Gerasimenko у перигелия,

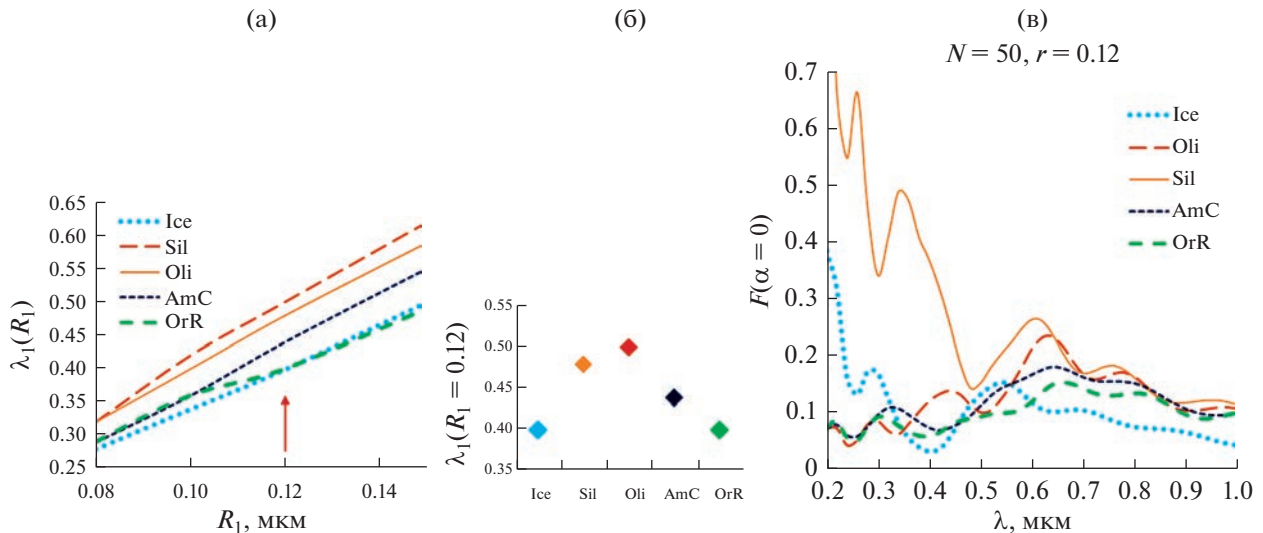


Рис. 8. (а) — Положение первого интерференционного минимума λ_1 в спектре для одиночных сферических частиц разного состава в зависимости от радиуса этих частиц R_1 . (б) — Положение λ_1 в спектре в зависимости от состава частиц при их радиусе $R_1 = 0.12 \mu\text{м}$ (отмечено стрелкой на панели (а)). (в) — Спектральные зависимости $F(\alpha = 0^\circ)$ для агрегатных частиц разного состава при радиусе мономеров $r = 0.12 \mu\text{м}$ (структура С).

он очень мал. Наши предыдущие модельные расчеты также показали, что влияние газа на спектры отражения астероидов с экзосферой невелико и может проявлять себя небольшим плавным увеличением яркости в коротковолновом диапазоне (Busarev и др., 2021a).

В выборе значений альбедо поверхности мы опирались на данные для низкоальбедных астероидов Главного пояса, у некоторых из которых ранее была обнаружена активность (см., например, Бусарев и др., 2019; Busarev и др., 2018; 2021a и ссылки там). Так, для данного моделирования мы приняли $A_s = 0.072$ на $\lambda = 0.55 \mu\text{м}$, что является средним значением геометрических альбедо относительно крупных астероидов (24) Фемиды и (704) Интерамния (0.067 и 0.078, соответственно (<http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi#top>)). Спектральная зависимость A_s , принятая для $\lambda > 0.35 \mu\text{м}$, следует канонической зависимости для астероида С-типа (145) Адеона из базы данных SMASSII (<http://smass.mit.edu/data/smass/smass2/a000145.2.txt>; данные получены примерно за шесть месяцев до прохождения астероидом перигелийного расстояния, когда он был, вероятно, в “неактивном” состоянии), в то время как предполагаемый для низкоальбедных астероидов спад A_s в коротковолновом диапазоне, где данные SMASSII отсутствуют, был задан на основе результатов исследований Hendrix и Vilas (2019). Спектр поверхности, принятый в данном моделировании, показан дополнительной кривой (S_{model}) на рис. 9а.

Для расчетов интенсивности света, рассеянно-го оптически тонкой средой с подстилающей поверхностью, надо задать закон отражения этой

поверхности. В нашем случае, при анализе интегральных наблюдений, проводимых вне оппозиции на фазовых углах, существенно больших нуля, можно не учитывать оппозиционный эффект (значительное увеличение яркости при уменьшении фазового угла) и принять, что поверхность астероида рассеивает свет изотропно, что делает процедуру вычислений гораздо проще и быстрее.

Метод вычислений

Описанные выше характеристики однократного рассеяния частиц в экзосфере, а также ее оптическая толщина и характеристики отражения поверхностью служат входными параметрами для процедуры расчета переноса излучения в системе экзосфера плюс поверхность. Наши расчеты основаны на методе инвариантного погружения, применение которого подробно описано Mishchenko и Travis (1997), а необходимые компьютерные коды можно найти на сайте <https://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/brf/>. Поскольку этот метод работает для системы плоскопараллельных рассеивающих слоев, мы вычисляли интенсивность рассеянного света для небольших областей (порядка $3^\circ \times 3^\circ$ по долготе и широте) окруженного экзосферой астероида, форма которого принята шарообразной. В данных областях рассеивающая среда предполагалась состоящей из плоскопараллельных слоев, а полученные значения интенсивности были затем проинтегрированы по сфере с учетом фазового угла наблюдений.

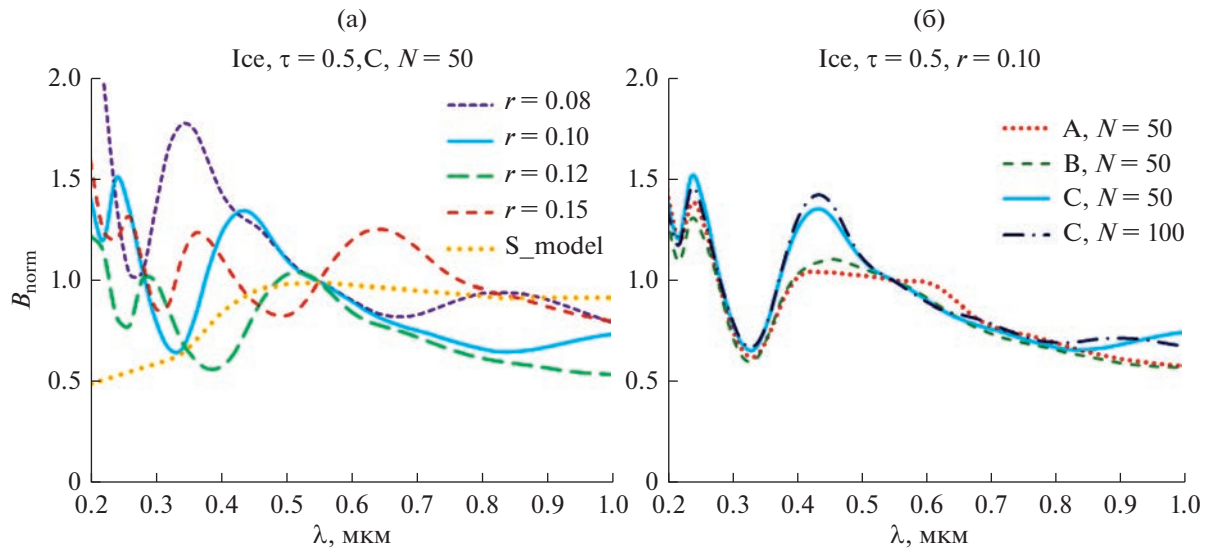


Рис. 9. Спектры $B_{\text{ном}}$ для экзосферы оптической толщины $\tau = 0.5$ над поверхностью с альбедо $A_s(\lambda = 0.55 \text{ мкм}) = 0.072$ и его нормированной спектральной зависимостью, показанной кривой S_{model} . Экзосфера состоит из ледяных агрегатов структуры C, содержащих 50 мономеров указанных радиусов r (а), и разных структур при $r = 0.10 \text{ мкм}$ и $N = 50$ и 100 (б).

Результаты моделирования

На рис. 9–12 приведены примеры модельных спектров отражения $B_{\text{ном}}(\lambda)$ условного низкоальбедного астероида C-типа, окруженного пылевой экзосферой. Они рассчитаны для различных параметров агрегатных и однородных субмикронных частиц в экзосфере над поверхностью и нормированы на значение на $\lambda = 0.55 \text{ мкм}$. В отличие от спектров значений фазовой функции $F(\alpha)$ (рис. 5–8), в спектрах $B_{\text{ном}}(\lambda)$ учтены как рассеяние света в экзосфере, так и отражение света от поверхности астероида. Принятые величины оптической толщины экзосферы τ , размеров мономеров в агрегатах r и отдельных частиц R (в микронах), обозначения веществ и структур, а также число СЧ в агрегатах N указаны на графиках. Расчеты выполнены для фазового угла $\alpha = 20^\circ$. Следует отметить, что изменение фазового угла в пределах $\pm 15^\circ$ слабо влияет на форму модельного спектра, так как фазовые функции рассматриваемых агрегатов и субмикронных однородных сферических частиц в области обратного рассеяния не имеют резких деталей, а отражение поверхностью принято изотропным.

Сравнение спектров отражения $B_{\text{ном}}$ на этих рисунках со спектрами $F(\alpha = 0^\circ)$ на рис. 5–8 показывает, что в целом поведение $B_{\text{ном}}(\lambda)$ следует спектральным кривым для значений фазовой функции однофазного рассеяния. Исключение составляет коротковолновая часть спектра, где существенное уменьшение альбедо поверхности ослабляет сильные интерференционные детали, сформированные рассеянием на частицах экзо-

сферы. Например, положения интерференционных максимумов и минимумов в спектре $B_{\text{ном}}$ для экзосферы из агрегатов ледяных зерен (рис. 9а) и в спектре $F(\alpha = 0^\circ)$ для этих же частиц (рис. 5б) совпадают, и вся интерференционная картина сдвигается в длинноволновую область при увеличении размеров СЧ в агрегатах. На рис. 9б видно, что положение λ_1 у кривой $B_{\text{ном}}(\lambda)$ для экзосферы, содержащей ледяные агрегаты при $r = 0.10 \text{ мкм}$ (на $\lambda_1 \approx 0.33 \text{ мкм}$), практически не зависит от структуры агрегатов и числа их СЧ (по крайней мере при $N > 50$), так же, как и в спектре $F(\alpha = 0^\circ)$ для этих же частиц (рис. 6).

Спектры $B_{\text{ном}}$ для агрегатных частиц разного состава показаны на рис. 10 и 11 (при оптической толщине экзосферы $\tau = 0.5$ и 0.1 соответственно). В этих примерах приняты значения радиусов мономеров составляют $r = 0.10$ и 0.15 мкм (на панелях (а) и (б), соответственно). Как и следовало ожидать, спектральные детали, обусловленные рассеянием в экзосфере, гораздо сильнее выражены при $\tau = 0.5$, чем при $\tau = 0.1$. На этих спектрах хорошо видно, что у астрономических силикатов, у которых m_r выше, чем у льда, первый интерференционный минимум сдвинут относительно этого минимума у ледяных частиц в длинноволновую область: $\lambda_1 \approx 0.4 \text{ мкм}$ против $\sim 0.33 \text{ мкм}$ при $r = 0.10 \text{ мкм}$ и $\lambda_1 \approx 0.6 \text{ мкм}$ против $\sim 0.5 \text{ мкм}$ при $r = 0.15 \text{ мкм}$.

В то же время для тех веществ, у которых в коротковолновой части диапазона растет поглощение, интерференционная картина нечеткая на длинах волн короче $\sim 0.5 \text{ мкм}$ даже при $\tau = 0.5$. Это

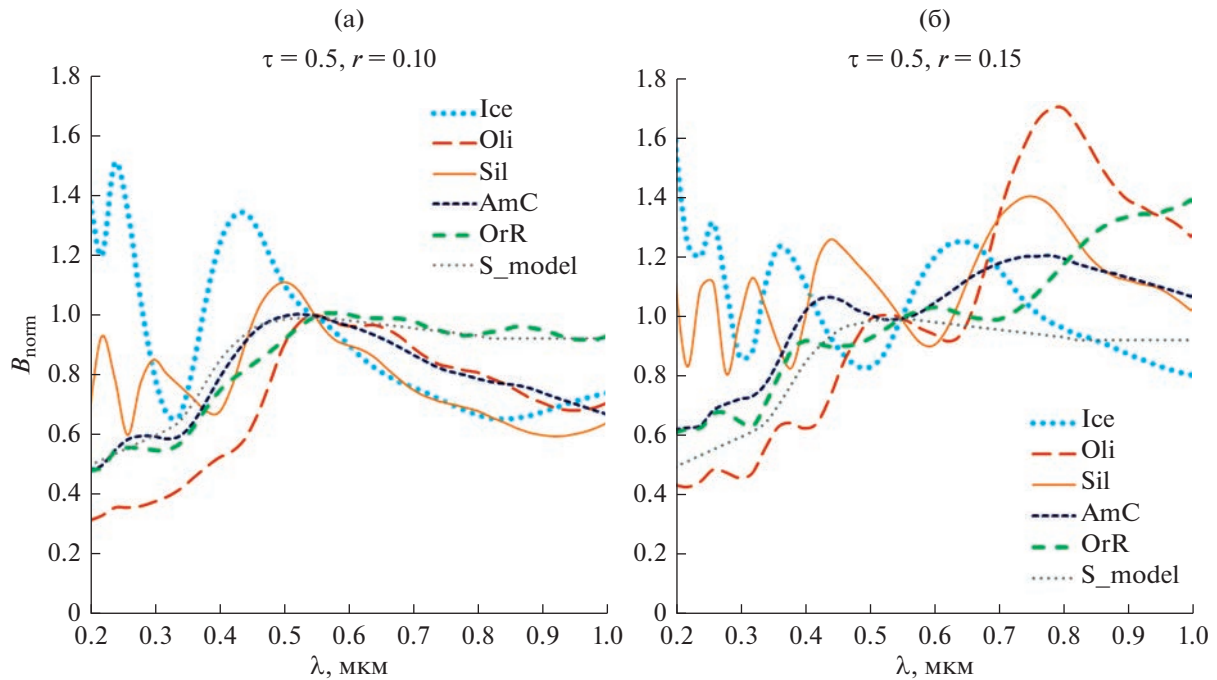


Рис. 10. Спектры $B_{\text{ном}}$ для экзосферы оптической толщины $\tau = 0.5$, состоящей из агрегатных частиц разного состава. Структуры типа С содержат 50 мономеров радиусом 0.10 мкм (а) и 0.15 мкм (б).

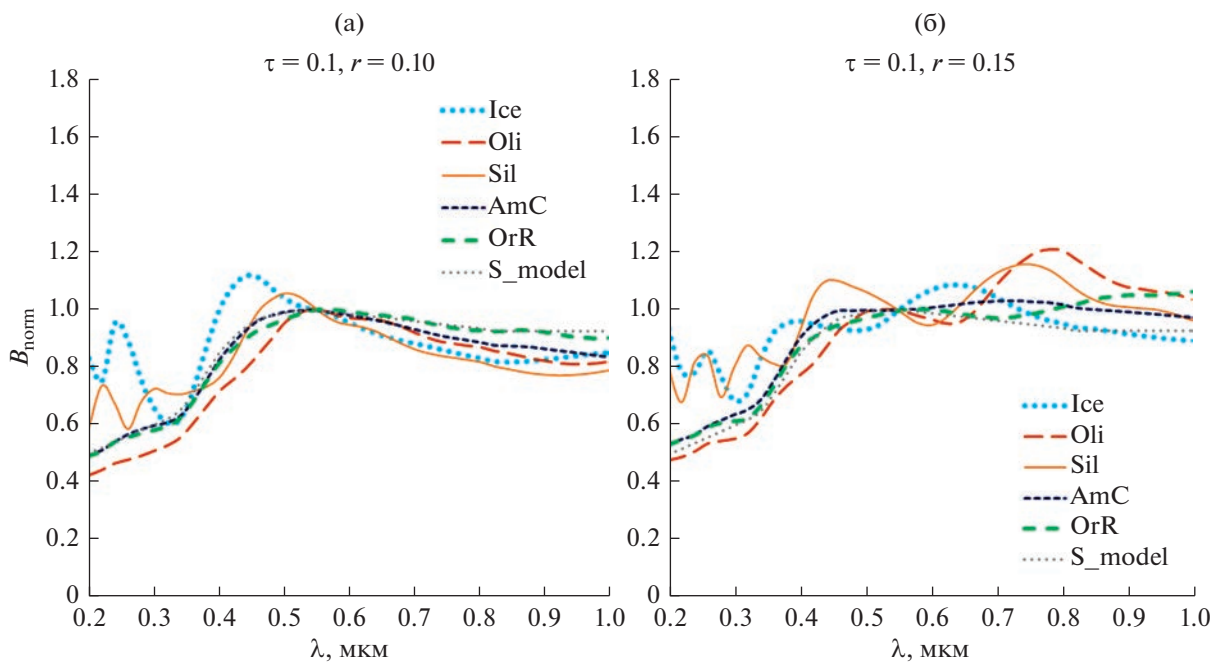


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но для $\tau = 0.1$.

оливин, тугоплавкая органика и аморфный углерод; у последнего m_i хотя и уменьшается, но остается в целом высоким. У непоглощающего излучение льда и слабо поглощающих астрономиче-

ских силикатов интерференционные детали хорошо заметны в УФ-диапазоне даже при $\tau = 0.1$.

Также обращает на себя внимание существенное понижение спектра $B_{\text{ном}}$ на $\lambda > 0.6$ мкм у

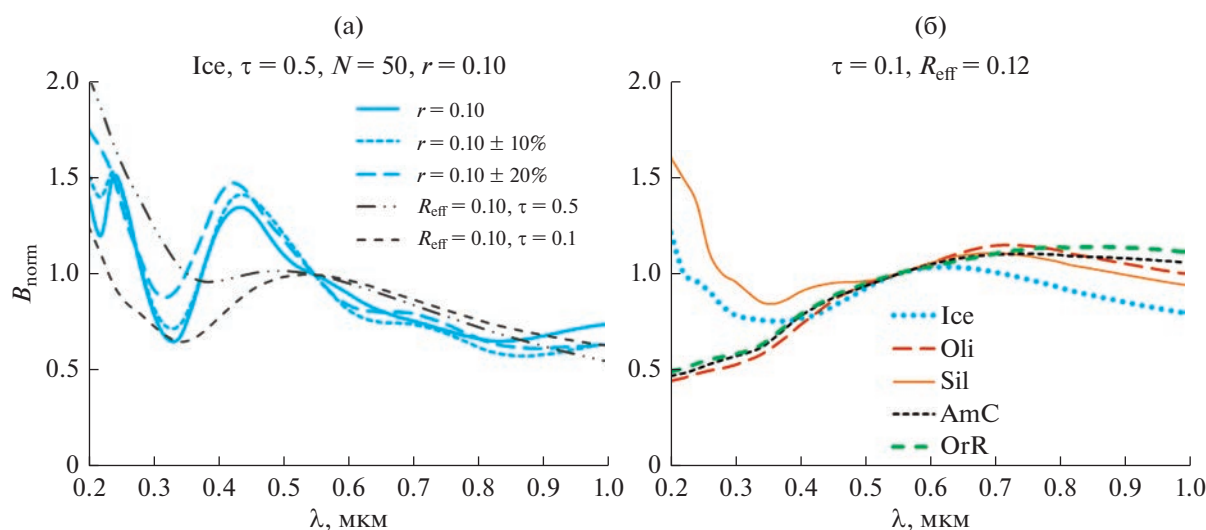


Рис. 12. (а) — Спектры B_{norm} для экзосферы, состоящей из ледяных агрегатов, радиус СЧ которых $r = 0.10$ мкм или варьирует в указанных пределах (при $\tau = 0.5$), или из однородных частиц при указанных размерах R_{eff} и τ . (б) — Экзосфера с оптической толщиной $\tau = 0.1$ состоит из однородных частиц разного состава ($R_{\text{eff}} = 0.12$ мкм).

большинства моделей для агрегатов с более мелкими СЧ (рис. 10а), тогда как модельные спектры для более крупных СЧ в целом показывают в этом диапазоне значения на высоком уровне (рис. 10б). Сравнение модельных профилей на рис. 10 со спектрами, измеренными у АА Адеона и Интерамния в 2012 г. (рис. 1а и 1б), дает возможность предположить, что частицы в экзосферах, образовавшихся у этих АА, были, скорее всего, слабо поглощающими и состояли из зерен радиусом порядка 0.1 мкм или менее. Об этом говорят не только упомянутый минимум в спектре, но и два последовательных (примерно на 0.4 и 0.5 мкм) максимума в спектре АА Адеона или “ступеньки” в спектре АА Интерамния. Поскольку расстояние между этими деталями в измеренных спектрах существенно меньше, чем расстояние между интерференционными максимумами в модельных спектрах агрегатов для какого-либо отдельного вещества, можно предположить, что эти детали в измеренных спектрах были сформированы рассеянием на частицах разного состава, например льда и силикатов. Подобная модель была предложена нами ранее для объяснения деталей такого рода в спектрах АА (Busarev и др., 2021а), и последнее моделирование подтверждает такую возможность.

Влияние полидисперсности СЧ агрегатов на формирование интерференционных деталей в спектре B_{norm} экзосферы аналогично тому, что можно было наблюдать в спектрах $F(\alpha = 0^\circ)$ (см. рис. 7). На рис. 12а видно, что разброс в значениях размеров составляющих агрегат частиц до $\pm 10\%$ от среднего слабо влияет на форму спектра B_{norm} . При увеличении вариаций размеров СЧ до $\pm 20\%$

первый интерференционный минимум и коллективный максимум (на ~ 0.33 и ~ 0.43 мкм, соответственно, при радиусе ледяных СЧ $r = 0.10$ мкм) немного смещаются в коротковолновую область.

На той же диаграмме показан спектр B_{norm} экзосферы, состоящей из отдельных ледяных частиц, близких по размерам к составляющим в агрегатах: их эффективный радиус $R_{\text{eff}} = 0.10$ мкм при эффективной вариации $v_{\text{eff}} = 0.02$ степенного распределения по размерам. Рассеяние на таких частицах в экзосфере ожидаемо дает рост яркости АА с уменьшением длины волны; и этот рост тем больше, чем больше оптическая толщина слоя. На рис. 12б показаны аналогичные модели спектров для разного состава вещества полидисперсных однородных субмикронных частиц ($R_{\text{eff}} = 0.12$ мкм и $v_{\text{eff}} = 0.02$) в экзосфере оптической толщины $\tau = 0.1$. Очевидно, что присутствие частиц непоглощающего льда или слабо поглощающих астрономических силикатов существенно поднимает коротковолновую часть спектра B_{norm} , тогда как присутствие поглощающих излучение субмикронных частиц практически никак себя не обнаруживает в данном диапазоне спектра.

Сравнение моделей на рис. 10–12 со спектрами, измеренными у АА Кибела в 2016 г. (рис. 1в), показывает, что положительный градиент спектра АА может измениться на отрицательный благодаря рассеянию излучения на субмикронных частицах экзосферы. Более того, можно предположить, что максимум в спектре АА Кибела на $\lambda \approx 0.45$ мкм образован, скорее всего, рассеянием на ледяных агрегатах, состоящих из частиц радиусом порядка 0.10 мкм. Хотя близкий максимум можно найти и в спектре для агрегатов астроно-

мических силикатов при $r = 0.15$ мкм, модели для таких частиц не показывают понижения на $\lambda > 0.6$ мкм, который можно видеть на измеренных спектрах АА Кибела.

Поскольку спектральные детали, формирующиеся в результате рассеяния на агрегатных частицах в экзосфере, усиливаются с ростом оптической толщины рассеивающего слоя, по выраженности деталей в измеренных спектрах можно попытаться оценить количество (массу) вещества частиц, образующих экзосферу. Однако при этом следует принимать во внимание и вклад субмикронных однородных частиц в увеличение яркости на коротких длинах волн. Решение этой задачи по результатам наблюдений конкретных астероидов будет предметом нашей дальнейшей работы.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Результаты расчетов спектров интенсивности света, рассеянного как однородными, так и агрегатными субмикронными частицами экзосферы АА, дают возможность проследить следующие тенденции в изменениях этих спектров при изменении состава и размеров составляющих агрегаты частиц, которые могут помочь в интерпретации измеренных спектров отражения АА.

Рассеяние на агрегатах субмикронных частиц формирует на длинах волн $\lambda < 0.6$ мкм (в рассматриваемом диапазоне параметров СЧ) интерференционные детали, положение которых определяется размерами этих частиц (но не самих агрегатов) и действительной частью их показателя преломления. Однако, поскольку оценки этих параметров по положению интерференционных деталей взаимосвязаны, для окончательных выводов следует принимать во внимание и форму измеренного спектра на $\lambda > 0.6$ мкм, которая также зависит от свойств СЧ.

Спектры, рассчитанные для экзосферы, содержащей агрегаты частиц, поглощающих излучение в коротковолновом диапазоне (что характерно для многих веществ, которые можно ожидать обнаружить на АА), показывают, что поглощение существенно ослабляет интерференционные детали, появляющиеся в этом диапазоне. Поэтому попытки обнаружения сильно поглощающих частиц в экзосфере и, тем более, оценки их свойств по таким деталям в спектре не могут дать надежные результаты. В то же время для частиц слабо поглощающих материалов эта задача может быть решена по крайней мере на качественном уровне. Спектральные измерения на длинах волн короче 0.35 мкм могут помочь более уверенной оценке свойств таких частиц в экзосферах АА.

Что касается влияния на спектр экзосферы АА однородных частиц, существенно меньших дли-

ны волны, рассеяние излучения на таких частицах, как и следовало ожидать, проявляет себя устойчивым ростом интенсивности на длинах волн $\lambda < 0.4\text{--}0.5$ мкм при условии низких поглощательных свойств их вещества. Соответственно, присутствие таких частиц в экзосферах АА можно будет обнаружить более-менее надежно только при измерениях в УФ-диапазоне.

Следует также отметить, что для более надежной интерпретации спектра конкретного АА в расчетах предпочтительнее опираться на спектр его поверхности, измеренный вне периода активности, а не на некий усредненный спектр, поскольку при оптически тонкой экзосфере спектральные свойства поверхности оказывают значительное влияние на результирующий спектр АА.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-12-00115. Вычисления характеристик рассеяния агрегатных частиц выполнены при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бусарев В.В., Шербина М.П., Барабанов С.И., Ирсамбетова Т.Р., Кохинова Г.И., Хамроев У.Х., Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Гумеров Р.И., Иртуганов Э.Н., Мельников С.С. Подтверждение сублимационной активности примитивных астероидов Главного пояса 779 Нины, 704 Интерамнии и 145 Адеоны и ее вероятные спектральные признаки у 51 Немаузы и 65 Цибелы // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. С. 273–290. <https://doi.org/10.1134/S0038094619040014>. (Busarev V.V., Shcherbina M.P., Barabanov S.I., Irsambetova T.R., Kokhirova G.I., Khamroev U.Kh., Khamitov I.M., Bikmaev I.F., Gumerov R.I., Irtuganov E.N., Mel'nikov S.S. Confirmation of the sublimation activity of the primitive Main-Belt asteroids 779 Nina, 704 Interamnia, and 145 Adeona, as well as its probable spectral signs on 51 Nemausa and 65 Cybele // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. P. 261–277. <https://doi.org/10.1134/S0038094619040014>.)
- Петрова Е.В., Тишковец В.П., Йокерс К. Поляризация света, рассеянного телами Солнечной системы, и агрегатная модель пылевых частиц // *Астрон. вестн.* 2004. Т. 38. С. 354–371. https://www.elibrary.ru/title_about_new.asp?id=7665. (Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K. Polarization of light scattered by Solar System bodies and the aggregate model of dust particles // *Sol. Syst. Res.* 2004. V. 38. P. 309–324.) <https://doi.org/10.1023/B:SOLS.0000037466.32514.fe>
- Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Erard S., Capaccioni F., Leyrat C., Filacchione G., Drossart P., Encrenaz T., Biver N., de Sanctis M.-C., Schmitt B., Kürt E., Capria M.-T., Combes M., Combi M., Fougere N., Arnold G., Fink U., Ip W., Migliorini A., Piccioni G., Tozzi G. Evolution of CO₂, CH₄, and OCS abundances relative to H₂O in the coma of comet 67P around perihelion from Rosetta/VIRTIS-H observations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462 (Suppl. 1). P. S170–S183. <https://doi.org/10.1093/mnras/stw2428>

- Bradley J.P., Sandford S.A., Walker R.M. Interplanetary dust particles // *Meteorites and the early Solar system* / Eds Kerridge J.F., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1988. P. 861–895.
- Bradley J. The astromineralogy of interplanetary dust particles // *Astromineralogy* / Ed. Henning T. Berlin Heidelberg: Springer, 2003. P. 217–235.
- Busarev V.V., Makalkin A.B., Vilas F., Barabanov S.I., Scherbina M.P. New candidates for active asteroids: Main-belt (145) Adeona, (704) Interamnia, (779) Nina, (1474) Beira, and near-Earth (162,173) Ryugu // *Icarus*. 2018. V. 304. P. 83–94.
- Busarev V.V., Petrova E.V., Irmambetova T.R., Shcherbina M.P., Barabanov S.I. Simultaneous sublimation activity of primitive asteroids including (24) Themis and (449) Hamburga: Spectral signs of an exosphere and the solar activity impact // *Icarus*. 2021a. V. 369. 114634. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2021.114634>
- Busarev V.V., Petrova E.V., Shcherbina M.P., Burlak M.A., Belinski A.A. Interstellar comet 2I/Borisov: Dust composition from multiband photometry and modelling // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021b. V. 502(1). P. 1882–1894. <https://doi.org/10.1093/mnras/staa4022>
- Carvano J.M., Lorenz-Martins S. Modeling the effects of a faint dust coma on asteroid spectra // *Proc. IAU Symp.* № 263. Icy Bodies of the Solar System. 2009. P. 223–226. <https://doi.org/10.1017/S1743921310001791>.
- Chandler C.O., Curtis A.M., Mommert M., Sheppard S.S., Trujillo C.A. SAFARI: Searching asteroids for activity revealing indicators // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 2018. V. 130. id. 114502. <https://doi.org/10.1088/1538-3873/aad03d>
- Dlugach J.M., Mishchenko M.I., Mackowski D.W. Numerical simulations of single and multiple scattering by fractal ice clusters // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2011. V. 112. P. 1864–1870. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.01.038>
- Dlugach J.M., Ivanova O.V., Mishchenko M.I., Afanasiev V.L. Retrieval of microphysical characteristics of particles in atmospheres of distant comets from ground-based polarimetry // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2018. V. 205. P. 80–90. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.10.002>
- Dorschner J., Begemann B., Henning T., Jaeger C., Mutschke H. Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition // *Astron. and Astrophys.* 1995. V. 300. P. 503–520.
- Draine B.T., Lee H.M. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains // *Astrophys. J.* 1984. V. 285. P. 89–108.
- Güttler C., Mannel T., Rotundi A., Merouane S., Fulle M., Bockelée-Morvan D., Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Blum J., Naletto G., Sierks H., Hilchenbach M., Tubiana C., Capaccioni F., Paquette J.A., Flandes A., Moreno F., Agarwal J., Bodewits D., Bertini I., Tozzi G.P., Hornung K., Langevin Y., Krüger H., Longobardo A., Della Corte V., Tóth I., Filacchione G., Ivanovski S. L., Mottola S., Rinaldi G. Synthesis of the morphological description of cometary dust at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 630. id. A24. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834751>
- Hansen J.E., Travis L.D. Light scattering in planetary atmospheres // *Space Sci. Rev.* 1974. V. 16. P. 527–610.
- Hendrix A.R., Vilas F. C-complex asteroids: UV-visible spectral characteristics and implications for space weathering effects // *Geophys. Res. Lett.* 2019. V. 46. P. 14307–14317. <https://doi.org/10.1029/2019GL085883>
- Hsieh H.H., Novaković B., Kim Y., Brasser R. Asteroid family associations of active asteroids // *Astron. J.* 2018. V. 155. id. 96. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa5a2>
- Jewitt D., Hsieh H.H. The Asteroid-Comet Continuum. Chapter in press for the book *Comets III.* / Eds Meech K., Combi M. Univ. Arizona Press. arXiv:2203.01397v1 [astro-ph.EP] 2 Mar 2022. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.01397>.
- Jovanović L., Gautier T., Protopapa S. Optical constants of Pluto aerosol analogues from UV to near-IR // *Icarus*. 2021. V. 362. id. 114398. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2021.114398>
- Kimura H., Kolokolova L., Mann I. Optical properties of cometary dust: Constrains from numerical studies on light scattering by aggregate particles // *Astron. and Astrophys.* 2003. V. 407. P. L5–L8. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030967>
- Kolokolova L., Hanner M.S., Levasseur-Regourd A.-Ch., Gustafson B.Å.S. Physical properties of cometary dust from light scattering and thermal emission // *Comets II* / Eds Festou M.C., Keller H.U., and Weaver H.A. Tucson: Univ. Arizona Press, 2004. P. 577–604.
- Kolokolova L., Nagdimunov L., Mackowski D. Light scattering by hierarchical aggregates // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2018. V. 204. P. 138–143. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.09.019>
- Kosaza T., Blum J., Okamoto H., Mukai T. Optical properties of dust aggregates. 2. Angular dependence of scattered light // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 276. P. 278–288.
- Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Alcouffé G. Cometary dust properties retrieved from polarization observations: Application to C/1995 O1 Hale-Bopp and 1P/Halley // *Icarus*. 2009. V. 199. V. 129–144. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.09.008>
- Li A., Greenberg J.M. A unified model of interstellar dust // *Astron. and Astrophys.* 1997. V. 232. P. 566–584.
- Liu L., Mishchenko M.I. Scattering and radiative properties of morphologically complex carbonaceous aerosols: A systematic modeling study // *Remote Sens.* 2018. V. 10. id. 1634. <https://doi.org/10.3390/rs10101634>
- Lumme K., Penttilä A. Model of light scattering by dust particles in the Solar System: Applications to cometary comae and planetary regoliths // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2011. V. 112. P. 1658–1670. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.01.016>
- Mackowski D.W. Electrostatics analysis of sphere clusters in the Rayleigh limit: Application to soot particles // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. P. 3535–3545. <https://doi.org/10.1364/AO.34.003535>
- Mackowski D.W., Mishchenko M.I. Calculation of the T matrix and the scattering matrix for ensembles of spheres // *J.*

- Opt. Soc. Am. A. 1996. V. 13. P. 2266–2278.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.13.002266>
- Mackowski D.W., Mishchenko M.I.* A multiple sphere T-matrix Fortran code for use on parallel computer clusters // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2011. V. 112. P. 2182–2192.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt>
- Mannel T., Bentley M.S., Schmied R., Jeszenszky H., Levasseur-Regourd A.C., Romstedt J., Torkar K.* Fractal cometary dust – a window into the early Solar system // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2016. V. 462. P. S304–S311.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stw2898>
- Mishchenko M.I., Travis L.D.* Satellite retrieval of aerosol properties over ocean using polarization as well as intensity of reflected sunlight // J. Geophys. Res. 1997. V. 102 (D14). P. 16989–17013.
<https://doi.org/10.1029/96JD02425>
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Kahn R.A., West R.A.* Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids // J. Geophys. Res. 1997. V. 102 (D14). P. 16831–16847.
<https://doi.org/10.1029/96JD02110>
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002. 462 p.
- Petrova E.V., Jockers K., Kiselev N.N.* Light scattering by aggregates with sizes comparable to the wavelength: an application to cometary dust // Icarus. 2000. V. 148. P. 526–536.
<https://doi.org/10.1006/icar.2000.6504>
- Protopapa S., Sunshine J.M., Feaga L.M., Kelley M.S.P., A'Hearn M.F., Farnham T.L., Groussin O., Besse S., Merlin F., Li J.-Y.* Water ice and dust in the innermost coma of comet 103P/Hartley 2 // Icarus. 2014. V. 238. P. 191–204.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.04.008>
- Ramirez S.I., Coll P., da Silva A., Navarro-González R., Lafait J., Raulin F.* Complex refractive index of Titan's aerosol analogues in the 200–900 nm domain // Icarus. 2002. V. 156 P. 515–529.
<https://doi.org/10.1006/icar.2001.6783>
- Rondón-Briceño E., Carvano J.M., Lorenz-Martins S.* A study of the effects of faint dust comae on the spectra of asteroids // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2017. V. 468. P. 1556–1566.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stx536>
- Rouleau F., Martin P.G.* Shape and clustering effects on the optical properties of amorphous carbon // Astrophys. J. 1991. V. 377. P. 526–540.
- Tishkovets V.P., Petrova E.V., Jockers K.* Optical properties of aggregate particles comparable in size to the wavelength // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2004. V. 86. P. 241–265.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2003.08.003>
- Tishkovets V.P., Petrova E.V., Mishchenko M.I.* Scattering of electromagnetic waves by ensembles of particles and discrete random media // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2011. V. 112. P. 2095–20127.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.04.010>
- Tishkovets V.P., Petrova E.V.* Spectra of light reflected by aggregate structures of submicron particles // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2020. V. 252. id. 107116.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.107116>
- Warren S.G.* Optical constants of carbon dioxide ice // Applied Optics. 1986. V. 25. № 16.
- Warren S.G., Brandt R.E.* Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D14220.
<https://doi.org/10.1029/2007JD009744>
- Zubko E., Shkuratov Yu., Videen G.* Effect of morphology on light scattering by agglomerates // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2015. V. 150. P. 42–54.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2014.06.023>

УДК 521.1, 521.16, 523.4

ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ КЛАССИЧЕСКОЙ И СОВРЕМЕННОЙ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ И ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКИ. II. СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

© 2023 г. И. И. Шевченко^{a, b, *}, А. В. Мельников^c, В. Б. Титов^a, Р. В. Балугев^a, А. В. Веселова^a,
А. В. Кривов^a, Д. В. Микрюков^a, Д. В. Миланов^a, А. А. Мюллери^a, И. И. Никифоров^a,
Н. П. Питьев^a, Е. Н. Поляхова^a, Л. Л. Соколов^a, В. Ш. Шайдулин^a

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

^bИнститут прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

^cГлавная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: i.shevchenko@spbu.ru

Поступила в редакцию 30.05.2022 г.

После доработки 24.06.2022 г.

Принята к публикации 29.07.2022 г.

В обзоре освещены, в современном контексте приложений, важнейшие научные результаты, полученные учеными и выпускниками СПбГУ в области небесной механики и звездной динамики. Вторая часть обзора включает следующие темы: оценки и вычисление параметра MOID, проблемы астероидно-кометной опасности, пылевые комплексы в Солнечной системе, вращательная динамика спутников планет, циркумбинарная динамика, методы открытий и определения орбит экзопланет.

Ключевые слова: небесная механика, звездная динамика, Солнечная система, спутники планет, вращательная динамика, параметр MOID, астероидно-кометная опасность, пылевые комплексы, циркумбинарная динамика, экзопланеты, определение орбит экзопланет

DOI: 10.31857/S0320930X2302007X, **EDN:** NWBVNT

ВВЕДЕНИЕ

В обзоре освещены, в современном контексте приложений, важнейшие научные результаты ученых и выпускников СПбГУ в области небесной механики и звездной динамики; обзор разделен на тематические главы. В данной второй части обзора представлены современные исследования.

В 2024 г. будет отмечаться 300-летний юбилей Санкт-Петербургского университета. Авторы посвящают настоящий обзор этой знаменательной дате.

ОЦЕНКИ И ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА MOID

Параметр MOID (Minimum Orbital Intersection Distance) представляет собой теоретико-множественное расстояние между двумя софокусными эллиптическими орбитами, то есть глобальный минимум (евклидова) расстояния между двумя точками, лежащими на разных орбитах. Необходимость нахождения MOID возникает, прежде всего, в исследованиях, связанных с астероидно-кометной опасностью. Задача быстрого и точного

вычисления MOID приобретает также все большее значение при расчетах и оперативной корректировке орбит космических аппаратов в связи с быстрорастущим количеством космического мусора в околоземном пространстве.

С практической точки зрения основная трудность задачи вычисления MOID заключается в том, что она не имеет общего аналитического решения в явных функциях оскулирующих элементов. Возникает необходимость использования численных методов. С конца 1950-х годов — эпохи первых ИСЗ — тема быстрого и точного вычисления MOID стала актуальной; был предложен и реализован целый ряд методов вычисления MOID.

Принципиально новый подход к решению данной задачи,¹ который приводит к точному значению MOID при малых затратах вычислительных ресурсов, был предложен в (Kholshchikov, Vassiliev, 1999b): с использованием методов алгебраической геометрии было показано,

¹ См. также раздел “Метрики Холшевникова” в первой части обзора.

что в общем случае задача сводится к нахождению нулей тригонометрического многочлена восьмой степени, или, что то же самое, нулей алгебраического многочлена шестнадцатой степени; данные нули соответствуют критическим точкам функции расстояния между орбитами. Эффективный алгоритм поиска указанных нулей описан и реализован в работе (Baluev, Mikryukov, 2019). Алгоритм следит за величиной численных ошибок, получаемых в результате вычислений, а также тщательно анализирует почти вырожденные случаи, в том числе практические случаи почти круговых и почти компланарных орбит. Проведенные Балуевым и Микрюковым (Baluev, Mikryukov, 2019) вычислительные тесты показали, что алгоритм обладает высокой надежностью и точностью, а также то, что, несмотря на дополнительные расходы времени, связанные с контролем ошибок, он претендует на звание одного из наиболее быстрых методов вычисления параметра MOID на настоящий момент. Представленный в работе (Baluev, Mikryukov, 2019) программный комплекс реализован на языке общего назначения C++ и размещен в сети Интернет в свободном доступе.

Метод Холшевникова и Васильева (Kholshchevnikov, Vassiliev, 1999b) поиска критических точек функции расстояния в паре эллиптических орбит допускает обобщение на случай, в котором каждая орбита является произвольным коническим сечением (эллипс, парабола, гипербола). Это обобщение, включающее также тривиальные случаи прямолинейных орбит, рассматривается в работе (Baluev, Kholshchevnikov, 2005). Позже, на основании результатов этой работы Балуев (Baluev, 2021) модифицировал программный комплекс (Baluev, Mikryukov, 2019) с целью добавления в него случаев гиперболических орбит. В текущей версии данного программного комплекса каждая из орбит может являться либо эллиптической, либо гиперболической.²

Размеры современных каталогов (речь идет в первую очередь о каталогах малых тел Солнечной системы) требуют вычисления параметра MOID для чрезвычайно большого количества пар орбит. Однако задача нахождения MOID является актуальной, как правило, только для близких орбит. Вычисление расстояния между далекими орбитами обычно не представляет интереса.

Таким образом, возникает задача определения нижней оценки расстояния между орбитами. Если ее значение оказывается больше некоторого положительного числа δ , то и расстояние ρ (численное значение MOID) между орбитами также больше δ и такие орбиты в условиях рассматриваемой задачи (определяющих порог близости δ)

могут считаться “далекими” друг от друга. Чтобы указанная оценка имела практический смысл для использования, она должна удовлетворять двум очевидным требованиям.

Во-первых, она всегда должна быть неотрицательной и обращаться в нуль тогда и только тогда, когда орбиты пересекаются. Рассмотрим простую нижнюю оценку ζ расстояния ρ между эллиптическими орбитами $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$, определяемую формулой

$$\rho(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) \geq \zeta(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) \stackrel{\text{def}}{=} \max\{q_1 - Q_2, q_2 - Q_1\}. \quad (1)$$

Здесь q_k и Q_k обозначают соответственно перигелийное и апогелийное расстояния в орбите $\mathcal{E}_k$. Оценка (1), очевидно, справедлива для любых софокусных эллипсов, но положительна только тогда, когда апоцентр одного из них лежит к общему фокусу ближе, чем перигелий другого. Примером такой пары орбит является любая парная комбинация, составленная из восьми основных планет Солнечной системы. Но для случая Нептун–Плутон, а также для практически интересных случаев близких орбит оценка (1) не несет никакой информации, так как оказывается меньше нуля.

Во-вторых, вычисление оценки с точки зрения затрат машинных ресурсов должно быть задачей существенно более экономной, нежели расчет самого расстояния ρ . Оценка, представляющая собой относительно простую явную функцию орбитальных элементов, очевидно удовлетворяет этому требованию, поскольку для нахождения ρ требуется применение численных методов.³

Вопрос о существовании и построении оценки, удовлетворяющей указанным двум требованиям, был впервые рассмотрен в статье (Kholshchevnikov, Vassiliev, 1999a). В этой работе проанализированы топологически различные конфигурации двух софокусных кеплеровых орбит и на основании этого анализа вводятся понятия коэффициентов зацепления для пары орбит. Построенные Холшевниковым и Васильевым коэффициенты зацепления являются непрерывными функциями оскулирующих элементов и в силу этого обстоятельства оказываются на практике удобными “индикаторами” близости орбит (см. подробности в указанной работе, а также в статье (Холшевников, Титов, 2007)). Изучение свойств коэффициентов зацепления орбит позволило Холшевникову и Васильеву наметить идею построения практически информативной нижней оценки расстояния ρ .

Данная идея получила развитие в работе (Mikryukov, Baluev, 2019), в которой авторы строят нижнюю оценку τ расстояния ρ для практиче-

² Наиболее актуальная версия расположена по адресу <http://sourceforge.net/projects/distlink>.

³ В алгоритме, реализованном в работе (Baluev, Mikryukov, 2019), для нахождения корней алгебраического многочлена шестнадцатой степени используется схема Руффини–Горнера.

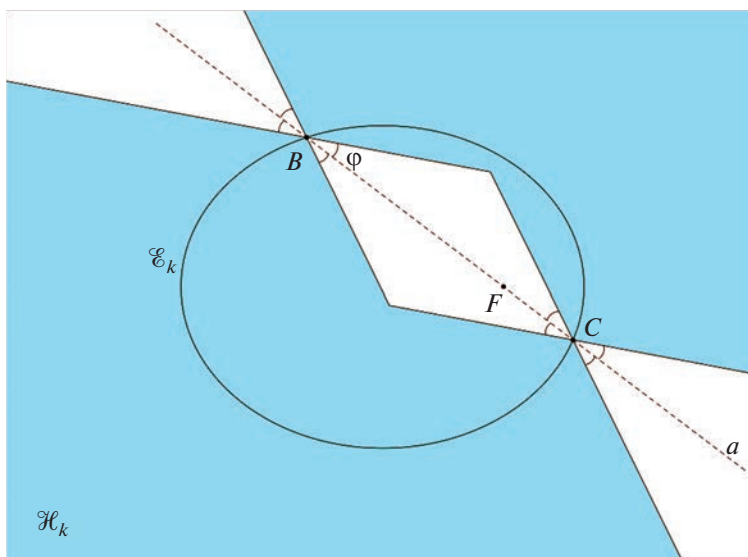


Рис. 1. Множество $\mathcal{H}_k$ ($k = 1, 2$), заключающее орбиту $\mathcal{E}_k$, выделено синим цветом. Пунктирная прямая a обозначает прямую пересечения орбитальных плоскостей. Множество $\mathcal{H}_k$ бесконечно и располагается симметрично относительно a ; на рисунке показана его часть, лежащая вблизи прямой a и имеющая с a две общие точки B и C . Угол φ является убывающей функцией от эксцентриситета орбиты $\mathcal{E}_k$ и заключен в пределах $0 < \varphi \leq 45^\circ$. При вращении прямой a вокруг притягивающего фокуса F угол φ не изменяется, то есть множество при этом вращении всегда остается подобным самому себе (изменяется лишь расстояние между точками B и C , принадлежащими $\mathcal{E}_k$). Метод построения $\mathcal{H}_k$ описан в работе (Mikryukov, Baluev, 2019). Рис. из работы (Mikryukov, Baluev, 2019), адаптировано.

ски наиболее важного случая некомпланарных эллиптических орбит. Общая схема построения τ выглядит следующим образом. В плоскости орбиты $\mathcal{E}_k$ строится двумерное множество $\mathcal{H}_k$, содержащее целиком $\mathcal{E}_k$, после чего вычисляется расстояние между $\mathcal{H}_1$ и $\mathcal{H}_2$, которое и принимается за τ . Существенным является то, что множество $\mathcal{H}_k$ имеет простую геометрическую форму: его границы состоят лишь из отрезков прямой и лучей (рис. 1). Благодаря этому расстояние между $\mathcal{H}_1$ и $\mathcal{H}_2$ легко находится, так как оказывается равным расстоянию между двумя некоторыми скрещивающимися прямыми. Расстояние между этими прямыми, выражающееся простым и явным образом через элементы орбит, в итоге служит нижней оценкой τ величины ρ . Полученную оценку τ Микрюков и Балув записали в виде

$$\rho(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) \geq \tau(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) \stackrel{\text{def}}{=} C(e_1, e_2, I) \sigma(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2). \quad (2)$$

Здесь e_k — эксцентриситет орбиты $\mathcal{E}_k$, I — угол между орбитальными плоскостями, а σ представляет собой незначительную модификацию одного из введенных Холшевниковым и Васильевым (Kholshevnikov, Vassiliev, 1999a) коэффициентов зацепления. Явный вид функций, записанных в правой части (2), приведен в работах (Kholshevnikov, Vassiliev, 1999a; Mikryukov, Baluev, 2019). Важным

свойством функции σ является то, что она удовлетворяет неравенству

$$\rho(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) \leq \sigma(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2), \quad (3)$$

то есть σ служит верхней оценкой⁴ расстояния ρ . Комбинируя (2) и (3), получаем для ρ эффективную двустороннюю оценку

$$\tau(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) \leq \rho(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) \leq \sigma(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2), \quad (4)$$

позволяющую составить представление о величине MOID без его непосредственного вычисления. Функции τ , ρ , σ в (4) либо одновременно положительны (орбиты не пересекаются), либо одновременно обращаются в нуль (орбиты пересекаются).

Практическая эффективность оценки τ исследовалась Микрюковым и Балувым (Mikryukov, Baluev, 2019) с нескольких точек зрения. Прежде всего, были выполнены эксперименты по созданию каталога пар крупных объектов главного пояса с близкими орбитами.⁵ Применение оценки τ , благодаря которому производился отсев пар с заведомо далекими орбитами (и стало быть, для ко-

⁴ Легко показать (Mikryukov, Baluev, 2019), что σ является точной (достижимой) оценкой расстояния ρ . Например, при $e_1 = e_2 = 0$ имеем $\rho = \sigma$. Вопрос о точности оценки τ остается открытым. Скорее всего (Mikryukov, Baluev, 2019), τ — неточная оценка, то есть при $\rho > 0$ всегда $\rho > \tau$.

⁵ Для выполнения экспериментов в своей работе Микрюков и Балув использовали каталог MPCORB Центра малых планет (Minor Planet Center).

торых ρ не вычислялось), показало, что скорость построения каталога возрастает в несколько раз по сравнению с построением такого же каталога без использования τ . Микрюков и Балув (Mikryukov, Baluev, 2019) также провели несколько экспериментов по анализу точности оценки τ — выяснилось насколько отношение τ/ρ оказывается близким к единице в различных случаях. Обнаружено, что для объектов главного пояса величина τ/ρ превышает значение 0.5 очень редко. Относительно большие значения τ/ρ , заключенные в пределах 0.4–0.5, наблюдаются, как правило, в парах с заметно вытянутыми орбитами или с большим взаимным наклоном орбитальных плоскостей. В такие пары часто входят астероиды семейств, например, семейства Венгрии. Обычными же для главного пояса являются относительно низкие значения τ/ρ из промежутка 0.05–0.2.

Функция τ существенным образом зависит от взаимного наклона орбитальных плоскостей. Чем меньше угол наклона, тем ближе к нулю τ . Это явление обусловлено тем, что идея построения оценки τ опирается на понятие скрещивающихся прямых (в предельном компланарном случае эти прямые пересекаются и расстояние между ними становится равным нулю, см. подробности в статье (Mikryukov, Baluev, 2019)). В чувствительности к углу между орбитальными плоскостями заключается основное объяснение того, почему для большинства объектов главного пояса (у которых орбиты расположены вблизи общей плоскости эклиптики) оценка τ имеет весьма низкую точность. Определяемая формулой (1) оценка ζ , в отличие от τ , свободна от указанной зависимости. Это означает, что в некоторых очевидных случаях — в особенности когда орбиты околосолнечные, почти компланарные и имеют существенно различные размеры — оценка ζ может быть гораздо точнее оценки τ . Для иллюстрации этого эффекта Микрюков и Балув приводят пример пары Земля–Марс, для которой $\zeta/\rho \approx 0.978$, $\tau/\rho \approx 0.02$ и пример пары Уран–Нептун, для которой $\zeta/\rho \approx 0.996$, $\tau/\rho \approx 0.013$.

ПРОБЛЕМЫ АСТЕРОИДНО-КОМЕТОЙ ОПАСНОСТИ

В 80-е годы XX века началось интенсивное изучение динамики астероидов, которые могут угрожать Земле. Падение крупного метеорита под Челябинском в 2013 г. еще раз обратило внимание общественности на важность проблемы. В настоящее время исследованиям, связанным с астероидно-кометной опасностью, посвящено большое количество статей и книг, регулярно проводятся тематические конференции. Астероидно-кометная опасность — серьезнейшая междисциплинарная проблема.

В Трудах Всесоюзного совещания, проведенного в ИТА АН СССР в 1991 г., опубликована статья Холшевникова “Вероятность столкновения с объектом, движущимся по орбите соударения с Землей” (Холшевников, 1992). В материалах конференции “Астероидная опасность — 95” (ИТА РАН, 1995), была опубликована заметка Елькина и Соколова “О последовательных прохождениях АСЗ в окрестности Земли” (Елькин, Соколов, 1995), посвященная сближениям с Землей астероида перед соударением с ней. Показано, что такие сближения, как правило, должны иметь место. Тесные сближения астероида с Землей, предвещающие соударения с ней, позволяют обнаружить новые или потерянные опасные объекты и уточнить их орбиты, а также использовать эффект гравитационного маневра для экономного увода астероида от соударения. В работе (Холшевников и др., 2021) выявлена любопытная и важная тенденция: на траекториях, ведущих к соударению, сближения обычно более тесные, чем, например, на номинальных орбитах.

В 2004 г. был открыт астероид Апофис, впоследствии давший неоценимый материал для исследований различных аспектов астероидно-кометной опасности. Апофис — необычный астероид. Он отличается от других известных сближающихся с Землей астероидов прежде всего тем, что в течение долгого времени (более 15 лет) он был одним из наиболее опасных для Земли астероидов. Это обусловлено особенностями его орбиты, прежде всего установленным тесным сближением с Землей 13 апреля 2029 г. и последствиями этого сближения. Хотя в настоящее время Апофис считается практически безопасным для Земли, история исследований его возможных движений интересна и поучительна.

С 2006 по 2011 год Апофис находился далеко от Земли и поэтому практически не наблюдался, его орбита не уточнялась. В это время теоретически исследовались возможные (в соответствии с имевшимися тогда данными) траектории астероида. Основная цель — выделение и изучение опасных сценариев, ведущих к столкновению с Землей. В работе (Chesley, 2006) найдено несколько возможных соударений Апофиса с Землей: в 2036 г., 2037 г., и др. После уточнения орбиты в 2006 г. из них осталось возможным только соударение в 2036 г. Оно и его последствия тщательно исследовались.

Малое изменение орбиты до сближения ведет к ее большому изменению после сближения. Отсюда — потеря точности прогнозирования после тесного сближения, невозможность выделить только одну опасную траекторию. После одного—двух тесных сближений движение становится практически непредсказуемым. Земля изменяет гелиоцентрическую орбиту астероида при сбли-

жении; в частности, астероид может перейти на орбиту, резонансную с орбитой Земли. В этом случае через небольшое целое число лет они снова встретятся, в том числе возможно соударение. Это явление носит название “резонансный возврат”.

Резонансные возвраты Апофиса возможны не только после сближения с Землей в 2029 г., но и после сближения с ней в 2036 г. Если возможно соударение, возможны и тесные сближения. Исследования показали существование множества (несколько десятков) опасных сценариев, связанных с ними. Так, в работе (Соколов и др., 2008) с использованием метода точечных гравитационных сфер (ТГС) были обнаружены резонансные возвраты в 2037, 2038, 2039 (2 возврата) и 2040 (2 возврата) годах, при этом порождающие недетерминированные ТГС-траектории интерпретировались как квазислучайные движения, согласно определению Алексеева. С использованием численного интегрирования упрощенных уравнений движения астероида было найдено возможное тогда соударение Апофиса с Землей в 2040 г. Остальные резонансные возвраты соответствуют тесным сближениям. Разработан метод, позволяющий обойти потерю точности, связанную с тесным сближением в 2029 г., при численном поиске возможных соударений астероидов с Землей. Там же исследовалось рассеяние возможных траекторий астероида после сближения в 2029 г.; показано, что свойства опасных траекторий практически не зависят от используемой модели движения планет и номинальной уточняемой орбиты астероида. Были получены оценки необходимого для предотвращения соударения с Землей изменения скорости астероида. Если удар по астероиду, меняющий его скорость, производится до сближения в 2029 г., требуемое изменение скорости может быть на 4 десятичных порядка меньше. Этот важный результат подтверждается в других работах (см., например, Ивашкин, Стишно, 2009).

Разработаны методы, алгоритмы и программы поиска возможных соударений (Petrov и др., 2018). В работе (Соколов и др., 2012) приводится наиболее подробный список соударений, связанных с резонансными возвратами после сближения в 2036 г. Характеристики соударений оказываются устойчивыми относительно малых изменений модели движения, что продемонстрировано в работе (Соколов и др., 2012).

Апофис сближается с Землей приблизительно каждые 7 лет, поэтому следующие его наблюдения проводились в 2012–2013 годах. Орбита была существенно уточнена, что привело, в частности, к исключению возможного соударения с Землей в 2036 г.; оно стало невозможным, как и связанные со сближением в 2036 г. резонансные возвраты. Однако еще в 2011 г. была установлена возмож-

ность ряда соударений, связанных с резонансными возвратами после сближения Апофиса с Землей в 2051 г. (Chesley, 2011). Тщательные исследования показали, что оставались возможными порядка сотни соударений в текущем столетии. Самое опасное — в 2068 г. с вероятностью около семи миллионных. Следует отметить, что такое большое число возможных тогда соударений, после уточнения орбиты, было неожиданным. Ожидали, что, скорее всего, Апофис после 2013 г. станет безопасным. Однако как раз совсем близко от его номинальной (тогда) орбиты располагалось сгущение областей, ведущих к соударениям.

Список возможных соударений Апофиса с Землей, связанный с резонансными возвратами после сближения в 2051 г., приведен в работе (Соколов и др., 2018). Он содержит 158 соударений в текущем столетии. Следующее сближение Апофиса с Землей, когда можно было проводить его наблюдения, произошло в 2020–2021 годах. На этот раз уточнение его орбиты, с использованием в том числе радиолокационных наблюдений, оказалось достаточным для того, чтобы признать Апофис безопасным для Земли, по крайней мере в ближайшие 100 лет.⁶

Исследованы возможные соударения и сближения с Землей многих других астероидов. Это, в частности, 2013 XK22, 2015 RN35, 2008 EX5 (Соколов и др., 2021), 2007 VK184, 2011 AG5 (Соколов и др., 2013) и другие. Большинство из них уже перестали быть опасными после уточнения их орбит из наблюдений, однако полученные свойства траекторий соударения и сближения и сейчас представляют определенную ценность.

Разработаны методы, алгоритмы и программы для нахождения возможных соударений и сближений астероидов с Землей, Луной и планетами. Поиск возможных соударений можно довольно эффективно проводить варьированием начальных данных на одномерном многообразии, если орбита известна достаточно точно (как в случае Апофиса). Положения ведущих к соударениям областей начальных данных образуют структуру фрактального типа, связанную с резонансными возвратами.

Изучены возможности предотвращения соударения с Землей Апофиса и других астероидов. В работе (Александрова и др., 2016) показано, что атомный взрыв после сближения с Землей до соударения с ней может безопасно разрушить астероид. Согласно (Батмунх и др., 2019), с использованием двигателей малой тяги возможен уход от соударения с Землей астероида умеренных размеров. Соколов и др. (2018) на примере астероида Апофис выявили возможность предотвращения множества соударений при ударном изменении

⁶ см. <https://cneos.nasa.gov/sentry/>

скорости астероида с учетом эффекта гравитационного маневра.

В работе (Баляев, 2020) найдены астероиды с большими вероятностями соударений с Луной и планетами; позднее было показано, что астероиды с перигелийным расстоянием более 1.3 а. е., которые, согласно действующей терминологии, не являются “околоземными”, могут приближаться к Земле на расстояние менее 100 ее радиусов за время порядка 100 лет и даже сталкиваться с ней. Продолжение численных исследований возможных траекторий большого числа астероидов с известными орбитами представляет несомненный интерес, поскольку позволит выделить ранее неизвестные опасные для Земли объекты, в том числе не являющиеся в настоящее время “околоземными”.

ПЫЛЕВЫЕ КОМПЛЕКСЫ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

Новым актуальным научным направлением в астрономии в конце 1980-х годов стало исследование околопланетных и околоспутниковых пылевых комплексов в Солнечной системе. Одним из сигналов о существовании подобных комплексов послужила внезапная потеря связи с космическим зондом Фобос-2 в 1989 г. Примерно за неделю до запланированного сближения с Фобосом, 27 марта 1989 г., станция Фобос-2 не вышла на связь. Несколько часов спустя слабый сигнал был принят, но телеметрическую информацию извлечь не удалось. По характеру сигнала можно было только предположить, что аппарат не был стабилизирован и хаотично вращался. Дальнейшие попытки связаться со станцией оказались безуспешными, и 15 апреля 1989 г. они были прекращены. Было высказано предположение, что причиной могло оказаться столкновение станции с метеороидом миллиметрового размера.

Еще в 1971 г. Soter (1971) высказал гипотезу о существовании вокруг орбит Фобоса и Деймоса разреженных пылевых колец. Идея проста: лишенные атмосферы спутники подвергаются высокоскоростным ударам межпланетных метеороидов, в результате которых с поверхностей выбрасывается пыль, суммарная масса которой на 3–4 порядка превосходит массу ударника. Типичные скорости выброса больше скорости убегания с поверхностей спутников, но меньше скорости убегания от планеты в межпланетное пространство, поэтому пылинки оказываются на околопланетных орбитах, образуя пылевые кольца вокруг орбит родительских спутников. Стало ясно, что если такие кольца действительно существуют, концентрация частиц вдоль орбит Фобоса и Деймоса может быть достаточно высокой, и удар микрометеороида становится вполне вероятным сценарием того, что произошло с Фобосом-2.

Однако истинная причина потери аппарата, скорее всего, так и останется не выясненной.

Первая модель пылевого тора вокруг орбиты Фобоса опубликована в работах (Кривов и др., 1991; Kholoshevnikov и др., 1993). Далее обнаружились новые многочисленные аспекты задачи. Также и вопрос, есть ли кольца у Марса, оставался без ответа. В серии работ (Krivov, 1994; Krivov и др., 1996, 2006; Krivov, Hamilton, 1997; Krivov, Jurewicz, 1998; Makuch и др., 2005) изначальная модель тора Фобоса была дополнена моделью тора Деймоса, заметно уточнена и всесторонне обобщена. Так, были добавлены возмущения от сжатия Марса, а также давление солнечного излучения, существенно влияющее на частицы размером менее ~1 мм. Стало ясно, что динамика и распределение частиц различных размеров должны быть принципиально различными. Выяснилось, что кольца Фобоса и Деймоса должны сильно отличаться друг от друга (Krivov и др., 1996; Krivov, Hamilton, 1997). Тонкое, как бритвенное лезвие, и чрезвычайно разреженное кольцо Фобоса, скорее всего, трудно будет обнаружить, тогда как “пухлый” и более плотный тор Деймоса, состоящий из долгоживущих частиц, должен быть основным пылевым комплексом около Марса (Makuch и др., 2005).

Моделировались и предсказываемые облака непосредственно вокруг обоих спутников (Krivov, Jurewicz, 1998). Обсуждались возможности обнаружить и кольца, и околоспутниковые облака как при удаленных наблюдениях в рассеянном свете, так и с помощью пылевых детекторов на борту космических аппаратов, запускаемых к Марсу. Несмотря на все усилия, гипотетические кольца Марса до сих пор обнаружить не удалось. Одна из вероятных причин этого — плохо известное распределение выбрасываемых с поверхности спутников реголитных частиц по размерам (Krivov и др., 2006). Возможно, лишь незначительная доля пылинок выбрасывается в “динамически благоприятном” диапазоне размеров около 10–100 мкм, в котором — согласно моделям — они оказываются долгоживущими.

Дальнейшие попытки обнаружить марсианские кольца будут предприняты, например, в рамках японской космической экспедиции MMX (старт планируется в 2024 г.). Очевидно, что механизм микрометеоритной бомбардировки спутников Марса должен работать и для спутников других планет — по крайней мере достаточно маленьких, с низкой скоростью убегания. Соответственно, такие спутники должны быть окружены пылевыми облаками, а вокруг их орбит могут образовываться пылевые кольца (см., например, Dikarev и др., 2006). В серии работ (Krivov и др., 2003; Sremčević и др., 2003; 2005) была разработана аналитическая модель облака вокруг произвольного спутника, а в статье (Hamilton, Krivov, 1996) — выведены и ре-

шены гамильтоновы уравнения движения околопланетных частиц с учетом совместно действующих возмущений от сжатия планеты, светового давления, силы Лоренца и притяжения Солнца. Последняя модель оказалась особенно полезной. В ней рассматривается задача, которую можно назвать магнитофотогравитационной круговой ограниченной задачей трех тел. Гамильтониан задачи, по сути, представляет собой классическую постоянную Тиссерана, выраженную через планетоцентрические элементы и обобщенную на случай присутствия нескольких дополнительных возмущений. Разработанный аналитический метод впоследствии нашел неожиданные интересные приложения и в “непылевых” задачах — например, к динамике двойных астероидов (Hamilton, Krivov, 1997) и к движению искусственных спутников Земли с большим миделевым сечением или малой массы (Krivov и др., 1997; Krivov, Getino, 1997). Примером другой изящной теоретической задачи с потенциально широкой областью применения стало описание огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц. Результаты ее решения при различных предположениях об орбите родительского тела и положении точек выброса были опубликованы в цикле работ (Коблик, Холшевников, 1994; Холшевников, Орлов, 2000; Холшевников и др., 2003; Орлов, Холшевников, 2004; 2008; 2012; Orlov, Kholshchevnikov, 2013). Исследовались и стохастические эффекты в движении околопланетных пылевых частиц (Sprahn и др., 2003; Makuch и др., 2006).

Некоторые из описанных выше моделей были применены для описания известного с 1960-х годов кольца Е Сатурна — на тот момент крупнейшего из планетных колец и самого яркого околопланетного пылевого комплекса в Солнечной системе. Оно расположено в обширной зоне от 3 до 7.5–8 радиусов Сатурна и охватывает орбиты семи спутников планеты — от Мимаса до Дионы. Источником пылевого материала считается 250-километровый Энцелад, движущийся ближе к внутреннему краю кольца. Дикарев и Кривов (1998) исследовали динамику частиц кольца Е Сатурна с учетом возмущений от светового давления Солнца, сжатия планеты, силы Лоренца за счет трех зональных гармоник магнитного потенциала планеты, а также сопротивления плазмы. На основе массового численного интегрирования уравнений движения отдельных частиц построена коллективная модель кольца Е, лучше согласующаяся с наблюдательными данными, чем предшествующие модели.

Дикареву (Dikarev, 1999) удалось обобщить модель на случай переменного электростатического заряда пылинки и учесть эффекты силы сопротивления плазмы. Предполагалось, что основной источник выброса частиц с Энцелада — микроме-

теоритная бомбардировка его поверхности. Позже, благодаря наблюдениям зонда Cassini (Srama и др., 2004), выяснилось, что это не так: пыль извергается активным “ледяным вулканом” в южной приполярной области спутника (Sprahn и др., 2006a; 2006b).

Исследовалась также динамика выбросов со спутника Сатурна Гипериона (Banaszkiewicz, Krivov, 1997a; 1997b; Krivov, Banaszkiewicz, 2001a; 2001b). Движение этих частиц контролируется резонансом средних движений с Титаном и двумя негравитационными возмущающими силами — световым давлением и торможением в плазменной среде. Большая часть убегающих частиц либо оказывается свободной от резонанса из-за высоких начальных скоростей, либо высвобождается из “резонансного замка” двумя возмущающими силами. Орбиты, не запертые в резонансе, неустойчивы, и частицы испытывают многократные тесные сближения с Титаном. В результате заметная часть пылинок, покидающих сферу действия Гипериона, рано или поздно достигает атмосферы Титана. Приток пыли с Гипериона на Титан может быть существенным, сравнимым с притоком на Титан межпланетного вещества. Не исключено, что поступление водосодержащих частиц с Гипериона в атмосферу Титана может помочь в объяснении наблюдаемых там высоких концентраций молекул CO и CO₂.

Проект (Thiessenhusen и др., 2002) был нацелен на исследование гипотетического разреженного пылевого облака в системе Плутон–Харон (другие спутники Плутона тогда еще не были открыты). Как и во многих других упомянутых выше системах, предлагается механизм выброса вещества с поверхностей вследствие сверхскоростных ударов микрометеороидов, в данном случае — приходящих из пояса Койпера. Однако динамика пылинок в системе Плутон–Харон будет иной, чем в пылевых поясах Марса, Юпитера и Сатурна. Негравитационные силы (сила Лоренца, световое давление и другие), не должны играть сколько-нибудь заметной роли, поскольку Плутон не имеет магнитного поля и плазмосферы и чрезвычайно удален от Солнца. С другой стороны, гравитационная часть задачи сложнее, чем в других системах: масса Харона всего в 8 раз уступает массе Плутона. Так как движение пылинок определяется притяжением обоих тел, можно ожидать грушевидной формы облака, по крайней мере, его более плотной части. Показано, что темп выброса пыли с поверхностей обоих тел сравним, но времена жизни у частиц с Харона внутри сферы Хилла системы Плутон–Харон значительно больше, чем у частиц с Плутона, вследствие чего пылинки с Харона преобладают. Ожидаемая оптическая толщина на несколько порядков ниже той, которая позволила бы наблюдать облако фотометрически. Однако кон-

центрация пыли в облаке достаточно высока для того, чтобы обнаружить пыль детектором на борту космического аппарата, который может быть запущен к Плутону.

Параллельно с теоретическими исследованиями известных и предполагаемых пылевых структур предприняты интенсивные усилия по обнаружению еще не открытых комплексов наблюдательно. Эти усилия оказались небезуспешными. В результате анализа данных космического аппарата Galileo обнаружены пылевые облака вокруг трех спутников Юпитера — Европы, Ганимеда и Каллисто (Křivon и др., 1999; 2000; 2003), а также пылевые кольца низкой плотности между их орбитами (Křivon и др., 2002a). Тем самым был фактически открыт новый класс объектов Солнечной системы — пылевые оболочки спутников планет. Анализ другого подмножества данных Galileo привел к обнаружению ранее не известного слабого пылевого кольца Юпитера, простирающегося по меньшей мере от орбиты Европы до орбиты Каллисто (Křivon и др., 2002b). Хотя кольцо чрезвычайно разрежено и недоступно фотометрическим наблюдениям, на момент открытия оно стало самым большим из обнаруженных к тому времени планетных колец. Кроме того, оно стало первым из известных колец, источником которого являются не малые спутники, а спутники лунного размера.

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА СПУТНИКОВ ПЛАНЕТ

К настоящему времени у планет Солнечной системы обнаружено уже более двух сотен спутников.⁷ Исследование динамики этих небесных тел представляет значительный интерес с точки зрения понимания процессов формирования и эволюции Солнечной системы и планетных систем у других звезд. Во вращательной и орбитальной динамике спутников и спутниковых систем можно наблюдать как регулярное, так и хаотическое поведение. В настоящее время, помимо синхронного с движением по орбите вращения спутника относительного своего центра масс, у трех десятков спутников планет Солнечной системы установлено чрезвычайно быстрое (в несколько тысяч раз быстрее синхронного) вращение, а седьмой спутник Сатурна — Гиперион — находится в режиме хаотического, непредсказуемого вращения. Подробный обзор современного состояния исследований вращательной динамики спутников планет представлен в работе Мельникова и Шевченко (2022).

Синхронный с движением по орбите режим плоского (ось вращения ортогональна плоскости орбиты) вращения согласно теории (MacDonald,

1964) является наиболее вероятной финальной стадией долговременной приливной эволюции спутника. В работах Мельникова и Шевченко (2000; 2007), Мельникова (2001) и Куприянова и Шевченко (2006) была подробно рассмотрена возможность существования нескольких возможных режимов плоского синхронного вращения у известных спутников планет. Типичными представителями таких спутников являются пятый спутник Юпитера — Амальтея (Ю5), для нее в фазовом пространстве плоского вращательного движения существуют две моды синхронного резонанса, и шестнадцатый спутник Сатурна — Прометей (С16), у которого возможны три режима синхронного вращения. На рис. 2 приведена диаграмма “ $\omega_0 - e$ ”, где $\omega_0 = (3(B - A)/C)^{1/2}$ — параметр, характеризующий динамическую асимметрию формы спутника, $A < B < C$ — главные центральные моменты инерции, e — эксцентриситет орбиты спутника. На диаграмме указаны области существования трех режимов плоского синхронного вращения, соответствующих, согласно (Мельников, Шевченко, 2000; 2007), синхронному α -резонансу, синхронному β -резонансу и бифуркационной моде синхронного резонанса α_{bif} (см. подробнее Мельников, 2001). Для ряда спутников, у которых возможны несколько мод синхронного резонанса, была исследована устойчивость плоского синхронного вращения относительно наклона оси вращения (Мельников, Шевченко, 1998; 2000; 2007; Kourpianov, Shevchenko, 2005; Melnikov, Shevchenko, 2008). Устойчивость плоского синхронного вращения обуславливает возможность захвата спутника в ходе динамической эволюции в синхронный спин-орбитальный резонанс и долговременное нахождение спутника в нем. Определив на представленной на рис. 2 диаграмме положения известных спутников планет Солнечной системы, Мельников и Шевченко (Melnikov, Shevchenko, 2010) отметили, что значительная часть спутников попадает в область, где синхронный резонанс не существует. Согласно полученным выводам, указанные спутники вращаются либо много быстрее, чем синхронно с движением по орбите, либо, что менее вероятно, хаотично.

В работах Куприянова и Шевченко (Kourpianov, Shevchenko, 2005) и Мельникова, Шевченко (2007) был выполнен детальный статистический анализ данных о размерах и возможных значениях инерционных параметров известных спутников. Согласно наблюдаемой статистике большую часть спутников представляют малые спутники (средний радиус фигуры менее 300 км), обладающие существенно иррегулярной формой. Мельников и Шевченко (Melnikov, Shevchenko, 2010) рассмотрели задачу о типичных современных вращательных режимах спутников планет и показали, что большинство малых спутников находят-

⁷ См. сайт NASA JPL, <http://ssd.jpl.nasa.gov/>.

ся либо в регулярном (и более быстром, чем синхронное) вращении, либо вращаются хаотически. Теоретический вывод о весьма быстром вращении многих малых спутников подтверждают современные наблюдательные данные (Denk, Motola, 2019).

Исследованию хаотической вращательной динамики спутников посвящены работы Девяткина и др. (2002), Melnikov, Shevchenko (2008; 2010) и Мельникова (2014; 2020). В работе Девяткина и др. (2002) проведено моделирование наблюдаемых кривых блеска и вращательной динамики Гипериона, в итоге был сделан вывод о хаотическом характере его вращения. Строго, путем вычисления характеристических показателей Ляпунова, этот вывод был подтвержден в работе (Melnikov, 2002). Величина ляпуновского времени (времени предсказуемой динамики) для хаотического вращения Гипериона составляет один–два месяца, как показывают численные (Melnikov, 2002; Kouprianov, Shevchenko, 2005) и теоретические оценки (Шевченко, 2002). Поэтому хаотическую динамику Гипериона можно непосредственно наблюдать и изучать на относительно коротких временных интервалах. На основе теории сепаратрисных алгоритмических отображений (Shevchenko, 1999) разработаны аналитические методы оценивания максимальных показателей Ляпунова (см. Шевченко, 2002; Shevchenko, 2020b).

Вопросы о возможности хаотического вращения других спутников планет Солнечной системы и особенностях, присущих хаотической вращательной динамике спутников, были детально рассмотрены в работах (Kouprianov, Shevchenko, 2005; Melnikov, Shevchenko, 2008; 2010; Мельников, 2014; 2020). В работах (Kouprianov, Shevchenko, 2005) и (Melnikov, Shevchenko, 2008) показано, что наблюдаемое хаотическое вращение в настоящее время возможно в динамике спутников Сатурна — Прометея (С16) и Пандоры (С17). Данный вывод подтверждается как малыми величинами ляпуновских времен для возможной хаотической вращательной динамики указанных спутников, так и близостью к неустойчивому состоянию режима плоского синхронного вращения для этих спутников. Посредством численных экспериментов было установлено (Melnikov, Shevchenko, 2008; Мельников, 2020), что у Прометея и Пандоры при хаотическом вращении имеет место эффект преимущественной ориентации наибольшей оси фигуры спутника по направлению на планету, поэтому хаотическое вращение спутника внешне может быть схоже с синхронным.

Недавно Мельников (2020) показал, что указанный эффект имеет место в возможной хаотической динамике спутников с малой величиной эксцентриситета орбиты ($e < 0.005$). Мельниковым (2014) была рассмотрена задача о возможно-

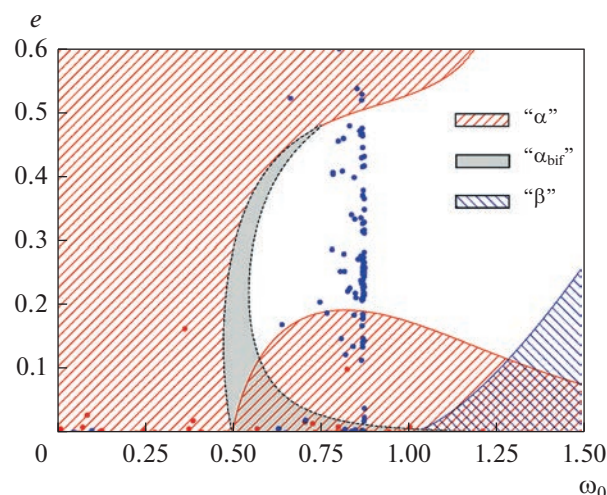


Рис. 2. Диаграмма “ $\omega_0 - e$ ”. Указаны области существования синхронного α -резонанса, синхронного β -резонанса и бифуркационной моды синхронного резонанса — α_{bif} . В белой области синхронный резонанс не существует. Красными точками обозначены спутники планет Солнечной системы, для которых известна величина ω_0 . Синими точками указаны положения спутников, для которых ω_0 получена при помощи аппроксимации (Куприянов, Шевченко, 2006) на основе известной величины среднего радиуса фигуры спутника. Рис. из статьи (Melnikov, Shevchenko, 2010), адаптировано.

сти существования странного аттрактора в ходе приливной эволюции вращательного движения малых спутников. Странный аттрактор, движение на котором является хаотическим, формируется в окрестности синхронного резонанса в фазовом пространстве плоского вращательного движения спутника. Было показано (Мельников, 2014), что странный аттрактор может существовать в динамике Гипериона.

ЦИРКУМБИНАРНАЯ ДИНАМИКА

В связи с открытием в начале 10-х годов этого столетия циркумбинарных планетных систем (систем, в которых планеты обращаются вокруг центральной тесной двойной звезды) у звезд главной последовательности, существенную актуальность приобрели исследования циркумбинарной планетной динамики. Предметом исследований являются, в частности, устойчивость, архитектура и проблемы потенциальной обитаемости циркумбинарных планетных систем.

В работе (Shevchenko, 2015) построена теория, описывающая область хаотических орбит вокруг системы двух гравитационно связанных тел (двойной звезды, двойной черной дыры, двойного астероида). Если массовый параметр (отношение масс центральной двойной) выше некоторого порога, центральная непрерывная область хаоса

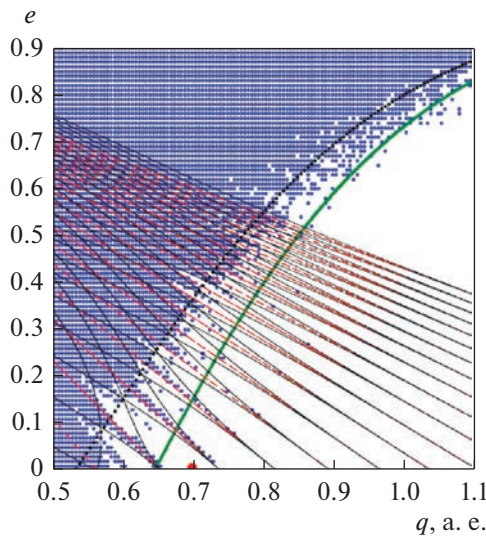


Рис. 3. Диаграмма устойчивости для системы Kepler-16 в координатах “перицентрическое расстояние — эксцентриситет”. Синим цветом выделена зона хаоса. Красный кружок — планета. Сплошные и прерывистые кривые указывают границы области хаоса и сепаратрисы резонансов согласно современным теоретическим моделям. Рис. из работы (Попова, Шевченко, 2016).

проявляется благодаря перекрытию орбитальных резонансов, соответствующих целочисленным отношениям $p : 1$ между периодами обращения частицы и центральной двойной. В этой зоне имеет место неограниченная хаотическая орбитальная диффузия частицы, вплоть до ее выброса из системы. Оценено значение массового параметра μ , выше которого такая хаотическая зона присутствует универсально. Показано, что наблюдаемое разнообразие орбитальных бипланетных (двухпланетных) конфигураций у одиночных звезд и разнообразие циркумбинарных экзопланетных систем согласуются с существованием порогового значения μ : на эмпирической зависимости “массовый параметр центральной двойной μ — отношение орбитальных периодов $T_{\text{out}}/T_{\text{in}}$ внешней планеты и центральной двойной” бипланетные системы все оказываются слева от вертикали (указывающей теоретический порог $\mu > 0.05$ для появления центральной хаотической зоны), тогда как циркумбинарные системы находятся справа от нее. Очевидно полное отсутствие экзосистем с $T_{\text{out}}/T_{\text{in}} < 5$ при $\mu > 0.05$, что согласуется с теорией: при $\mu > 0.05$ формируется центральная хаотическая зона, где орбиты планет с любыми начальными эксцентриситетами подвержены неограниченной хаотической диффузии, вплоть до выброса планеты из системы. Таким образом, теория предсказывает существование порогового значения отношения масс центральной двойной для возникновения области глобального

орбитального хаоса, что подтверждается современными данными наблюдений экзопланетных систем.

Попова и Шевченко (Попова, Шевченко, 2012; Popova, Shevchenko, 2013) провели исследование устойчивости и хаотической динамики планет в кратных звездных системах Kepler-16, -34 и -35. Для планет этих систем путем вычисления ляпуновских спектров движения были построены диаграммы устойчивости “перицентрическое расстояние — эксцентриситет”; они свидетельствуют, что планеты располагаются в резонансных ячейках на границах центральных хаотических областей (в пространстве орбитальных параметров), см. рис. 3 для системы Kepler-16.

Данный феномен аналогичен явлению, хорошо известному в динамике Солнечной системы, а именно выживанию Плутона и плутино, находящихся в орбитальном резонансе $3 : 2$ с Нептуном. Порядок центрального резонанса “занятой” резонансной ячейки увеличивается с увеличением массового параметра μ возмущающей двойной, так как увеличение μ сдвигает границу центральной хаотической области вовне. Таким образом, установлено, что в пространстве орбитальных параметров наблюдаемые циркумбинарные планеты располагаются на границах хаотических областей внутри резонансных ячеек фрактальных граничных зон.

Путем массовых численных экспериментов выявлены области хаотического движения на плоскости начальных условий “перицентрическое расстояние q — эксцентриситет e ” планетных орбит (Попова, Шевченко, 2012). Исходя из аналитического критерия Shevchenko (2015) хаотичности планетных орбит в двойных звездных системах, построены теоретические кривые, описывающие глобальную границу области динамического хаоса вокруг центральной двойной. Согласно Shevchenko (2015), эти кривые описываются формулой

$$e_{\text{cr}} = 1 - 2q\Delta E_{\text{cr}}, \quad (5)$$

где

$$\Delta E_{\text{cr}} \approx A\mu^{2/5}q^{-1/10}\exp(-Bq^{3/2}), \quad (6)$$

константы

$$A = 2^{-1/2}3^{2/5}\pi^{3/5}K_G^{-2/5} = 2.2061...,$$

$$B = 2^{5/2}/15 = 0.3771...,$$

постоянная Грина $K_G = 0.971635406...$; $\mu = m_2/(m_1 + m_2)$ — массовый параметр центральной двойной (m_1, m_2 — массы ее компонентов, $m_2 < m_1$). Орбиты с начальным эксцентриситетом $e \geq e_{\text{cr}}(q)$ хаотичны.

На основе теории Mardling (2008), описывающей отдельные резонансные “зубцы” (соответ-

ствующие целым резонансам между орбитальными периодами планеты и двойной), в работе (Попова, Шевченко, 2012) построены локальные границы хаоса. Показано, что теоретические модели успешно описывают как глобальную, так и локальные границы “хаос—порядок” на построенных численно диаграммах устойчивости, что говорит об адекватности этих теорий и их эффективности в обеспечении аналитических критериев хаотичности планетных орбит.

Попова и Шевченко (Popova, Shevchenko, 2013) провели анализ возможных циркумбинарных конфигураций планетных систем у двойных звезд α Cen A-B и EZ Aqr A-C (одной из ближайших к нам двойных). На основе современных представлений о динамике и архитектуре циркумбинарных систем были определены наиболее вероятные орбиты циркумбинарных планет в этих системах. В случае EZ Aqr A-C циркумбинарная зона обитаемости располагается в интервале от ~ 0.033 до ~ 0.064 а. е. по радиусу от барицентра двойной, и планета в резонансной ячейке на границе центральной зоны хаоса может находиться в зоне потенциальной обитаемости. В работе дано полное аналитическое описание диаграмм устойчивости для циркумбинарных планетных систем.

Большой интерес представляют спиральные структуры в планетезимальных дисках. Демидова и Шевченко исследовали динамические возмущения протопланетного планетезимального циркумбинарного диска (диска вокруг двойной звезды) в эпоху, когда его газовая составляющая исчезает (Demidova, Shevchenko, 2015). Построена теория для вековой динамики планетезималей в циркумбинарных дисках в безгазовом случае. Продемонстрировано, как формируется циркумбинарная спиральная структура. Численно и аналитически изучена эволюция структуры в ходе распространения волны плотности по диску на вековой шкале времени. Выведены аналитические формулы, описывающие возникающие структурные особенности; они в точности согласуются с численно-экспериментальной картиной. Таким образом, построена аналитическая теория, описывающая спиральные структуры в планетезимальных дисках двойных звезд.

Демидова и Шевченко исследовали многополосные кольцевые структуры в планетезимальных дисках, обусловленные наличием планет (Demidova, Shevchenko, 2016; Демидова, Шевченко, 2018). Теоретически и путем численного моделирования показано, как планета в планетезимальном диске формирует в нем многополосную структуру, состоящую из нескольких колец вокруг центральной одиночной или двойной звезды, заполненных веществом или свободных от него. В наиболее яркой форме этот эффект проявляется

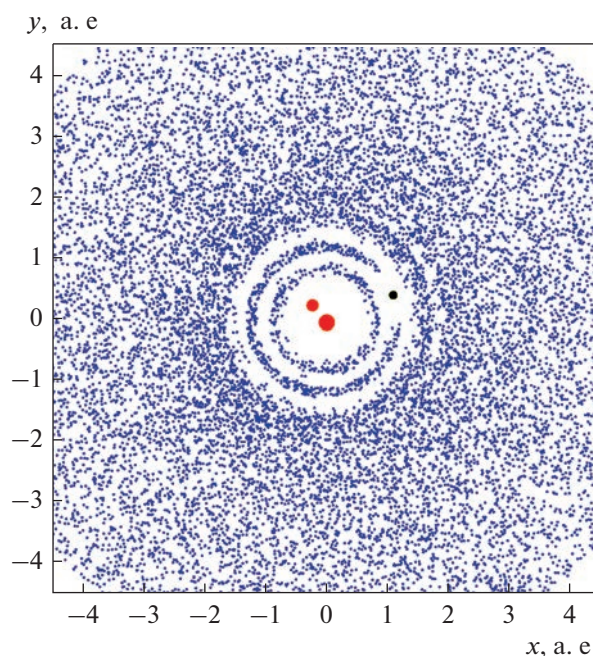


Рис. 4. Пример кольцевой структуры в циркумбинарном диске с планетой, полученный путем численного моделирования. Рис. из работы (Демидова, Шевченко, 2018).

ся в случае циркумбинарных дисков. Оценена предельная масса планеты, при которой система из многих колец сокращается до трехполосной: заполненного веществом коорбитального с планетой кольца и двух кольцеобразных полостей, положение которых соответствует орбитальным резонансам $2:1$ и $1:2$ с планетой. В рамках предложенной теории объяснена природа трехполосной структуры в диске HL Tau, присутствующей на изображениях, полученных комплексом радиотелескопов. Таким образом, установлены закономерности формирования кольцевых многополосных структур, обусловленных наличием планет, в планетезимальных дисках одиночных и двойных звезд. Проведено моделирование динамике остаточных дисков в циркумбинарных системах, открытых космическим телескопом Kepler; на его основе сделан вывод, что обнаружение циркумбинарных кольцеобразных структур при наблюдениях систем двойных звезд может быть свидетельством существования планет, формирующих эти структуры. На рис. 4 приведен пример кольцевой структуры в циркумбинарном диске с планетой, полученный путем численного моделирования.

С использованием методов теории симплектических отображений построена теория планетных хаотических зон в планетезимальных дисках, позволяющая аналитически оценивать основные параметры этих зон — радиальные размеры, ско-

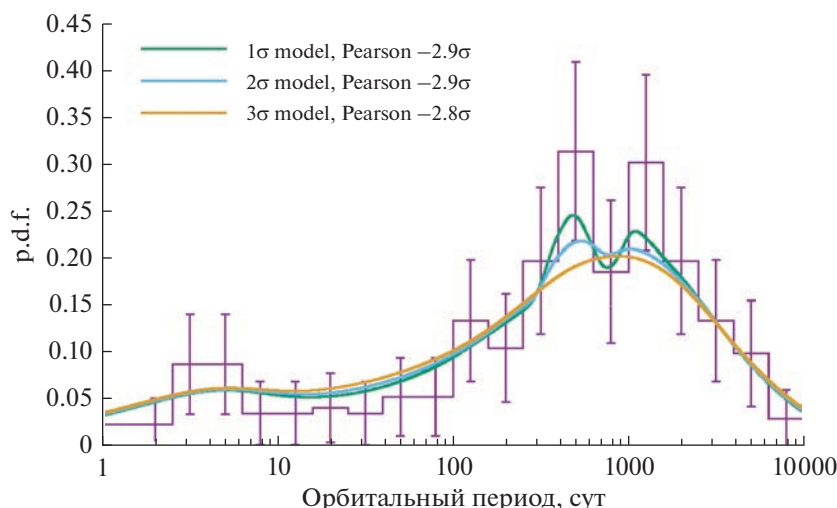


Рис. 5. Плотность распределения орбитальных периодов экзопланет, очищенная от шума методом вейвлет-анализа. Рис. из статьи (Baluev, Shaidulin, 2018).

рости расчистки, ляпуновские шкалы времени (Shevchenko, 2020a; 2020b). Путем массовых численных экспериментов получены данные о свойствах планетных хаотических зон, согласующиеся с теорией (Демидова, Шевченко, 2020).

МЕТОДЫ ОТКРЫТИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ ЭКЗОПЛАНЕТ

Ведущиеся сейчас активные исследования внесолнечных планетных систем затрагивают многие задачи небесной механики, касающиеся методов открытий и определения орбит экзопланет, их орбитальной динамики. Этим задачам посвящен ряд работ Балуева.

В работе (Baluev, 2008) рассматривались возможные орбитальные конфигурации планетной системы HD 37124. Проведен анализ всех имевшихся на тот момент наблюдательных данных, с учетом новой для того времени модели шума лучевой скорости (доплеровского дрожания звезды). Впервые для этой планетной системы была предложена интерпретация данных, указывающая на орбитальный резонанс 2 : 1. Впоследствии эта конфигурация была подтверждена независимой группой (Wright и др., 2011).

В работе (Baluev, 2011) рассматривалась резонансная планетная система GJ 876, которая была на тот момент одной из немногих систем, демонстрирующих наблюдаемые гравитационные возмущения. Впервые было показано наличие автокоррелированного (красного) доплеровского шума, с амплитудой порядка 2 м/с и временным параметром около 3 сут. Этот шум, вероятно, свидетельствует о пятенной активности звезды. С его учетом в рамках модели гауссовского случайного

процесса была уточнена конфигурация планетной системы, в частности угол взаимного наклона орбит двух главных планет ограничен величиной 15° , а также показано, что орбита внутренней планеты близка к круговой. Кроме того, в этой работе был предложен быстрый метод фиттинга возмущенной орбитальной конфигурации, использующий уравнения чувствительности для вычисления частных производных лучевой скорости по параметрам модели (которые нужны в градиентных методах фиттинга).

В работе (Baluev, 2013b) пионерский метод учета коррелированного доплеровского шума получил дальнейшее развитие при анализе планетной системы GJ 581. Показано, что после такого учета (i) доплеровский сигнал ранее оспоренной планеты e выделяется в данных разных обсерваторий уверенно и независимо, (ii) сигналы гипотетических планет f и g, которые ранее заявлялись некоторыми группами, оказываются ложным эффектом красного шума, (iii) статистическая значимость сигнала планеты d становится пограничной. Таким образом, пример GJ 581 демонстрирует оба типа статистических ошибок, к которым может привести наличие красного шума: обнаружение ложных сигналов (ошибка первого рода) и необнаружение реально существующего (ошибка второго рода).

В работе (Baluev, Beaugé, 2014) исследовалась резонансная планетная система HD 82943. В доплеровских данных спектрографа CORALIE для этой системы обнаружена годичная систематическая ошибка, которая искажала прежние результаты анализа. В новой модели устойчивая орбитальная конфигурация соответствует трехпланетному резонансу 1:2:5, при этом две главные

планеты (b, c) находятся вблизи состояния апсидальной коротации со значительными эксцентриситетами. При этом, если система пришла к данной конфигурации через адиабатическую миграцию, начиная от почти круговых орбит, то в какой-то период времени она должна была пройти состояние асимметричной апсидальной коротации. Это могло стать причиной катастрофических событий в системе, ранее заподозренных по аномальному содержанию лития-6 в атмосфере звезды (Israelian и др., 2001).

Существо описанных выше работ лежало зачастую не столько в плоскости исследования конкретных планетных систем, сколько в методологической плоскости. Например, сюда относится определение структуры доплеровского шума, когда шумовой компонент с нестандартными свойствами существенно искажает результаты анализа и итоговую модель планетной системы. Таким образом, значительную роль здесь играет разработка новых статистических методов моделирования, а также соответствующего программного обеспечения. В частности, следует упомянуть разработанный в СПбГУ пакет PlanetPack3 с открытым исходным кодом (Valuev, 2013a; 2018a). Он позволяет решать целый комплекс сложных и нестандартных задач статистической обработки наблюдений, в частности, выполнять самосогласованное моделирование доплеровских и фотометрических измерений, в том числе с использованием гравитационно-возмущенной модели планетной системы в рамках задачи N тел.

Самостоятельным ответвлением данной темы стало исследование не отдельных планетных систем, а экзопланетной статистики. В работе (Valuev, 2018b) представлена адаптация метода вейвлет-анализа для поиска значимых структур в одномерных статистических выборках. В последующей работе (Valuev, Shaidulin, 2018) эта методика применялась к выборке открытых экзопланет. В частности, была обнаружена статистически значимая группа (сгущение) планет-гигантов (с массой более примерно массы Сатурна), занимающая узкий интервал по орбитальному периоду около значения 1 года (см. рис. 5). Предположительно, она связана с эффектом ледяной аккумуляции в протопланетном диске, то есть этот результат можно считать наблюдательным подтверждением как самого существования данного эффекта, так и его значимости для процессов планетообразования.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания. Работа Д.В. Микрюкова и И.И. Шевченко поддержана в рамках гранта РНФ № 22-22-00046.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Александрова А.Г., Галушина Т.Ю., Прищепенко А.Б., Холшевников К.В., Четкин В.М. О превентивном разрушении опасного астероида // *Астрон. журн.* 2016. Т. 39. № 6. С. 595–602.
- Баляев И.А. Об ускорении численного интегрирования уравнений движения астероидов // *Астрон. вестн.* 2020. Т. 54. № 6. С. 567–576.
<https://doi.org/10.31857/S0320930X20330014>. (Balyaev I.A. Acceleration of numerical integration of the equations of motion of asteroids // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 6. P. 557–566.)
<https://doi.org/10.31857/S0320930X20330014>
- Батмунх Н., Оськина К.И., Санникова Т.Н., Титов В.Б., Холшевников К.В. Увод астероида с помощью двигателей малой тяги, направленной по трансверсали // *Астрон. журн.* 2019. Т. 96. № 11. С. 961–968.
- Девяткин А.В., Горшанов Д.Л., Грицук А.Н., Мельников А.В., Сидоров М.Ю., Шевченко И.И. Наблюдения и теоретический анализ кривых блеска естественных спутников планет // *Астрон. вестн.* 2002. Т. 36. № 3. С. 269–281. (Devyatkin A.V., Gorshanov D.L., Gritsuk A.N., Melnikov A.V., Sidorov M.Yu., Shevchenko I.I. Observations and theoretical analysis of lightcurves of natural satellites of planets // *Sol. Syst. Res.* 2002. V. 36. № 3. P. 248–259.)
- Демидова Т.В., Шевченко И.И. Моделирование динамики остаточных дисков в системах Кеплер-16, Кеплер-34 и Кеплер-35 // *Письма в Астрон. журн.* 2018. Т. 44. № 2. С. 140–147.
- Демидова Т.В., Шевченко И.И. Долговременная динамика планетезималей в хаотических зонах планет // *Письма в Астрон. журн.* 2020. Т. 46. № 11. С. 827–836.
- Дикарев В.В., Кривов А.В. Динамика и пространственное распределение частиц кольца Е Сатурна // *Астрон. вестн.* 1998. Т. 32. № 2. С. 147–163. (Dikarev V.V., Krivov A.V. Dynamics and spatial distribution of Saturn's E ring particles // *Sol. Syst. Res.* 1998. V. 32. № 2. P. 128–143.)
- Елькин А.В., Соколов Л.Л. О последовательных прохождении АСЗ в окрестности Земли // *Тез. докл. Всеросс. конф. с международным участием "Астероидная опасность – 95"*. 23–25 мая 1995 г. Санкт-Петербург: ИТА РАН, МИПАО. 1995. Т. 2. С. 41.
- Ивашкин В.В., Стихно К.А. О применении гравитационного воздействия на астероид Аporhis для коррекции его орбиты // *Докл. АН РАН. Сер. Механика.* 2009. Т. 424. № 5. С. 621–626.
- Коблик В.В., Холшевников К.В. Огибающая орбит изотропно выброшенных частиц // *Вестн. СПбГУ. Сер. 1.* 1994. Вып. 1. С. 98–102.
- Кривов А.В., Соколов Л.Л., Холшевников К.В., Шор В.А. О существовании роя частиц в окрестности орбиты Фобоса // *Астрон. вестн.* 1991. Т. 25. № 3. С. 317–326. (Krivov A.V., Sokolov L.L., Kholshchevnikov K.V., Shor V.A. On the existence of the swarm of particles around the Phobos orbit // *Sol. Syst. Res.* 1991. V. 25. № 3. P. 233–242.)
- Куприянов В.В., Шевченко И.И. О форме и вращательной динамике малых спутников планет // *Астрон. вестн.* 2006. Т. 40. № 5. С. 428–435. (Kouprianov V.V.,

- Shevchenko I.I.* The shapes and rotational dynamics of minor planetary satellites // *Sol. Syst. Res.* 2006. V. 40. № 5. P. 393–399.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094606050042>
- Мельников А.В.* Бифуркационный режим синхронного резонанса в поступательно-вращательном движении несферических естественных спутников планет // *Космич. исслед.* 2001. Т. 39. № 1. С. 74–84.
- Мельников А.В.* Условия возникновения странных аттракторов во вращательной динамике малых спутников планет // *Космич. исслед.* 2014. Т. 52. № 6. С. 500–511.
- Мельников А.В.* Ориентация фигур малых спутников планет при хаотическом вращении // *Астрон. вестн.* 2020. Т. 54. № 5. С. 458–467.
<https://doi.org/10.1134/S0038094620050068>.
(Mel'nikov A.V. Orientation of figures of small planetary satellites during chaotic rotation // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 5. P. 432–441.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094620050068>
- Мельников А.В., Шевченко И.И.* Об устойчивости вращательного движения несферических естественных спутников относительно наклона оси вращения // *Астрон. вестн.* 1998. Т. 32. № 6. С. 548–559.
(Mel'nikov A.V., Shevchenko I.I. The stability of the rotational motion of nonspherical natural satellites with respect to tilting the axis of rotation // *Sol. Syst. Res.* 1998. V. 32. № 6. P. 480–490.)
- Мельников А.В., Шевченко И.И.* Об устойчивости вращения несферических естественных спутников в синхронном резонансе // *Астрон. вестн.* 2000. Т. 34. № 5. С. 478–486. *(Mel'nikov A.V., Shevchenko I.I.* On the stability of the rotational motion of nonspherical natural satellites in a synchronous resonance // *Sol. Syst. Res.* 2000. V. 34. № 5. P. 434–442.)
- Мельников А.В., Шевченко И.И.* Необычные режимы вращения малых спутников планет // *Астрон. вестн.* 2007. Т. 41. № 6. С. 521–530. *(Mel'nikov A.V., Shevchenko I.I.* Unusual rotation modes of minor planetary satellites // *Sol. Syst. Res.* 2007. V. 41. № 6. P. 483–491.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094607060032>
- Мельников А.В., Шевченко И.И.* Вращательная динамика и эволюция спутников планет Солнечной и экзопланетных систем // *Астрон. вестн.* 2022. Т. 56. № 1. С. 3–26.
<https://doi.org/10.31857/S0320930X22010042>. *(Mel'nikov A.V., Shevchenko I.I.* Rotational dynamics and evolution of planetary satellites in the Solar and exoplanetary systems // *Sol. Syst. Res.* 2022. V. 56. № 1. P. 1–22.)
<https://doi.org/10.31857/S0320930X22010042>
- Орлов С.А., Холишевников К.В.* Пылевой тор III? Уравнения огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц с учетом движения узлов и перигетров // *Вестн. СПбГУ.* 2004. Сер. 1. Вып. 1. С. 112–119.
- Орлов С.А., Холишевников К.В.* Орбитальный пылевой тор как огибающая поверхность семейства траекторий изотропно выброшенных частиц // *Астрон. вестн.* 2008. Т. 42. № 2. С. 99–118. *(Orlov S.A., Khol'shevnikov K.V.* The orbital dust torus as an enveloping surface of a family of trajectories of isotropically ejected particles // *Sol. Syst. Res.* 2008. V. 42. № 2. P. 91–110.)
<https://doi.org/10.1007/s11208-008-2001-0>
- Орлов С.А., Холишевников К.В.* Пылевой тор, образованный выбросом частиц в апсидальных точках // *Астрон. вестн.* 2012. Т. 46. № 3. С. 223–234. *(Orlov S.A., Khol'shevnikov K.V.* Dust torus produced by particles ejected in the apsidal points // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 3. P. 208–219.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094612020098>
- Попова Е.А., Шевченко И.И.* Планетная динамика в системе Alpha Centauri: диаграммы устойчивости // *Письма в Астрон. журн.* 2012. Т. 38. № 9. С. 652–659.
- Попова Е.А., Шевченко И.И.* Об устойчивости циркумбинарных планетных систем // *Письма в Астрон. журн.* 2016. Т. 42. № 6. С. 525–532.
- Соколов Л.Л., Баляев И.А., Кутеева Г.А., Петров Н.А., Эскин Б.Б.* Возможные соударения и сближения с Землей некоторых опасных астероидов // *Астрон. вестн.* 2021. Т. 55. № 1. С. 65–73.
<https://doi.org/10.31857/S0320930X21010084>
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Борисова Т.П., Петров Н.А., Путьев Н.П., Шайдулин В.Ш.* Траектории соударения астероида Апофис с Землей в XXI веке // *Астрон. вестн.* 2012. Т. 46. № 4. С. 311–320. *(Sokolov L.L., Bashakov A.A., Borisova T.P., Petrov N.A., Pitjev N.P., Shaidulin V.S.* Impact trajectories of the asteroid Apophis in the 21st century // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 4. P. 291–300.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094612040077>
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Путьев Н.П.* Особенности движения астероида 99942 Апофис // *Астрон. вестн.* 2008. Т. 42. № 1. С. 54–65. *(Sokolov L.L., Bashakov A.A., Pitjev N.P.* Peculiarities of the motion of asteroid 99942 Apophis // *Sol. Syst. Res.* 2008. V. 42. № 1. P. 18–27.)
<https://doi.org/10.1007/s11208-008-1003-2>
- Соколов Л.Л., Борисова Т.П., Васильев А.А., Петров Н.А.* Свойства траекторий соударения астероидов с Землей // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. № 5. С. 441–447.
<https://doi.org/10.7868/S0320930X13040087> *(Sokolov L.L., Borisova T.P., Vasil'ev A.A., Petrov N.A.* Properties of collision trajectories of asteroids with the Earth // *Sol. Syst. Res.* 2013. V. 47. № 5. P. 408–413.)
<https://doi.org/10.7868/S0320930X13040087>
- Соколов Л.Л., Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Шмыров А.С., Эскин Б.Б.* О возможности увода астероида от соударений с Землей с использованием кинетического метода // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 4. С. 343–350.
<https://doi.org/10.1134/S0320930X18040060> *(Sokolov L.L., Petrov N.A., Vasil'ev A.A., Kuteeva G.A., Shmyrov A.S., Eskin B.B.* On the possibility of deflecting an asteroid from collision with the Earth using the kinetic method // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 4. P. 338–346.)
<https://doi.org/10.1134/S0320930X18040060>
- Холишевников К.В.* Вероятность столкновения с объектом, движущимся по орбите соударения с Землей // *Тр. Всесоюзного совещания "Астероидная опасность"* 10–11 октября 1991 г. Санкт-Петербург / *Ред. Сокольский А.Г.* СПб: ИТА РАН, 1992. С. 95.
- Холишевников К.С., Баляев И.А., Соколов Л.Л., Эскин Б.Б.* Ретроспективный анализ орбит сталкивающихся с

- Землей астероидов // Вестн. СПбГУ. Сер. 1. Астрономия. 2021. Т. 8 (66). Вып. 3. С. 523–532.
- Холиевников К.В., Орлов С.А. Пылевой тор I. Уравнения огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц // Вестн. СПбГУ. Сер. 1. 2000. Вып. 3. С. 118–123.
- Холиевников К.В., Орлов С.А., Джазмат М.С. Пылевой тор III. Исследование огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц // Вестн. СПбГУ. Сер. 1. 2003. Вып. 4. С. 119–130.
- Холиевников К.В., Титов В.Б. Задача двух тел: Учебное пособие. СПб: Изд-во СПбГУ, 2007. 180 с.
- Шевченко И.И. О максимальных показателях Ляпунова хаотического вращения естественных спутников планет // Космич. исслед. 2002. Т. 40. № 3. С. 317–326.
- Baluev R.V. Resonances of low orders in the planetary system of HD37124 // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2008. V. 102. P. 297–325.
- Baluev R.V. Orbital structure of the GJ876 planetary system, based on the latest Keck and HARPS radial velocity data // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2011. V. 111. P. 235–266.
- Baluev R.V. PlanetPack: a radial-velocity time-series analysis tool facilitating exoplanets detection, characterization, and dynamical simulations // Astron. and Comput. 2013a. V. 2. P. 18–26.
- Baluev R.V. The impact of red noise in radial velocity planet searches: only three planets orbiting GJ581? // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2013b. V. 429. P. 2052–2068.
- Baluev R.V. PlanetPack3: A radial-velocity and transit analysis tool for exoplanets // Astron. and Comput. 2018a. V. 25. P. 221–229.
- Baluev R.V. Statistical detection of patterns in unidimensional distributions by continuous wavelet transforms // Astron. and Comput. 2018b. V. 23. P. 151–165.
- Baluev R.V. Fast error-safe MOID computation involving hyperbolic orbits // Astron. and Comput. 2021. V. 34. id. 100440.
- Baluev R.V., Beaugé C. Possible solution to the riddle of HD 82943 multi-planet system: the three-planet resonance 1 : 2 : 5? // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2014. V. 439. P. 673–689.
- Baluyev R.V., Kholoshevnikov K.V. Distance between two arbitrary unperturbed orbits // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2005. V. 91. № 3–4. P. 287–300.
- Baluev R.V., Mikryukov D.V. Fast error-controlling MOID computation for confocal elliptic orbits // Astron. and Comput. 2019. V. 27. P. 11–22.
- Baluev R.V., Shaidulin V.S. Fine-resolution wavelet analysis of exoplanetary distributions: hints of an overshooting iceline accumulation // Astrophys. and Space Sci. 2018. V. 363. id. 192.
- Banaszkiewicz M., Krivov A.V. Hyperion as a Dust Source in the Saturnian System // Dynamics and Astrometry of Natural and Artificial Celestial Bodies / Eds Wytrzyszczak I., Lieske J.H., Feldman R.A. Dordrecht: Kluwer, 1997a. P. 171–176.
- Banaszkiewicz M., Krivov A.V. Hyperion as a dust source in the Saturnian system // Icarus. 1997b. V. 129. P. 289–303.
- Chesley S.R. Potential impact detection for Near-Earth asteroids: the case of 99942 Apophis (2004 MN4) // Asteroids, Comets, Meteors. Proc. IAU Symp. № 229. 2005. Cambridge Univ. Press, 2006. P. 215–228.
- Chesley S.R. Asteroid impact hazard assessment over long time intervals // American Astronomical Society, AAS Meeting No. 219. 2011. Id.122.02.
- Demidova T.V., Shevchenko I.I. Spiral patterns in planetesimal circumbinary disks // Astrophys. J. 2015. V. 805. id. 38.
- Demidova T.V., Shevchenko I.I. Three-lane and multi-lane signatures of planets in planetesimal disks // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2016. V. 463. P. L22–L26.
- Denk T., Mottola S. Studies of irregular satellites: I. Light-curves and rotation periods of 25 Saturnian moons from Cassini observations // Icarus. 2019. V. 322. P. 80–102.
- Dikarev V.V. Dynamics of particles in Saturn's E ring: effects of charge variations and the plasma drag force // Astron. and Astrophys. 1999. V. 346. P. 1011–1019.
- Dikarev V.V., Krivov A.V., Grün E. Two stages of dust delivery from satellites to planetary rings // Planet. and Space Sci. 2006. V. 54. P. 1014–1023.
- Hamilton D.P., Krivov A.V. Circumplanetary dust dynamics: effects of solar gravity, radiation pressure, planetary oblateness, and electromagnetism // Icarus. 1996. V. 123. P. 503–523.
- Hamilton D.P., Krivov A.V. Dynamics of distant moons of asteroids // Icarus. 1997. V. 128. P. 241–249.
- Israelian G., Santos N.C., Mayor M., Rebolo R. Evidence for planet engulfment by the star HD 82943 // Nature. 2001. V. 411. P. 163–166.
- Kholoshevnikov K.V., Krivov A.V., Sokolov L.L., Titov V.B. The dust torus around Phobos orbit // Icarus. 1993. V. 105. P. 351–362.
- Kholoshevnikov K.V., Vassiliev N.N. On linking coefficient of two Keplerian orbits // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 1999a. V. 75. № 1. P. 67–74.
- Kholoshevnikov K.V., Vassiliev N.N. On the distance function between two Keplerian elliptic orbits // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 1999b. V. 75. № 2. P. 75–83.
- Kouprianov V.V., Shevchenko I.I. Rotational dynamics of planetary satellites: A survey of regular and chaotic behavior // Icarus. 2005. V. 176. P. 224–234.
- Krivov A.V. On the dust belts of Mars // Astron. and Astrophys. 1994. V. 291. P. 657–663.
- Krivov A.V., Banaszkiewicz M. Unusual origin, evolution and fate of icy ejecta from Hyperion // Planet. and Space Sci. 2001a. V. 49. P. 1265–1279.
- Krivov A.V., Banaszkiewicz M. Dust influx to Titan from Hyperion // Collisional Processes in the Solar System / Eds Marov M.Ya., Rickman H. Astrophysics and Space Science Library. Dordrecht: Kluwer, 2001b. V. 261. P. 265–276.
- Krivov A.V., Hamilton D.P. Martian dust belts: waiting for discovery // Icarus. 1997. V. 128. P. 335–353.
- Krivov A.V., Jurewicz A. The ethereal dust envelopes of the Martian moons // Planet. and Space Sci. 1998. V. 47. P. 45–56.
- Krivov A.V., Getino J. Orbital evolution of high-altitude balloon satellites // Astron. and Astrophys. 1997. V. 318. P. 308–314.

- Krivov A.V., Feofilov A.G., Dikarev V.V.* Search for the putative dust belts of Mars: The late 2007 opportunity // *Planet. and Space Sci.* 2006. V. 54. № 9–10. P. 871–878.
- Krivov A.V., Krüger H., Grün E., Thiessenhusen K.-U., Hamilton D.P.* A tenuous dust ring of Jupiter formed by escaping ejecta from the Galilean satellites // *J. Geophys. Res.* 2002a. V. 107. № E1. <https://doi.org/10.1029/2000JE001434>
- Krivov A.V., Sokolov L.L., Dikarev V.V.* Dynamics of Mars-orbiting dust: Effects of light pressure and planetary oblateness // *Celest. Mech. Dynam. and Astron.* 1996. V. 63. № 3–4. P. 313–339.
- Krivov A.V., Sokolov L.L., Getino J.* Orbital instability zones of balloon satellites // *Dynamics and Astrometry of Natural and Artificial Celestial Bodies* / Eds Wytrzyszczak I., Lieske J.H., Feldman R.A. Dordrecht: Kluwer, 1997. P. 361–366.
- Krivov A.V., Sremčević M., Spahn F., Dikarev V.V., Kholshcheynikov K.V.* Impact-generated dust clouds around planetary satellites: spherically symmetric case // *Planet. and Space Sci.* 2003. V. 51. № 3. P. 251–269.
- Krivov A.V., Wardinski I., Spahn F., Krüger H., Grün E.* Dust on the outskirts of the Jovian system // *Icarus.* 2002b. V. 157. P. 436–455.
- Krüger H., Krivov A.V., Hamilton D.P., Grün E.* Detection of an impact-generated dust cloud around Ganymede // *Nature.* 1999. V. 399. P. 558–560.
- Krüger H., Krivov A.V., Grün E.* A dust cloud around Ganymede maintained by hypervelocity impacts of interplanetary micrometeoroids // *Planet. and Space Sci.* 2000. V. 48. P. 1457–1471.
- Krüger H., Krivov A.V., Sremčević M., Grün E.* Impact-generated dust clouds surrounding the Galilean moons // *Icarus.* 2003. V. 164. P. 170–187.
- MacDonald G.J.F.* Tidal friction // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1964. V. 2. P. 467–541.
- Makuch M., Brilliantov N.V., Sremčević M., Spahn F., Krivov A.V.* Stochastic circumplanetary dynamics of rotating non-spherical dust particles // *Planet. and Space Sci.* 2006. V. 54. P. 855–870.
- Makuch M., Krivov A.V., Spahn F.* Long-term dynamical evolution of dusty ejecta from Deimos // *Planet. and Space Sci.* 2005. V. 53. P. 357–369.
- Mardling R.* Resonance, chaos and stability: The three-body problem in astrophysics // *Lect. Notes Phys.* 2008. V. 760. P. 59–96.
- Mikryukov D.V., Baluev R.V.* A lower bound of the distance between two elliptic orbits // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2019. V. 131. № 6. id. 28.
- Melnikov A.V.* Modelling of lightcurves of minor planetary satellites // *Тр. ИПА РАН.* 2002. Вып. 8. С. 131–132.
- Melnikov A.V., Shevchenko I.I.* On the rotational dynamics of Prometheus and Pandora // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2008. V. 101. № 1–2. P. 31–47.
- Melnikov A.V., Shevchenko I.I.* The rotation states predominant among the planetary satellites // *Icarus.* 2010. V. 209. P. 786–794.
- Orlov S.A., Kholshcheynikov K.V.* Dust torus formed by particles ejected from a celestial body at an arbitrary point of its elliptic orbit // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2013. V. 116. P. 35–52.
- Petrov N., Sokolov L., Polyakhova E., Oskina K.* Predictions of asteroid hazard to the Earth for the 21st century // *AIP Conf. Proc.* 2018. V. 1959. id. 040012.
- Popova E.A., Shevchenko I.I.* Kepler-16b: safe in a resonance cell // *Astrophys. J.* 2013. V. 769. P. 152–158.
- Shevchenko I.I.* The separatrix algorithmic map: Application to the spin-orbit motion // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1999. V. 73. P. 259–268.
- Shevchenko I.I.* Adiabatic chaos in the Prometheus–Pandora system // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2008. V. 384. № 3. P. 1211–1220.
- Shevchenko I.I.* Chaotic zones around gravitating binaries // *Astrophys. J.* 2015. V. 799. Id. 8.
- Shevchenko I.I.* Lyapunov and clearing timescales in planetary chaotic zones // *Astron. J.* 2020a. V. 160. Id. 212.
- Shevchenko I.I.* Dynamical Chaos in Planetary Systems. Springer Nature, 2020b. 401 p.
- Soter S.* Report of Center for Radiophysics and Space Research No 462. 1971. Ithaca, NY: Cornell Univ.
- Srama R., Ahrens T.J., Altobelli N., Auer S., Bradley J.G., Burton M., Dikarev V.V., Economou T., Fechtig H., Görlich M., and 34 co-authors.* The Cassini Cosmic Dust Analyzer // *Space Sci. Rev.* 2004. V. 114. № 1–4. P. 465–518.
- Spahn F., Albers N., Hörning M., Kempf S., Krivov A.V., Makuch M., Schmidt J., Seis M., Sremčević M.* E ring dust sources: Implications from Cassini’s dust measurements // *Planet. and Space Sci.* 2006a. V. 54. № 9–10. P. 1024–1032.
- Spahn F., Krivov A.V., Sremčević M., Schwarz U., Kurths J.* Stochastic forces in circumplanetary dust dynamics // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108 (E4). <https://doi.org/10.1029/2002JE001925>
- Spahn F., Schmidt J., Albers N., Hörning M., Makuch M., Seis M., Kempf S., Srama R., Dikarev V., Helfert S., Moragas-Klostermeyer G., Krivov A.V., Sremčević M., Tuzzolino A.J., Economou Th., Grün E.* Cassini dust measurements at Enceladus and implications for the origin of the E ring // *Science.* 2006b. V. 311. P. 1416–1418.
- Sremčević M., Krivov A.V., Spahn F.* Impact-generated dust clouds around planetary satellites: asymmetry effects // *Planet. and Space Sci.* 2003. V. 51. P. 455–471.
- Sremčević M., Krivov A.V., Spahn F.* Impact-generated dust clouds around planetary satellites: model versus Galileo data // *Planet. and Space Sci.* 2005. V. 53. P. 625–641.
- Thiessenhusen K.-U., Krivov A.V., Krüger H., Grün E.* A dust cloud around Pluto and Charon // *Planet. and Space Sci.* 2002. V. 50. P. 79–87.
- Wright J.T., Veras D., Ford E.B., Johnson J.A., Marcy G.W., Howard A.W., Isaacson H., Fischer D.A., Spronck J., Anderson J., Valenti J.* The California planet survey. III. A possible 2 : 1 resonance in the exoplanetary triple system HD 37124 // *Astrophys. J.* 2011. V. 730. id. 93.