

ISSN 0320-930X

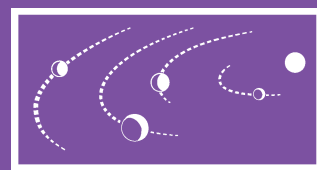
Том 57, Номер 3

Май - Июнь 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Исследования Солнечной системы



www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 57, Номер 3, 2023

Оценка нейтронной компоненты радиационного фона в кратере Гейл на Марсе <i>И. Г. Митрофанов, М. Л. Литвак, А. Б. Санин, Й. В. Семкова, Ц. П. Дачев</i>	199
Свечение молекулярного кислорода O_2 ($a^1\Delta_g$) в полосе 1.27 мкм и динамика верхней мезосферы на ночной стороне Венеры <i>А. В. Шакун, Л. В. Засова, Д. А. Горинов, И. В. Хатунцев, Н. И. Игнатьев, М. В. Пацаева, А. В. Тюрин</i>	209
О кинетических особенностях седиментации пылевых частиц в атмосфере Марса <i>А. Ю. Дубинский, Ю. С. Резниченко, С. И. Попель</i>	225
Поиск жизни на Венере: история проблемы и основные концепции <i>О. Р. Коцюрбенко</i>	232
Устойчивые орбиты в зоне питания планеты Проксима Центавра c <i>С. И. Ипатов</i>	248
Джинсовская неустойчивость астрофизической самогравитирующей среды при наличии высокого радиационного давления и диффузионного переноса излучения <i>А. В. Колесниченко</i>	262
Падение на Землю фрагментов разрушенного астероида <i>В. В. Светцов</i>	275
Новый спектрометр Ultiman для исследования космической плазмы <i>О. Л. Вайсберг, С. Д. Шувалов</i>	284

УДК 520.6

ОЦЕНКА НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ РАДИАЦИОННОГО ФОНА В КРАТЕРЕ ГЕЙЛ НА МАРСЕ

© 2023 г. И. Г. Митрофанов^а, М. Л. Литвак^{а, *}, А. Б. Санин^а, Й. В. Семкова^б, Ц. П. Дачев^б

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^бИнститут космических исследований и технологий Болгарской академии наук, София, Болгария

*E-mail: litvak@mx.iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 05.12.2022 г.

Принята к публикации 18.12.2022 г.

В статье представлены результаты анализа нейтронной компоненты радиационного фона на Марсе в кратере Гейл, где проводит свои исследования марсоход NASA Curiosity. Численные оценки показали, что при максимуме потока галактических космических лучей мощность эффективной дозы по нейтронам меняется вдоль трассы движения марсохода на 20% в диапазоне 92–108 мкЗв/день. Основным фактором такого изменения является переменное содержание подповерхностной воды, которое варьируется от 0.5 до 5% по массовой доле вдоль трассы марсохода. Полученные оценки сопоставимы с измерениями радиационного дозиметра RAD. Сравнение с дозами от заряженных частиц показывает, что вклад нейтронной компоненты на поверхности Марса в суммарную дозу без использования средств радиационной защиты составляет 10%, что необходимо учитывать при планировании пилотируемых миссий к Марсу.

Ключевые слова: Марс, кратер Гейл, Curiosity, DAN, нейтроны, радиационный фон

DOI: 10.31857/S0320930X23030076, **EDN:** IHUFIW

ВВЕДЕНИЕ

Марс является источником нейтронного излучения, которое возникает в приповерхностном слое планеты под воздействием галактических космических лучей (ГКЛ). Заряженные частицы ГКЛ высоких энергий взаимодействуют с ядрами вещества Марса и раскалывают их с образованием более легких ядер и свободных нейтронов с энергиями до нескольких десятков ГэВ (см. Drake и др., 1988; Masarik, Reedy, 1996). Толщина слоя взаимодействия составляет около 1–2 м. Длина свободного пробега нейтронов в этом слое гораздо меньше этой толщины, поэтому нейтроны испытывают многократные столкновения с ядрами породообразующих элементов до того, как они вылетят из-под поверхности или уйдут в более глубокие слои грунта с последующим распадом. При столкновениях с ядрами основных породообразующих элементов с массами M , которые значительно превышают массу m нейтрона или протона, потери энергии нейтрона составляют величину порядка m/M . В многократных столкновениях нейтроны замедляются до надтепловых или даже до тепловых энергий, поэтому энергетический спектр нейтронного излучения Марса покрывает широкий диапазон от начальных значе-

ний до тепловых энергий (см. Drake и др., 1988; Masarik, Reedy, 1996).

Основным фактором, который влияет на спектр нейтронного излучения Марса, является массовая доля водорода в веществе. Ядра этого элемента, протоны, имеют равную массу с нейтронами, поэтому при столкновениях с ними нейтроны могут потерять значительную долю своей энергии. Водород в веществе марсианской поверхности главным образом связан в молекулах воды, поэтому величина спектральной плотности потока нейтронного излучения поверхности Марса напрямую зависит от массовой доли воды в верхнем слое марсианского грунта. Следует отметить, что кроме эффективности термализации, поток нейтронов также зависит от коэффициента их поглощения в веществе. Вклад в поглощение вносят ядра водорода, хлора, железа и других элементов с большими сечениями поглощения, таких, как, например, гадолиний.

Зависимость марсианского нейтронного излучения от присутствия ядер водорода позволяет определять содержание воды в марсианском грунте на основе анализа данных измерений нейтронного потока приборами на орбите вокруг планеты (метод *пассивного орбитального зондирования*). При этом необходимо знать concentra-

цию элементов с большими сечениями поглощения нейтронов. Эти данные могут быть получены на основе сопутствующих орбитальных измерений гамма-излучения в характеристических спектральных линиях этих элементов (см., например, Boynton и др., 2007; Keller и др., 2006) или по данным измерений состава вещества приборами на поверхности, например прибором APXS (Gellert и др., 2015).

На основе измерений собственного нейтронного излучения Марса с орбиты может быть построена карта распространенности воды в поверхностном слое планеты. Такие измерения впервые были выполнены приборами HEND и MONS на борту марсианского спутника NASA Mars Odyssey (Boynton и др., 2002; Feldman и др., 2002; Mitrofanov и др., 2002; Митрофанов и др., 2003; 2004). Было обнаружено, что верхний слой поверхности Марса содержит довольно много воды, а ее распределение вдоль поверхности демонстрирует сильную региональную переменность. Так, минимальные значения массовой доли воды наблюдаются в “сухой” области Плато Солнца (около 3% массовой доли в среднем по области, Boynton и др., 2007). На умеренных широтах <60° с.ш./ю.ш. максимальная концентрация воды порядка 10% была обнаружена в области Арабии (Митрофанов и др., 2004; Boynton и др., 2007; Maurice и др., 2011). Оказалось, что на высоких широтах как на севере, так и на юге, поверхностный слой Марса является “вечной мерзлотой” с высоким содержанием воды порядка нескольких десятков процентов по массе (Boynton и др., 2002; Feldman и др., 2002; Mitrofanov и др., 2002) в форме водяного льда (Mellon и др., 2009).

Нейтронные измерения на поверхности также позволяют оценить массовую долю воды в точке расположения посадочного аппарата. Аналогично орбитальным измерениям, в этом случае также необходимо знать массовые доли элементов с большими сечениями нейтронного поглощения. Следует отметить, что в случае измерений на поверхности, дополнительно к измерениям собственного нейтронного излучения под воздействием ГКЛ (*метод пассивного нейтронного зондирования*), для оценки массовой доли воды целесообразно применить активный *метод нейтронного каротажа*. В этом случае в состав нейтронного детектора должен входить нейтронный генератор, который облучает поверхность импульсами нейтронов высоких энергий. Регистрация временного профиля после импульсного нейтронного излучения позволяет не только определить массовую долю воды в грунте, но также независимо оценить количество элементов с большими сечениями поглощения нейтронов. Кроме этого, анализ временного профиля после импульсного нейтронного излучения позволяет определить степень неоднородности концентрации воды по глубине.

Впервые космический прибор DAN для нейтронного каротажа вещества Марса был установлен на борту марсохода NASA Curiosity (Litvak и др., 2008; Mitrofanov и др., 2012). Для изучения переменности массовой доли воды вдоль трассы движения марсохода в эксперименте с прибором DAN применяются как активный, так и пассивный методы нейтронного зондирования. За 10 лет наблюдений были получены данные о массовой доле воды и элементов с большими сечениями поглощения нейтронов в более чем 700 локальных районах остановок марсохода (Mitrofanov и др., 2014; Litvak и др., 2014; Mitrofanov и др., 2022). С учетом полученных оценок для концентрации поглощающих элементов, методом пассивного нейтронного зондирования были получены оценки массовой доли воды вдоль всей пройденной трассы марсохода протяженностью около 20 км (Nikiforov и др., 2020).

Таким образом, в настоящее время в распоряжении исследователей имеются данные о распространенности воды в грунте Марса, полученные на основе анализа орбитальных измерений собственного нейтронного излучения планеты, а также данные о массовой доле воды в грунте на дне кратера Гейл, полученные методами активного и пассивного нейтронного зондирования непосредственно на поверхности. Поэтому появилась возможность оценки величины нейтронной компоненты собственного радиационного фона Марса на поверхности и на орбитах с различными высотами и наклонениями.

ДОЗИМЕТРИЯ РАДИАЦИОННОГО ФОНА НА МАРСЕ

Проведено несколько космических экспериментов по измерению радиационной дозы на орбите и на поверхности Марса. С 2012 г. в кратере Гейл работает марсоход Curiosity, на борту которого установлен дозиметр RAD, способный измерять потоки заряженных частиц, гамма-квантов и нейтронов (Hassler и др., 2012). Первые измерения этим прибором на поверхности Марса в 2012–2013 гг. показали, что нейтронная компонента фона равна 30–60 мкЗв/день и составляет около 5–10% от фона заряженных частиц галактических космических лучей (ГКЛ), около ~700 мкЗв/день (Köhler и др., 2014; Guo и др., 2017; Hassler и др., 2014).

В 2018 г. на круговой орбите вокруг Марса начал свою работу орбитальный аппарат TGO (Trace Gas Orbiter) проекта ExoMars. Его комплекс научной аппаратуры включает российский коллимированный нейтронный детектор FREND, в состав которого, в свою очередь, входит детектор заряженных частиц ГКЛ Liulin-MO (см. Mitrofanov и др., 2018; Semkova и др., 2018). С помощью прибора Liulin-MO удалось измерить мощность эк-

вивалентной дозы заряженных частиц на орбите. За период май 2018 г. — декабрь 2019 г. она составила в среднем 1.60 ± 0.33 и 1.65 ± 0.34 мЗв/день для двух перпендикулярных направлений, вдоль осей X и Z космического аппарата TGO (см. Semkova и др., 2021).

Кроме экспериментальных исследований проводились численные оценки радиационной обстановки на орбите и поверхности Марса. Последние исследования в этой области позволили оценить профили мощности полной дозы и ее компоненты (заряженные частицы, нейтроны, гамма-излучение) на разной высоте над поверхностью и на разной глубине под поверхностью (Zhang и др., 2022). В численных расчетах использовалась так называемая “сухая” модель марсианского грунта, состоящая из 50% O, 40% Si, 10% Fe (Zhang и др., 2022; Semkova и др., 2022). Оценки были сделаны для нескольких толщин марсианской атмосферы, которые примерно соответствуют вершине горы Олимп, кратеру Гейл и бассейну Эллады). Установлено, что полная доза имеет локальный максимум под поверхностью на глубине 30–40 см, связанный с большим вкладом нейтронной компоненты (более 50% полной дозы). Кроме этого, было проведено численное моделирование эксперимента Liulin-MO на борту аппарата TGO, которое показало хорошее согласие в пределах 20% между численными оценками и экспериментальными данными (Semkova и др., 2022).

В данной статье представлены оценки нейтронной компоненты радиационного фона на дне кратера Гейл вдоль трассы марсохода Curiosity и на орбите с высотой 400 км над этим кратером.

МЕТОД ОЦЕНКИ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МАРСА НА ПОВЕРХНОСТИ И НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ

Как уже отмечалось, собственное нейтронное излучение Марса возникает в веществе планеты под воздействием заряженных частиц ГКЛ. Это приводит к рождению быстрых нейтронов, как в атмосфере, так и в верхнем слое поверхности. Спектральная плотность потока нейтронов на поверхности, в атмосфере и на орбите зависит от ядерных реакций взаимодействия нейтронов с ядрами. Это реакции упругого и неупругого рассеяния, поглощения и распада нейтронов. Вследствие реакций рассеяния нейтроны изменяют свою энергию и направление движения. Можно схематично представить поле марсианского нейтронного излучения как совокупность компонент частиц с различной собственной историей взаимодействия с приповерхностным слоем вещества и с веществом атмосферы до того момента, как частицы покинут окрестность планеты, выйдя за

пределы ее атмосферы, или уйдут в глубокие слои вещества без шансов вернуться из-за поглощения или распада.

Каждая компонента нейтронного излучения может характеризоваться определенным числом пересечений поверхности планеты от момента рождения до “завершения истории” (см. рис. 1). Так, частицы компоненты № 1 после рождения под поверхностью вылетают в космическое пространство без взаимодействия с атмосферой, или поглощаются в атмосфере, или распадаются. В эту компоненту также входят нейтроны, которые родились в атмосфере, прошли через поверхность и ушли в глубокие слои планеты.

Нейтроны компоненты № 2 могли родиться в веществе под поверхностью, отразиться в атмосфере и повторно пересечь поверхность с уходом в глубокие слои. Или нейтроны этой компоненты могли родиться в атмосфере, отразиться в верхнем слое поверхности и выйти за пределы атмосферы или поглотиться в ней. Описание этого ряда компонент можно соответственно продолжить, определив номер компоненты N как число пересечений нейтронами поверхности планеты.

Очевидно, что полный поток нейтронов в каждой точке под поверхностью, над поверхностью и на орбите равен сумме вкладов всех компонент. Его величина определяется произведением нейтронов под поверхностью, в атмосфере, а также “отражательной” способностью слоев вещества ниже и выше поверхности. Поэтому величина полного потока зависит как от состава вещества (массовая доля воды и поглотителей нейтронов), так и от толщины атмосферы.

Для района кратера Гейл было выполнено численное моделирование для оценки парциальных потоков нейтронов для всех компонент нейтронного излучения и для определения полного потока нейтронов на поверхности и на орбите с высотой 400 км. Использовался пакет Geant4 toolkit (version: geant4-10-07-patch-01). В расчеты закладывались не только состав марсианской поверхности, состав и толщина атмосферы, но и определенная спектральная плотность потока частиц ГКЛ.

Для моделирования были использованы оценки состава марсианского грунта в кратере Гейл, полученные на основе усреднения данных измерений прибора APXS в этом районе (Gellert и др., 2015). Состав элементов с большим сечением был задан на основе данных активных измерений прибора DAN (Mitrofanov и др., 2022). Массовая доля воды в грунте считалась равной оценке 2.8% в среднем для всей трассы марсохода, полученной на основе результатов измерений прибора DAN (Mitrofanov и др., 2022). Расчеты были выполнены для различных сезонов марсианского года с учетом изменения толщины марсианской атмосферы согласно климатической модели Mars Cli-

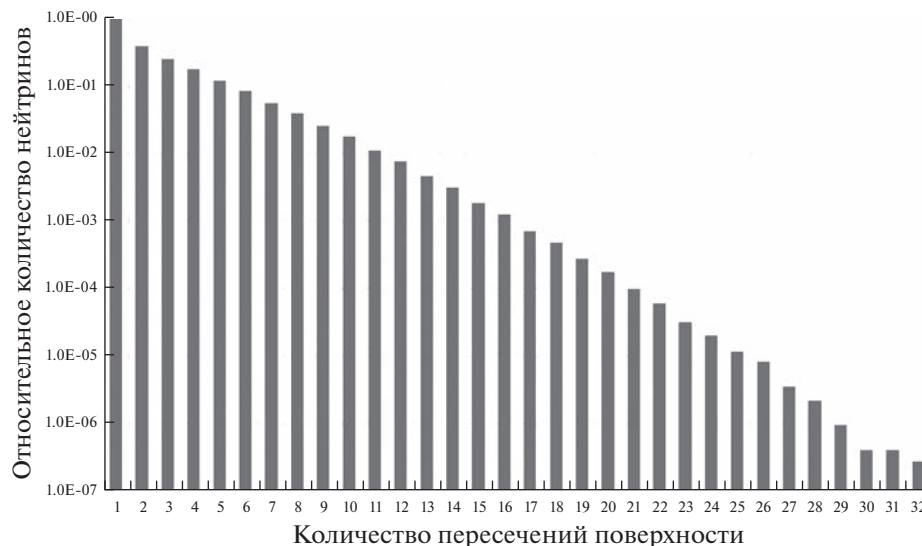


Рис. 1. Распределение нейтронов по количеству пересечений поверхности кратера Гейл (все столбцы нормированы на количество нейтронов первого пересечения поверхности, 7.2×10^6).

mate Database (MCD) (см. Forget и др., 1999; Milour и др., 2018). Спектральная плотность потока частиц ГКЛ была назначена в соответствии с минимумом солнечного цикла (то есть максимумом потока ГКЛ), что соответствует фазе солнечного цикла с параметром солнечной модуляции $\Phi = 398$ MB по модели ГКЛ (Usoskin и др., 2017).

На рис. 1 показано распределение количества нейтронов для компонент с разным числом пересечений поверхности кратера Гейл для толщины атмосферы, усредненной за марсианский год. По оси X отложено количество пересечений, а по оси Y — относительное количество нейтронов, испытавших такое количество пересечений.

Из расчетов следует, что долю около 99% в полную величину потока нейтронов на поверхности кратера Гейл вносят компоненты от № 1 до 12. При этом установлено, что полная величина нейтронного потока на орбите 400 км над кратером Гейл почти на порядок меньше, чем на поверхности. Это означает, что эффекты “отражения” нейтронов от поверхности и в марсианской атмосфере велики и их нужно учитывать.

ОЦЕНКИ НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ РАДИАЦИОННОЙ ДОЗЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КРАТЕРА ГЕЙЛ И НА ОРБИТЕ НАД ЭТИМ КРАТЕРОМ

Величина нейтронной компоненты радиационной дозы рассчитывается на основе свертки спектральной плотности потока нейтронного излучения с функцией, учитывающей поражающее воздействие на человеческий организм нейтронов с различными энергиями:

$$D = \int_{E_1}^{E_2} \frac{dN}{dE}(E) g(E) dE, \quad (1)$$

где $\frac{dN}{dE}(E)$ — спектральная плотность потока нейтронов, $g(E)$ — функция, описывающая зависимость поражающего воздействия от энергии (см. рис. 2), (E_1, E_2) — энергетический диапазон, в котором определяется доза. В качестве пределов интегрирования рассматривались диапазоны (0–15 МэВ) и (0–1000 МэВ). Первый диапазон соответствует спектральной чувствительности по энергиям нейтронных детекторов, работающих на орбите Марса HEND/Mars Odyssey и FRENД/TGO (Митрофанов и др., 2003; Mitrofanov и др., 2018), второй диапазон определяет полную нейтронную дозу. Функция $g(E)$ определяется на основе облучения стандартизированного антропоморфного фантома на борту МКС (Petoussi-Henss и др., 2010). На рис. 2 видно, что поражающая способность нейтронов высоких энергий на порядки превосходит поражающую способность нейтронов низких энергий.

В табл. 1 представлены результаты расчета мощности эффективной дозы нейтронов для различных областей вдоль трассы марсохода Curiosity внутри кратера Гейл. Были выбраны районы с минимальным (0.5%) и максимальным (5%) содержанием воды, полученные по данным измерений российского прибора DAN (Mitrofanov и др., 2022). Кроме этого, представлена оценка мощности эффективной дозы нейтронов в среднем для всей трассы марсохода (средняя величина массовой доли воды 2.8%) и на орбите над кратером

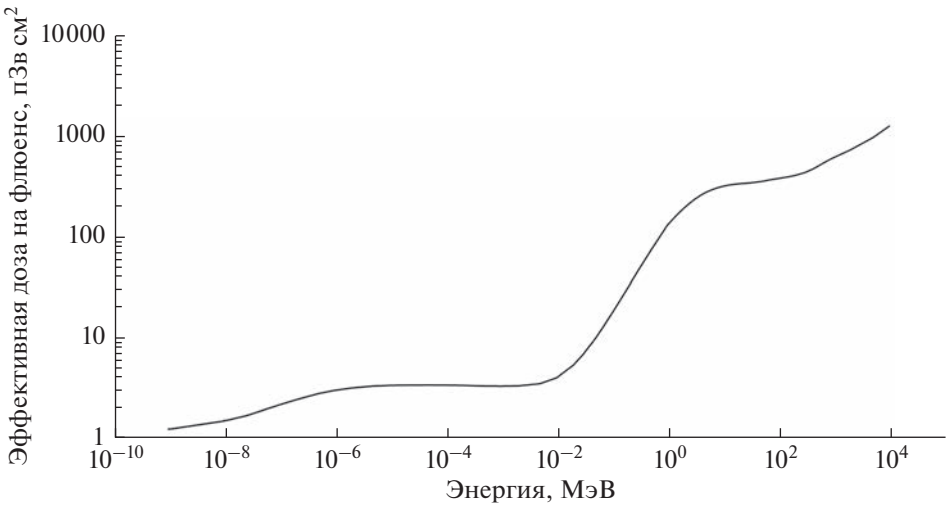


Рис. 2. Эффективная доза на единичный нейтронный флюенс для изотропного облучения в соответствии с (Petoussi-Henss и др., 2010).

Гейл. Расчеты сделаны для среднегодовой толщины атмосферы над кратером Гейл. Дополнительный учет сезонной переменности толщины атмосферы показывает, что приведенные в табл. 1 оценки могут испытывать сезонные изменения в пределах 1%.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ожидаемое распределение значений дозы для различных участков вдоль трассы, пройденной марсоходом Curiosity в кратере Гейл, представлено на рис. 3 для среднегодовой средней толщины атмосферы в кратере Гейл и условий максималь-

ного потока ГКЛ. Среднее значение дозы вдоль трассы составляет 51.8 мкЗв/день для диапазона энергий (0–15 МэВ) и 98.2 мкЗв/день для диапазона энергий (0–1000 МэВ) (см. табл. 1), дисперсии распределений соответственно равны 2.4 и 2.6 мкЗв/день. Таким образом, переменное содержание воды вносит существенный вклад в изменение мощности эффективной дозы по нейтронам. Переход от сухих районов к наиболее влажным приводит к изменению мощности нейтронной дозы в пределах 20% (табл. 1).

Представленные оценки нейтронной дозы следует сравнить с аналогичными значениями, полученными по данным измерений прибора RAD в календарный период с 15 ноября 2015 г. по

Таблица 1. Оценки величины эффективной дозы нейтронной компоненты радиационного фона для района кратера Гейл

Область пространства, для которого получена оценка	Величина среднегодовой мощности эффективной дозы нейтронов для периода солнечной активности, соответствующего максимальному потоку ГКЛ* в диапазонах энергий (0–15) и (0–1000) МэВ (величина приведена в скобках), мкЗв/день
Поверхность кратера Гейл вдоль трассы движения марсохода, средняя величина массовой доли воды 2.8% (Сол № 11 – 3592, пройдено 28.9 км)	51.8 (98.2)
Область, для которой получена минимальная оценка массовой доли воды 0.5% (Сол № 950, пройдено 10.0 км)	61.6 (108.3)
Область, для которой получена максимальная оценка массовой доли воды 5% (Сол № 2956, пройдено 23.8 км)	46.1 (92.3)
Орбита над окрестностью кратера Гейл с высотой 400 км	12.6 (24.6)

* $\Phi = 398 \text{ МВ}$, Usoskin и др., 2017.

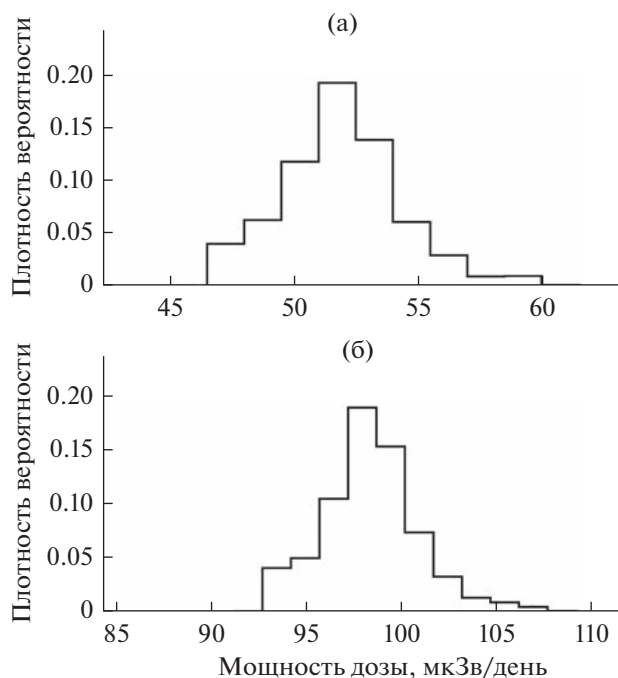


Рис. 3. (а) Распределение мощности эффективной нейтронной дозы в диапазоне энергий (0–15 МэВ) в кратере Гейл для различного содержания воды, измеренного прибором DAN вдоль трассы движения марсохода Curiosity. (б) Распределение мощности эффективной нейтронной дозы в диапазоне энергий (0–1000 МэВ) в кратере Гейл для различного содержания воды, измеренного прибором DAN вдоль трассы движения марсохода Curiosity.

15 января 2016 г. (см. Guo и др., 2017). Для такого сопоставления мы учли функцию распределения значений среднего содержания воды на участке, который преодолел марсоход за период с 15 ноября 2015 г. по 15 января 2016 г. (среднее значение 2.6% с дисперсией 0.7%) и среднюю толщину ат-

мосферы над кратером Гейл за этот же период (примерно 213 кг/м²).

Для сравнения численных оценок с наблюдениями также необходимо учесть спектральную плотность потока ГКЛ в указанный календарный период. Для этого были выполнены численные расчеты, позволяющие определить коэффициент переменной мощности эффективной нейтронной дозы в кратере Гейл в зависимости от параметра солнечной модуляции Φ (см. рис. 4).

Usoskin и др. (2017) опубликовали таблицу изменений параметра солнечной модуляции, начиная с 1 января 1951 г. по 1 января 2017 г. Для периода с 15 ноября 2015 г. по 15 января 2016 г. средний параметр солнечной модуляции составляет ~600 МВ. Таким образом, используя значения коэффициента переменной (см. рис. 4), можно переоценить мощность эффективной дозы по нейтронам в кратере Гейл для периода работы прибора RAD. Эта величина составляет около 0.78 относительно значений, представленных в табл. 1 для периода солнечного минимума, когда параметр солнечной модуляции равнялся 400 и поток ГКЛ имел максимум.

Применяя все вышеуказанные коррекции, мы оценили мощность эффективной дозы нейтронов согласно выражению (1) в энергетическом диапазоне (7–740 МэВ). Этот диапазон соответствует измерениям прибора RAD. Сопоставление полученной оценки и измерений RAD представлено в табл. 2.

Сравнение показало, что измеренная величина нейтронной компоненты радиационной дозы и численные оценки сопоставимы друг с другом (численная оценка примерно в 1.5 раза больше, чем измерения прибора RAD).

С учетом оценок, представленных в табл. 1, можно сказать, что в среднем вклад нейтронов на поверх-

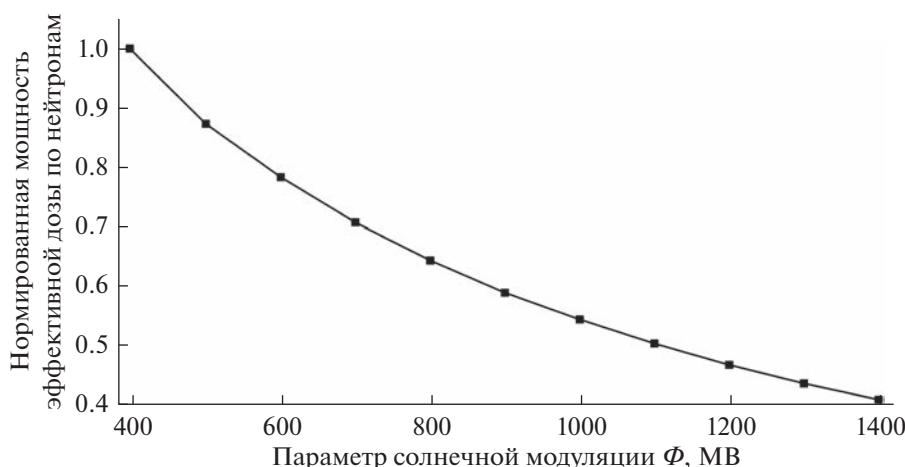


Рис. 4. Коэффициент переменной мощности эффективной дозы по нейтронам от параметра солнечной модуляции (в соответствии с моделью ГКЛ (Usoskin и др., 2017)).

Таблица 2. Сравнение с результатами измерений прибора RAD

Измерения RAD на поверхности кратера Гейл за период 15 ноября 2015 г.—15 января 2016 г. в диапазоне энергий 7–740 МэВ*	Численная оценка, полученная за период 15 ноября 2015 г.—15 января 2016 г. в диапазоне энергий 7–740 МэВ**
25.3 ± 3.3 мкЗв/день	39.1 ± 0.5 мкЗв/день

* Guo и др., 2017. ** Учитывает поток ГКЛ за период 15 ноября 2015 г.—15 января 2016 г., среднюю толщину атмосферы над кратером Гейл и среднее содержание воды, измеренное прибором DAN за этот же период.

ности кратера Гейл в полную дозу (~900 мкЗв/день для максимума ГКЛ (Guo и др., 2021)) составляет около 10%, а на орбите — около 2–3%. Текущие концепции пилотируемых экспедиций к Марсу отводят 500 дней на этап перелета туда и обратно и 500 дней пребывания на поверхности (так называемый Hohmann transfer). За все путешествие суммарная накопленная доза может составить около 1 Зв, что является предельно допустимой величиной даже для космонавтов (как по российским стандартам, так и по стандартам NASA (см. ГОСТ 25645.215-85; Cucinotta и др. 2021)). Примерно от четверти до трети от суммарной дозы космонавт получит, пребывая на поверхности Марса (на открытой поверхности без какой-либо защиты (см. Zeitlin и др., 2013; Hassler и др., 2014; Guo и др., 2021)). Надо понимать, что вклад нейтронной компоненты на поверхности Марса становится ощутимым. Его учет приводит к тому, что допустимое время пребывания на поверхности может сократиться на два месяца (исходя из полного запланированного периода пребывания в 500 дней).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты для оценок нейтронной компоненты радиационной дозы в кратере Гейл для различных участков поверхности с разным содержанием воды показали, что учет нейтронной компоненты радиационного фона необходим для планирования пилотируемых экспедиций к Марсу. Можно заключить следующее.

1. Мощность эффективной нейтронной дозы на открытой поверхности Марса на дне кратера Гейл (без всякой защиты) в диапазоне энергий до 1000 МэВ составляет около 100 мкЗв/день. Оценки сделаны для максимума потока ГКЛ и для толщины атмосферы, усредненной за марсианский год. Эта величина составляет около 10% от полной дозы, учитывающей вклад заряженных частиц. Это означает, что учет нейтронной компоненты на 10% сокращает допустимый срок пребывания космонавтов на открытой поверхности. Для стандартного сценария (500 дней на поверхности Марса) это сокращение составит около 2 месяцев.

2. Мощность эффективной нейтронной дозы в кратере Гейл может меняться сезонно за счет се-

зонной переменности атмосферы. Эта переменность небольшая и может составить около 1%.

3. Поток ГКЛ модулируется солнечной активностью с периодом в 11 лет. Поэтому в ходе солнечного цикла варьируются и потоки вторичных частиц, произведенных в атмосфере и веществе грунта Марса заряженными частицами ГКЛ. Основываясь на численных расчетах и длительном мониторинге нейтронного потока на орбите Марса (прибор HEND/Mars Odyssey), можно сказать, что переменность потока достигает около 2 раз между солнечным минимумом и максимумом. Такая же переменность наблюдается и в величине нейтронной дозы.

4. Марс имеет тонкую атмосферу (на два порядка тоньше, чем на Земле), но ее толщины достаточно, чтобы производить нейтроны и эффективно отражать нейтроны, родившиеся в верхних слоях грунта и вышедшие на поверхность. За счет многократных отражений увеличивается поток нейтронов через поверхность и соответственно возрастает величина нейтронной дозы. Так, если доза на дне кратера Гейл составляет около 100 мкЗв/день, то доза на орбите (без учета вклада дозы от космического аппарата, которая должна учитываться отдельно) над кратером Гейл — всего 25 мкЗв/день (см. табл. 1).

5. Основной вклад в эффективную дозу по нейтронам вносят нейтроны очень больших энергий за счет своей высокой поражающей способности. Тем не менее вклад нейтронов в диапазоне ниже 10–15 МэВ значителен (более 50%). В этом диапазоне поток нейтронов сильно зависит от содержания воды в грунте Марса. Поэтому мощность эффективной дозы по нейтронам существенно меняется при переходе от мест с низким содержанием воды к более влажным. Даже в таком относительно сухом районе, как кратер Гейл, наблюдения прибора DAN на борту марсохода Curiosity обнаружили, что содержание воды меняется в широком интервале от 0.5 до 5%. Соответствующие численные оценки показали, что мощность эффективной дозы по нейтронам в этом случае меняется в пределах 92–108 мкЗв/день, то есть приблизительно на 20%.

6. Была проведена верификация численных оценок. Сравнение с измерениями нейтронной компоненты дозы, выполненными дозиметром

RAD в составе марсохода Curiosity, показало, что численные расчеты дают сопоставимые величины мощности дозы (1.2–1.5 раза выше, чем измерения, см. табл. 2).

В заключение можно сказать, что на примере кратера Гейл очевидно, что пребывание космонавтов на поверхности Марса без специальной защиты от радиации несет в себе значительный риск для их здоровья. Учет нейтронной компоненты радиационного фона только усугубляет эту ситуацию. Поэтому для проектирования будущих обитаемых форпостов на Марсе требуется использование элементов радиационной защиты или естественных укрытий (лавовые пещеры), расположенных в районах с высоким содержанием воды. Последнее условие не только дает возможность доступа к такому важному ресурсу как вода, но и понижает поток быстрых нейтронов, а с ним и нейтронную компоненту радиационной дозы.

Численные расчеты нейтронной компоненты радиационной дозы выполнены в рамках работы, которая была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), совместный российско-болгарский проект, грант № 19-52-18009. В части обработки данных, полученных с DAN (оценка содержания воды вдоль трассы марсохода Curiosity), работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, грант АААА-А18-118012290370-6.

В статье также используются общедоступные данные измерений болгарских дозиметров типа Liulin (см. <http://esa-pro.space.bas.bg/database>), подготовленные при поддержке ESA, контракт № 4000117692/16/NL/NDe (финансируется Правительством Болгарии в рамках контракта ESA по программе PECS). Обработка и анализ этих данных также поддержаны Соглашением между РАН и БАН “Фундаментальные космические исследования” и Болгарским научным фондом (грант КП-06-Россия 24, проект № 129, двусторонний проект Болгария-Россия 2018–2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ГОСТ 25645.215-85 Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в полете. Нормы безопасности при продолжительности полета до трех лет. М.: Гос. комитет СССР по стандартам, 1985. 7 с.
- Митрофанов И.Г., Литвак М.Л., Козырев А.С., Санин А.Б., Третьяков В.И., Бойнтон У.В., Шинохара К., Хамара Д., Саундерс С., Дрейк Д. Поиск воды в грунте марса по данным глобального картографирования потока нейтронов российским прибором ХЕНД на борту американского аппарата 2001 Mars Odyssey // Астрон. вестн. 2003. Т. 37. № 5. С. 400–412. (Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Kozыrev A.S., Sanin A.B., Tretyakov V.I., Boynton W.V., Shinohara C., Hamara D., Saunders S., Drake D.M. Search for water in Martian soil using global neutron mapping by the Russian HEND instrument onboard the US 2001 Mars Odyssey spacecraft // Sol. Syst. Res. 2003. V. 37. № 5. P. 366–377.) <https://doi.org/10.1023/A:1026018811877>
- Митрофанов И.Г., Литвак М.Л., Козырев А.С., Санин А.Б., Третьяков В.И., Гриньков В.Ю., Бойнтон У.В., Шинохара К., Хамара Д., Саундерс Р.С. Оценка содержания воды в грунте Марса по данным нейтронных измерений прибора ХЕНД на борту космического аппарата 2001 Mars Odyssey // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 4. С. 291–303. (Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Kozыrev A.S., Sanin A.B., Tretyakov V.I., Grin'kov V.Yu., Boynton W.V., Shinohara C., Hamara D., Saunders R.S. Soil water content on Mars as estimated from neutron measurements by the HEND instrument onboard the 2001 Mars Odyssey spacecraft // Sol. Syst. Res. 2004. V. 38. № 4. P. 253–257.)
- Boynton W.V., Feldman W.C., Squyres S.W., Prettyman T.H., Brückner J., Evans L.G., Reedy R.C., Starr R., Arnold J.R., Drake D.M., Englert P.A.J., Metzger A.E., Mitrofanov I., Trombka J.I., d'Uston C., Wänke H., Gasnault O., Hamara D.K., Janes D.M., Marcialis R.L., Maurice S., Mikheeva I., Taylor G.J., Tokar R., Shinohara C. Distribution of hydrogen in the near surface of Mars: Evidence for subsurface ice deposits // Science. 2002. V. 297. Iss. 5578. P. 81–85. <https://doi.org/10.1126/science.1073722>
- Boynton W.V., Taylor G.J., Evans L.G., Reedy R.C., Starr R., Janes D.M., Kerry K.E., Drake D.M., Kim K.J., Williams R.M.S., Crombie M.K., Dohm J.M., Baker V., Metzger A.E., Karunatillake S., Keller J.M., Newsom H.E., Arnold J.R., Brückner J., Englert P.A.J., Gasnault O., Sprague A.L., Mitrofanov I., Squyres, S.W., Trombka J.I., d'Uston L., Wänke H., Hamara D.K. Concentration of H, Si, Cl, K, Fe, and Th in the low- and mid-latitude regions of Mars // J. Geophys. Res.: Planets. 2007. V. 112. Iss. E12. id. E12S99.
- Drake D., Feldman W.C., Jakosky B.M. Martian neutron leakage spectra // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. Iss. B6. P. 6353–6368. <https://doi.org/10.1029/JB093iB06p06353>
- Cucinotta F.A., Schimmerling W., Blakely E.A., Heid T.K. Proposed change to astronaut exposures limits is a giant leap backwards for radiation protection // Life Sciences in Space Research. 2021. V. 31. P. 59–70. <https://doi.org/10.1016/j.lssr.2021.07.005>
- Feldman W.C., Boynton W.V., Tokar R.L., Prettyman T.H., Gasnault O., Squyres S.W., Elphic R.C., Lawrence D.J., Lawson S.L., Maurice S., McKinney G.W., Moore K.R., Reedy R.C. Global distribution of neutrons from Mars: Results from Mars Odyssey // Science. 2002. V. 297. P. 75–78. <https://doi.org/10.1126/science.1073541>
- Forget F., Hourdin F., Fournier R., Hourdin Ch., Talagrand O., Collins M., Lewis S.R., Read P.L., Huot J.-P. Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km // J. Geophys. Res.: Planets. 1999. V. 104. Iss. E10. P. 24155–24176. <https://doi.org/10.1029/1999JE001025>
- Gellert R., Clark III B.C. MSL and MER Science Teams. In situ compositional measurements of rocks and soils with the alpha particle X-ray spectrometer on NASA's Mars rovers // Elements. 2015. V. 11. P. 39–44. <https://doi.org/10.2113/gselements.11.1.39>

- Guo J., Zeitlin C., Wimmer-Scheingruber R.F., Hassler D.M., Köhler J., Ehresmann B., Böttcher S., Böhm E., Brinea D.E. Measurements of the neutral particle spectra on Mars by MSL/RAD from 2015-11-15 to 2016-01-15 // *Life Sciences in Space Research*. 2017. V. 14. P. 12–17. <https://doi.org/10.1016/j.lssr.2017.06.001>
- Guo J., Zeitlin C., Wimmer-Scheingruber R.F., Hassler D.M., Ehresmann B., Rafkin S., Wang Y. Radiation environment for future human exploration on the surface of Mars: The current understanding based on MSL/RAD dose measurements // *Astron. and Astrophys. Rev*. 2021. V. 29(1). P. 1–81. <https://doi.org/10.1007/s00159-021-00136-5>
- Hassler D.M., Zeitlin C., Wimmer-Scheingruber R.F., Böttcher S., Martin C., Andrews J., Böhm E., Brinza D.E., Bullock M.A., Burmeister S., and 15 co-authors. The radiation assessment detector (RAD) investigation // *Space Sci. Rev*. 2012. V. 170. P. 503–558. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9913-1>
- Hassler D.M., Zeitlin C., Wimmer-Scheingruber R.F., Ehresmann B., Rafkin S., Eigenbrode J.L., Brinza D.E., Weigle G., Böttcher S., Böhm E., Burmeister S., Guo J., Köhler J., Martin C., Reitz G., Cucinotta F.A., Kim M.H., Grinspoon D., Bullock M.A., Posner A., Gómez-Elvira J., Vasavada A., Grotzinger J.P., MSL Science Team. Mars' surface radiation environment measured with the Mars Science Laboratory's Curiosity rover // *Science*. 2014. V. 343. Iss. 6169. <https://doi.org/10.1126/science.1244797>
- Keller J.M., Boynton W.V., Karunatillake S., Baker V.R., Dohm J., Evans L.G., Finch M.J., Hahn B.C., Hamara D.K., Janes D.M., Kerry K.E., Newsom H.E., Reedy R.C., Sprague A.L., Squyres S.W., Starr R.D., Taylor G.J., Williams R.M.S. Equatorial and midlatitude distribution of chlorine measured by Mars Odyssey GRS // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2006. V. 111. id. E03S08. <https://doi.org/10.1029/2006JE002679>
- Köhler J., Zeitlin C., Ehresmann B., Wimmer-Scheingruber R.F., Hassler D.M., Reitz G., Brinza D.E., Weigle G., Appel J., Böttcher S. Measurements of the neutron spectrum on the Martian surface with MSL/RAD // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2014. V. 119. Iss. 3. P. 594–603. <https://doi.org/10.1002/2013JE004539>
- Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Barmakov Y.N., Behar A., Bitulev A., Bobrovniksky Y., Bogolubov E.P., Boynton W.V., Bragin S.I., Churin S., and 21 co-authors. The Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) experiment for NASA's 2009 Mars Science Laboratory // *Astrobiology*. 2008. V. 8. № 3. P. 605–612. <https://doi.org/10.1089/ast.2007.0157>
- Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Lisov D., Behar A., Boynton W.V., Deflores L., Fedosov F., Golovin D., Hardgrove C., and 16 co-authors, MSL Team. Local variations of bulk hydrogen and chlorine-equivalent neutron absorption content measured at the contact between the Sheepbed and Gillespie Lake units in Yellowknife Bay, Gale Crater, using the DAN instrument onboard Curiosity // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2014. V. 119. Iss. 6. P. 1259–1275. <https://doi.org/10.1002/2013JE004556>
- Masarik J., Reedy R.C. Gamma ray production and transport in Mars // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1996. V. 101. Iss. E8. P. 18891–18912. <https://doi.org/10.1029/96JE01563>
- Maurice S., Feldman W., Diez B., Gasnault O., Lawrence D.J., Pathare A., Prettyman T. Mars Odyssey neutron data: 1. Data processing and models of water-equivalent-hydrogen distribution // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2011. V. 116. Iss. E11. id. E11008.
- Mellon M.T., Arvidson R.E., Sizemore H.G., Searls M.L., Blaney D.L., Cull S., Hecht M.H., Heet T.L., Keller H.U., Lemmon M.T., Markiewicz W.J., Ming D.W., Morris R.V., Pike W.Th., Zent A.P. Ground ice at the Phoenix landing site: Stability state and origin // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2009. V. 114. id. E00E07.
- Millour E., Forget F., Spiga A., Vals M., Zakharov V., Montabone L., Lefevre F., Montmessin F., Chaufray J.-Y., Lopez-Valverde M.A., Gonzalez-Galindo F., Lewis S.R., Read P.L., Desjean M.-C., Cipriani F. The Mars climate database (version 5.3) // Scientific Workshop: "From Mars Express to ExoMars" 27–28 February 2018, ES-AC Madrid, Spain.
- Mitrofanov I., Anfimov D., Kozyrev A., Litvak M., Sanin A., Tretyakov V., Krylov A., Shvetsov V., Boynton W., Shinohara C., Hamara D., Saunders R.S. Maps of subsurface hydrogen from the High Energy Neutron Detector, Mars Odyssey // *Science*. 2002. V. 297. P. 78–81. <https://doi.org/10.1126/science.1073616>
- Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Varenikov A.B., Barmakov Y.N., Behar A., Bobrovniksky Y.I., Bogolubov E.P., Boynton W.V., Harshman K., Kan E., and 13 co-authors. Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) experiment onboard NASA's Mars Science Laboratory // *Space Sci. Rev*. 2012. V. 170. P. 559–582. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9924-y>
- Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Sanin A.B., Starr R.D., Lisov D.I., Kuzmin R.O., Behar A., Boynton W.V., Hardgrove C., Harshman K., and 5 co-authors. Water and chlorine content in the Martian soil along the first 1900 m of the Curiosity rover traverse as estimated by the DAN instrument // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2014. V. 119. Iss. 7. P. 1579–1596. <https://doi.org/10.1002/2013JE004553>
- Mitrofanov I.G., Malakhov A., Bakhtin B., Golovin D., Kozyrev A., Litvak M., Mokrousov M., Sanin A., Tretyakov V., Vostrukhin A., and 16 co-authors. Fine Resolution Epithermal Neutron Detector (FRIEND) onboard the ExoMars Trace Gas Orbiter // *Space Sci. Rev*. 2018. V. 214. Iss. 5. id. 86 (26 p.)
- Mitrofanov I.G., Nikiforov S.Y., Djachkova V.V., Lisov D.I., Litvak M.L., Sanin A.B., Vasavada A.R. Water and chlorine in the Martian subsurface along the traverse of NASA's Curiosity rover, Part I: DAN measurement profiles along the traverse // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127. id. e2022JE007327. <https://doi.org/10.1029/2022JE007327>
- Nikiforov S.Y., Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Lisov D.I., Djachkova M.V., Jun I., Tate C., Sanin A.B. Assessment of water content in Martian subsurface along the traverse of the Curiosity rover based on passive measurements of the DAN instrument // *Icarus*. 2020. V. 346. id. 113818.
- Petoussi-Henss N., Bolch W., Eckerman K., Endo A., Hertel N., Hunt J., Pelliccioni M., Schlattl H., Zankl M. Conversion coefficients for radiological protection quantities

- for external radiation exposures // *Annals of the ICRP*. 2010. V. 40. Iss. 2–5. P. 1–257.
<https://doi.org/10.1016/j.icrp.2011.10.001>
- Semkova J., Koleva R., Benghin V., Dachev Ys., Matviichuk Y., Tomov B., Krastev K., Maltchev S., Dimitrov P., Mitrofanov I., and 14 co-authors.* Charged particle radiation measurements with Liulin-MO dosimeter of FRENDO instrument aboard ExoMars Trace Gas Orbiter during the transit and high elliptic Mars orbit // *Icarus*. 2018. V. 303. P. 53–66.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.12.034>
- Semkova J., Koleva R., Benghin V., Dachev Ys., Matviichuk Y., Tomov B., Krastev K., Maltchev S., Dimitrov P., Bankov N., 10 co-authors.* Results from radiation environment measurements aboard ExoMars Trace Gas Orbiter in Mars science orbit in May 2018–December 2019 // *Icarus*. 2021. V. 361. id. 114264.
- Semkova J., Benghin V., Guo J., Zhang J., Da Pieve F., Krastev K., Matviichuk Y., Tomov B., Shurshakov V., Drobyshchev S., Mitrofanov I., Golovin D., Litvak M.* Comparison of the flux measured by Liulin-MO dosimeter in ExoMars TGO science orbit with the calculations // *Life Sciences in Space Research*. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.lssr.2022.08.007>
- Usoskin I.G., Gil A., Kovaltsov G., Mishev A., Mikhailov V.* Heliospheric modulation of cosmic rays during the neutron monitor era: Calibration using PAMELA data for 2006–2010 // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 2017. V. 122. P. 3875–3887.
<https://doi.org/10.1002/2016JA023819>
- Zeitlin C., Hassler D.M., Cucinotta F.A., Ehresmann B., Wimmer-Schweingruber R.F., Brinza D.E., Kang S., Weigle G., Böttcher S., Böhm E., Burmeister S., Guo J., Köhler J., Martin C., Posner A., Rafkin S., Reitz G.* Measurements of energetic particle radiation in transit to Mars on the Mars Science Laboratory // *Science*. 2013. V. 340. Iss. 6136. P. 1080–1084.
<https://doi.org/10.1126/science.1235989>
- Zhang J., Guo J., Dobynde M.I., Wang Y., Wimmer-Schweingruber R.F.* From the top of Martian Olympus to deep craters and beneath: Mars radiation environment under different atmospheric and regolith depths // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127.
<https://doi.org/10.1029/2021JE007157>

УДК 541.11

СВЕЧЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА $O_2(a^1\Delta_g)$ В ПОЛОСЕ 1.27 МКМ И ДИНАМИКА ВЕРХНЕЙ МЕЗОСФЕРЫ НА НОЧНОЙ СТОРОНЕ ВЕНЕРЫ

© 2023 г. **А. В. Шакун^а**, Л. В. Засова^а, Д. А. Горинов^{а, *}, И. В. Хатунцев^а,
Н. И. Игнатьев^а, М. В. Пацаева^а, А. В. Тюрин^а

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

*E-mail: dmitry_gorinov@rssi.ru

Поступила в редакцию 18.01.2023 г.

После доработки 25.01.2023 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Работа посвящена изучению распределения ночного свечения кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ в полосе 1.27 мкм с целью изучения динамики атмосферы. При расчетах исключались факторы, которые могли искажать результат: тепловое излучение нижней атмосферы, отражение от облаков. Показано, что отклонение от SS-AS циркуляции, проявляющееся в смещении области, где сходятся потоки с дневной стороны от терминаторов, и где в нисходящем потоке кислород рекомбинирует и высвечивает, смещено от противосолнечной точки к 22–23 ч. Такое смещение – проявление влияния солнечного термического прилива на атмосферу на ночной стороне Венеры. Сделаны выводы о характере динамики в области верхней мезосферы Венеры.

Ключевые слова: Венера, атмосфера Венеры, инфракрасная спектроскопия, свечение кислорода, циркуляция атмосферы Венеры

DOI: 10.31857/S0320930X23030088, EDN: ПИМХХ

ВВЕДЕНИЕ

Ночное свечение кислорода на Венере (линии Герцберга II/HzII) было впервые открыто в 1975 г. с помощью спектрометров, установленных на борту аппаратов Венера-9 и Венера-10 (Краснопольский и др., 1976). Позже это открытие было подтверждено данными, полученными с аппарата Pioneer Venus (Bougher, Borucki, 1994). Инфракрасные эмиссии кислорода в полосе 1.27 мкм, связанные с электронным переходом $O_2(a^1\Delta_g - X^3\Sigma_g^-)$, были обнаружены почти сразу после открытия полос HzII с наземными телескопами (Connes и др., 1979). Исследование свечения с Земли продолжалось в последующие годы (Crisp и др., 1996; Ohtsuki и др., 2008; Bailey и др., 2008); результаты показали существенные вариации абсолютных величин и пространственного распределения свечения.

Прорыв в исследовании кислородных эмиссий возник благодаря миссии ESA Venus Express (2004–2015) (Titov и др., 2006; Svedhem и др., 2009). Картирующий спектрометр VIRTIS-M (Visible and InfraRed Thermal Imaging Spectrometer) получал изображения Венеры в диапазоне 1–5 мкм в надирном и лимбовом режиме с апреля 2006 по ок-

тябрь 2008 гг. Первые работы были посвящены обнаружению свечения кислорода (Drossart и др., 2007), определению характерных значений интенсивности и построению карт распределения свечения по надирным изображениям (Gérard и др., 2008a), а также по лимбовым изображениям (Piccioni и др., 2009). При спектральном разрешении около 14 нм невозможно отделить неравновесное излучение молекулярного кислорода верхней атмосферы от теплового излучения нижней атмосферы. При надирных наблюдениях области эмиссии O_2 выглядят как клочковатые структуры, не покрывающие диск полностью. Таким образом, для исключения теплового излучения нижней атмосферы для сравнения выбирались участки поверхности, где излучение O_2 не наблюдалось, и спектр был полностью тепловым.

Шакун и др. (2010) по частичному анализу данных VIRTIS-M с учетом влияния теплового излучения нижней атмосферы показали, что в среднем пик излучения $O_2(a^1\Delta_g)$ находится в 23 часа местного времени, а не в полночь, как было бы в случае симметричной SS-AS циркуляции, что следовало из предыдущих работ (Gérard и др., 2008a; Piccioni и др., 2009).

Дальнейшие исследования касались изучения свечения кислорода в видимой области спектра. По данным VIRTIS-M были обнаружены системы линий Чемберлена (560, 605 и 657 нм) и Герцберга II (410–720 нм), проанализированы их свойства и вертикальная структура (Migliorini и др., 2013; Gérard и др., 2010; 2014). В горизонтальном распределении свечения $a^1\Delta_g$ были обнаружены временные вариации интенсивности (Soret и др., 2014; Gérard и др., 2014): так, интенсивность может вырасти или упасть на величину до 1 МРл на временном отрезке в 10 ч. Попытки обнаружения корреляции свечения кислорода $a^1\Delta_g$ с динамикой верхней мезосферы, в отличие от работы (Шакун и др., 2010), не увенчались успехом (Soret, Gérard, 2015).

Вертикальные профили свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) были получены по лимбовым измерениям VIRTIS-M (Piccioni и др., 2009). Согласно результатам, источник эмиссии был обнаружен в диапазоне высот от 90 до 110 км, что соответствует области верхней мезосферы, мезопаузы Венеры. Средняя высота пика свечения оказалась равной 97.4 ± 2.5 км при полуширине 7.6 ± 2.2 км. В некоторых случаях пики имели более сложную форму, были двойными. Altieri и др. (2014) показали, что моделирование воспроизводит появление двойных пиков благодаря распространению гравитационных волн с вертикальной длиной волны, соответствующей ширине пика вертикального профиля O_2 . Венерианские ночные свечения, такие как свечение O_2 ($a^1\Delta_g$) 1.27 мкм, являются маркерами циркуляции в верхней мезосфере Венеры и одним из способов изучения динамики в так называемой “переходной области” между режимом суперротации (ниже 90 км) и режимом циркуляции SS-AS (subsolar-to-antisolar, от подсолнечной к противосолнечной точке).

Впервые скорости ветра по перемещению деталей свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) в полосе 1.27 мкм были получены в результате анализа нескольких серий изображений (Hueso и др., 2008). Было обнаружено сходство средней циркуляции с режимом SS-AS. Анализ полной базы данных VIRTIS-M (Gorinov и др., 2018) подтвердил преимущественное направление основного потока с дневной стороны в сторону полуночи. Несмотря на наблюдаемую разнонаправленность, была обнаружена асимметрия, так что область нулевых зональных скоростей (область нисходящего атмосферного потока) оказалась расположенной на 22–23 ч местного времени, совпадая с максимумом свечения, обнаруженного в работе (Шакун и др., 2010).

С помощью трехмерной модели циркуляции верхней атмосферы Венеры VTGCM (Venus Ther-

mospheric General Circulation Model) (Brecht и др., 2011) было показано доминирование режима SS-AS в переходной области высот. Модель общей циркуляции IPSL (Navarro и др., 2021) смогла воспроизвести короткопериодические изменения свечения кислорода на 1.27 мкм, включая смещение максимума к 23 или 1 ч местного времени от полуночи.

Таким образом, существует противоречие между работами, использующими одни и те же измерения, так что, с одной стороны, в части работ (Gérard и др., 2008a; Soret и др., 2010) показывается, что распределение свечения на ночной стороне Венеры соответствует гипотезе симметричной SS-AS циркуляции (т.е. приходящие с дневной стороны потоки атомарного кислорода рекомбинируют в нисходящем потоке и излучают в полночь, с другой стороны (Шакун и др., 2010) — рекомбинация и излучение смещены к 23 ч. Это смещение не соответствует направлению суперротации. Хотя следует отметить, что на высоте 120–140 км, в термосфере, циркуляция представляет собой наложение зональной суперротации и SS-AS: положение максимума эмиссии NO смещено в направлении после полуночи (Gérard и др., 2008b).

В настоящей статье приводятся результаты расчета интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) на ночной стороне Венеры с корректным учетом вклада теплового излучения нижней атмосферы и отражения от облаков, имеющих сферическое альбедо 0.8, с использованием всех доступных данных прибора VIRTIS-M.

МЕТОДЫ

Для расчета интенсивности излучения были взяты надирные данные, полученные изображающим спектрометром VIRTIS-M. Главной задачей было исключение теплового излучения и учет отражения от облаков для получения интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) на длине волны 1.27 мкм.

В спектре ночной стороны атмосферы Венеры на длинах волн 3 мкм и далее доминирует тепловое излучение верхнего облачного слоя, имеющего температуру 220–250 К. Это излучение в ближнем ИК-диапазоне (<3 мкм) имеет низкую интенсивность, за исключением нескольких пиков, представляющих собой излучение нижней атмосферы и поверхности, проходящее сквозь “окна” между полосами поглощения CO_2 , и рассеиваемое облаками. Пики в “окнах прозрачности” расположены на длинах волн 1.02, 1.1, 1.18, 1.28, 1.31, 1.74 и 2.3 мкм. Особенностью окна 1.28 мкм является присутствие нетеплового излучения O_2 с центром

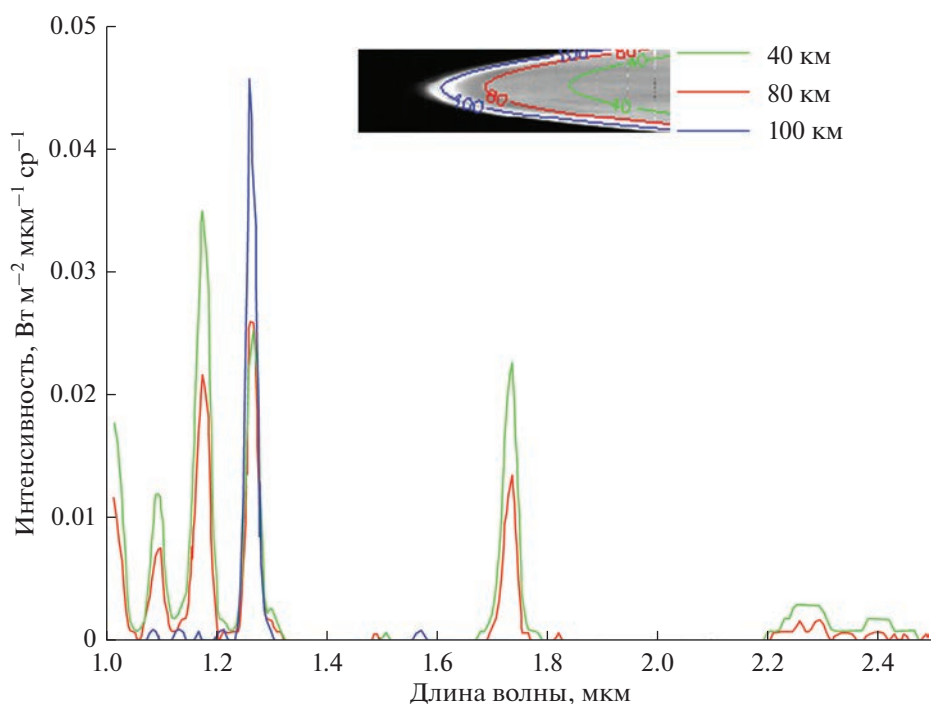


Рис. 1. Пример инфракрасного спектра ночной стороны Венеры, полученного прибором VIRTIS-M для лимбового изображения Венеры № 320_05 (расположен в верхней части графика) на разных высотах. Цветом на спектре и на лимбовом изображении обозначены разные высоты, которым соответствуют спектры: 40 км — зеленая линия, 80 км — красная линия, 100 км — синяя линия. В спектрах 40 и 80 км присутствует излучение в пяти окнах прозрачности, в лимбовом спектре 100 км, наблюдается сильный пик излучения O_2 ($a^1\Delta_g$) в ночном свечении на 1.27 мкм (1-0) и слабый на 1.58 мкм (2-0), а также слабые пики теплового излучения.

пика на 1.27 мкм, которое и исследуется в настоящей работе (рис. 1).

Пик свечения O_2 на 1.27 мкм и тепловое излучение не разрешаются друг относительно друга при среднем спектральном разрешении VIRTIS-M, составляющим 14 нм (1.269 мкм — пик O_2 , и 1.277 мкм — максимум теплового излучения). Таким образом, чтобы получить истинную интенсивность излучения O_2 , необходимо исключить из измеренного значения тепловое излучение нижней атмосферы. Это можно сделать, выбрав спектральное окно, где физические параметры близки к параметрам окна 1.28 мкм. В спектральных окнах 1.02 и 1.1 мкм альbedo однократного рассеяния аэрозольных частиц серной кислоты близко к единице, кроме того, в окне 1.02 мкм слабое поглощение малыми составляющими (Haus и др., 2014). В этих окнах, при практически полностью рассеивающих облаках, излучение поверхности в результате многократного рассеяния проходит сквозь облака, создавая значительный тепловой вклад. В окнах 1.74 и 2.3 мкм облачный аэрозоль имеет меньшее альbedo однократного рассеяния, чем в 1.28 мкм, и существенное поглощение малыми составляющими,

поэтому высотные уровни, с которых приходит тепловое излучение в этих окнах, находятся выше, чем уровни излучения в 1.28 мкм. Из пяти окон прозрачности в диапазоне 1.04–2.3 мкм самым подходящим является окно 1.18 мкм, однако существуют различия между окнами: альbedo однократного рассеяния облачных частиц в нем выше, чем в окне 1.28 мкм, существует вклад излучения поверхности (в 1.18 мкм он может достигать 40%), кроме того, в окне 1.18 мкм дает вклад поглощение H_2O . Эти факторы надо учесть, чтобы получить тепловую составляющую в окне 1.18 мкм.

Чтобы скорректировать измеряемую интенсивность излучения на 1.27 мкм, требуется найти отношение тепловых интенсивностей $k = (I_{1.27})/(I_{1.18})$ путем расчета переноса излучения в атмосфере, затем умножить измеренную интенсивность излучения на 1.18 мкм на этот коэффициент. Таким способом можно рассчитать значение теплового излучения на 1.28 мкм, после чего вычесть его из наблюдаемого значения и получить истинную величину нетепловой эмиссии ночного свечения. Далее мы обсуждаем процедуру определения параметра k .

В предыдущих работах (Piccioni и др., 2009; Шакур и др., 2010) для определения k применялся

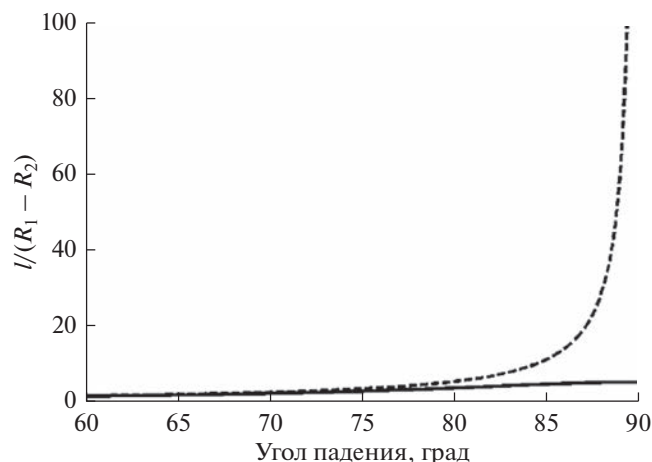


Рис. 2. Зависимость $I/\Delta R$ от угла падения: пунктирная линия для плоскопараллельного слоя, сплошная линия для сферического слоя с толщиной l ; $R_1 = 6142$ км, $R_2 = 6160$ км (высота 90 и 108 км, соответственно).

следующий метод: вначале для определенных температуры поверхности и отражения от облаков рассчитывались синтетические спектры, затем рассчитывался параметр k и его вариации. Полученное среднее значение k применялось ко всем данным. Такой метод способен определить k с точностью 15–20%. Более точный метод определения k описывается ниже.

Как правило, наземные наблюдения Венеры имеют более высокое спектральное разрешение, чем данные, полученные с космических аппаратов (Crisp и др., 1996; Ohtsuki и др., 2008; Krasnopolsky, 2010), и не требуют коррекции за тепловое излучение; необходима лишь геометрическая коррекция по углу падения излучения при отражении от облаков. Для получения горизонтального распределения свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) по надирным данным, полученным с VIRTIS-M, необходимо также осуществить коррекцию по геометрическим параметрам и по обратному рассеянию находящимися ниже облаками. С этой целью использовались уравнения 12–16 из статьи (Crisp и др., 1996).

Изображения, полученные с прибором VIRTIS-M, были усреднены на прямоугольной сетке местное время (LT) — широта (ϕ) с шагом $\Delta LT = 0.024$ ч и $\Delta \phi = 0.36^\circ$. Для получения интенсивности на длинах волн 1.18 и 1.27 мкм была проинтегрирована интенсивность в диапазонах 1.13–1.22 и 1.23–1.3 мкм, соответственно.

С учетом всех вышеизложенных факторов формула для расчета истинной интенсивности излучения O_2 записывается следующим образом:

$$B = \kappa_{MR} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) d\lambda - k(h, \tau_{cl}, n_{H_2O}) \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} I(\lambda) d\lambda}{(I/\Delta R) + 2a}, \quad (1)$$

где κ_{MR} — коэффициент перевода размерности в МРл (1 Рл равен излучению 10^{10} фотонов в столбе сечением 1 м^2 за 1 с в телесном угле $4\pi \text{ ср}$), $\kappa_{MR} = 6.39 \times 10^2 \text{ м}^2 \text{ мкм}^{-1} \text{ Вт}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для $\lambda = 1.27 \text{ мкм}$, $\kappa_{MR} = 5.94 \times 10^2 \text{ м}^2 \text{ мкм}^{-1} \text{ Вт}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для $\lambda = 1.18 \text{ мкм}$ (Crisp и др., 1996); $I(\lambda)$ — измеряемая VIRTIS-M интенсивность в полосе 1.27 мкм ; $k(h, \tau_{cl}, n_{H_2O})$ — отношение интенсивности на 1.27 мкм к интенсивности на 1.18 мкм ; h — высота подстилающей поверхности, τ_{cl} — оптическая толщина облаков; n_{H_2O} — концентрация водяного пара; $a = 0.875$ — ламбертово альbedo облаков (Crisp и др., 1996); l — длина оптического пути излучающего слоя при угле падения $\theta \neq 0^\circ$, ΔR — длина пути при $\theta = 0^\circ$ (наблюдение в надир). Длина оптического пути рассчитывается с использованием теоремы синусов и теоремы косинусов:

$$\sin \theta_1 = \frac{R_0}{R_1} \sin \theta, \quad (2)$$

$$\ell = \sqrt{R_2^2 - R_0^2 \sin^2 \theta} - \sqrt{R_1^2 - R_0^2 \sin^2 \theta}, \quad (3)$$

$$\Delta R = R_2 - R_1, \quad (4)$$

где R_0 — радиус Венеры на топографической высоте 0 км (6052 км), R_1 и R_2 — радиусы нижней и верхней границы излучающего слоя, θ_1 — угол между лучом зрения и нормалью к поверхности.

По результатам лимбовых наблюдений прибором VIRTIS-M было обнаружено, что пик излучения O_2 ($a^1\Delta_g$) находится на высоте $97.4 \pm 2.5 \text{ км}$ (Piccioni и др., 2009). Среднее значение ширины пика на половине максимума оказалось равно $7.6 \pm 2.2 \text{ км}$. Варьируя значение θ , можно построить зависимость отношения $I/\Delta R$ от угла падения (рис. 2).

Для углов падения больше 70° должна использоваться сферическая геометрия. Для меньших углов между сферической и плоскопараллельной геометрией разница незначительна. Значение $I/\Delta R$ не зависит от толщины слоя.

Расчет коэффициента k

Для вычисления k как функции высоты подстилающей поверхности (h), оптической толщины (τ_{cl}) облаков и концентрации водяного пара (n_{H_2O}), т.е. $k(h, \tau_{cl}, n_{H_2O})$, производился расчет монохроматических синтетических спектров в диапазоне 1.0 – 1.4 мкм с варьируемыми параметрами h , τ_{cl} , n_{H_2O} . Для расчета интенсивности излучения

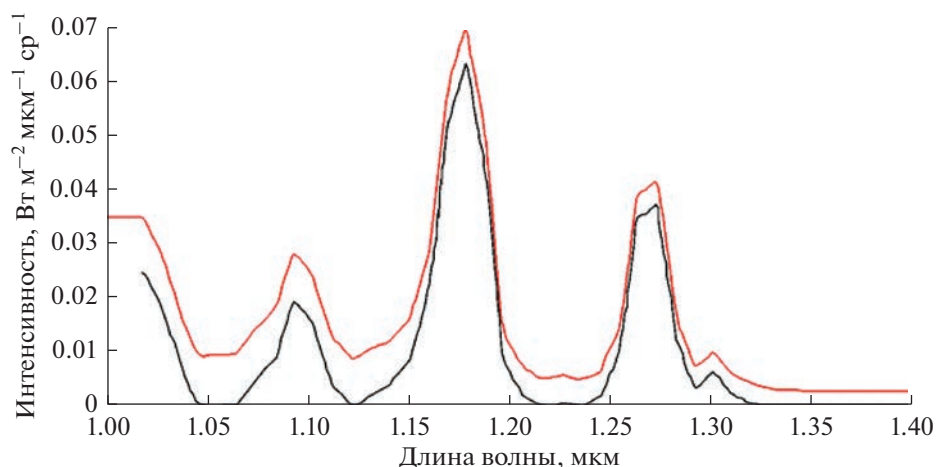


Рис. 3. Примеры измеренных спектров (красная линия) и спектров после удаления вклада рассеянного света (черная линия) на ночной стороне Венеры (изображение № 60_00, широта -37.3° , долгота 308.4° , местное время 23.8 ч, угол наблюдения $\theta = 43^\circ$).

использовался метод дискретных ординат в реализации DISORT (Stamnes и др., 1988). Для расчета газового поглощения CO_2 и H_2O использовались базы данных CDSD (Tashkun и др., 2003) и HITRAN04 (Rothman и др., 2005), соответственно. Использовался фойгтовский контур спектральных линий, обрезанный на 150 см^{-1} от центра линии.

Для описания структуры облаков использовалась модель с 4-модовым распределением частиц по размерам (Zasova и др., 2006; 2007). Средняя оптическая толщина облаков принималась равной 35 ± 10 . Рассчитанные монохроматические спектры свертывались с функцией отклика прибора VIRTIS-M.

Коррекция по рассеянному солнечному свету

В инфракрасные спектры, получаемые с VIRTIS-M, так же попадает рассеянное солнечное излучение, влияние которого необходимо удалить (рис. 3). Для этой цели использовались спектральные интервалы 1.06, 1.12, 1.23 и 1.43 мкм (Arnold и др., 2008). В этих интервалах поглощение CO_2 велико, и тепловое излучение нижней атмосферы и поверхности полностью поглощаются под облачным слоем, а слабое детектируемое излучение приходит от верхнего облачного слоя с яркостной температурой 220–250 К. Примеры удаления вклада рассеянного солнечного света показаны на рис. 3.

Коррекция по H_2O , континууму и влиянию поверхности

Профиль концентрации H_2O для расчетов синтетических спектров показан на рис. 4. Для

высот 0–50 км использовалось значение 35 ppm, а его вариации рассматривались в пределах 0.7–1.3 от этого значения, или 25–45 ppm (Meadows, Crisp, 1996; Ignatiev и др., 1997; Marcq и др., 2008; Bézard и др., 2009). База данных HITRAN не идеальна для использования для моделирования пропускания H_2O при высоких температурах (Bailey, 2009), однако в приведенных выше работах профили концентрации были получены с использованием баз HITRAN и GEISA. Поэтому при использовании этих профилей приемлемо использовать соответствующие базы данных для моделирования.

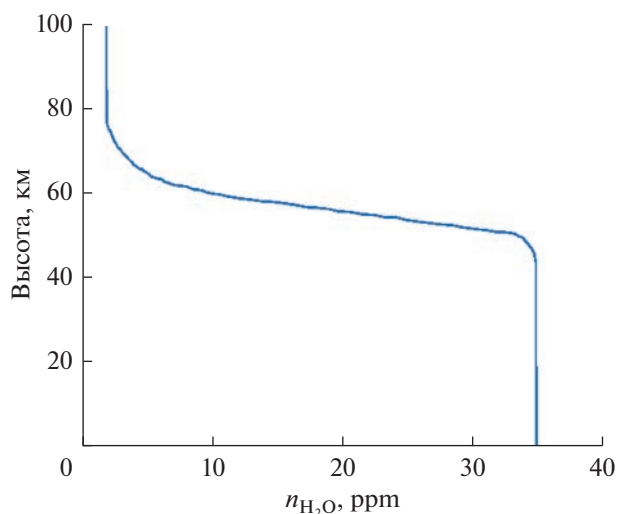


Рис. 4. Профиль водяного пара в атмосфере Венеры, используемый в моделировании.

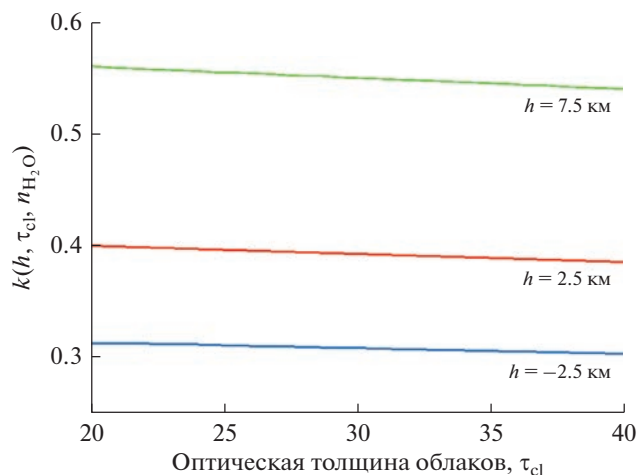


Рис. 5. Параметр k как функция оптической толщины облаков для трех значений высоты подстилающей поверхности. Линии для -2.5 и 7.5 км показаны для сравнения.

Топографические высоты на Венере варьируются от -2.5 до 11 км относительно нулевой высоты, соответствующей радиусу Венеры 6051.8 км. Однако около 98% поверхности в широтном диапазоне 90° ю.ш.— 40° с.ш. находится в пределах от -1.5 до 2.5 км. В базе данных, полученных VIRTIS-M, не существует изображений, для которых оба следующих утверждения верны: а) высота подстилающей поверхности не находится в диапазоне от -1.5 до 2.5 км; б) свечение O_2 ($a^1\Delta_g$) не наблюдается. Как следствие, параметр k рассчитывался только для диапазона топографических высот от -1.5 до 2.5 км.

Были выбраны 27 спектров для областей, где свечение O_2 ($a^1\Delta_g$) на 1.27 мкм не было обнаружено. С целью определения $k(h, \tau_{cl}, n_{H_2O})$ эти спектры подгонялись синтетическими спектрами. На рис. 5 показано, что изменение оптической толщины в 2 раза приводит к ошибке значения k в 2–3%. Поэтому, поскольку оптическая толщина, полученная при подгонке измеренных спектров синтетическими, варьируется от 20 до 36, для расчетов k было взято значение 28.

Результаты аппроксимации экспериментальных данных модельными расчетами показаны на рис. 6. Три зависимости на диаграмме (обозначены синим, красным и черным цветом) были получены для значений концентрации H_2O 0.7, 1 и 1.3 (где 1 соответствует $n_{H_2O} = 35$ ppm). Наилучший результат аппроксимации показан зеленой линией, уравнение для которой записывается следующим образом:

$$k = ah^2 + bh + c, \quad (5)$$

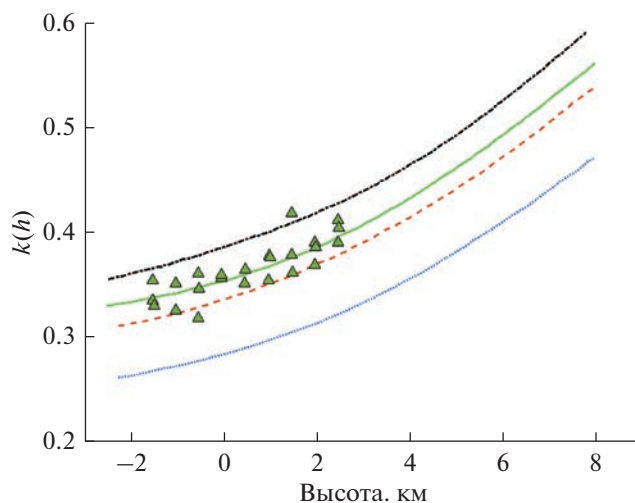


Рис. 6. Параметр k как функция высоты подстилающей поверхности в результате аппроксимации экспериментальных данных. Синяя (точки), красная (длинный штрих) и черная (штрих-точка) линии — модельный расчет, основанный на синтетических спектрах, для концентрации H_2O , $n_{H_2O} = 25 \times 10^{-6}$, 35×10^{-6} и 45×10^{-6} соответственно. Оптическая толщина облаков τ_{cl} принята равной 28, а угол наблюдения θ равным 45° для всех линий. Зеленые треугольники обозначают экспериментальные измерения. Зеленая линия (сплошная) используется для расчета интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$).

где $a = 0.0016 \text{ км}^{-2}$, $b = 0.0133 \text{ км}^{-1}$, $c = 0.355$.

Для вычисления истинной интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) на ночной стороне Венеры параметры $k(h, \tau_{cl}, n_{H_2O})$ рассчитывались с использованием уравнения (5), учитывая влияние поверхности (варьируемую высоту h подстилающей поверхности) и постоянные значения концентрации водяного пара $n_{H_2O} = 35$ ppm и оптической толщины облаков $\tau_{cl} = 28$ (зеленая линия на рис. 6). Максимальная погрешность не превышает $\Delta k_{\max} = \pm 0.06$, соответствующее 15% абсолютного значения. Соответствующая Δk вариация интенсивности свечения определяется уравнением

$$\Delta B = \frac{B(k + \Delta k, \theta, h) - B(k, \theta, h)}{B(k, \theta, h)}, \quad (6)$$

где B — интенсивность свечения (в МРл), Δk — вариация параметра k .

Теоретические ошибки метода в абсолютных величинах даны в работе (Шакун и др., 2010).

Важность использования описанного выше подхода наглядно иллюстрирует следующий пример. Коррекция изображения ночной стороны Венеры, полученного прибором VIRTIS-M в полосу 1.27 мкм 8 ноября 2007 г. (орбита 567, изобра-

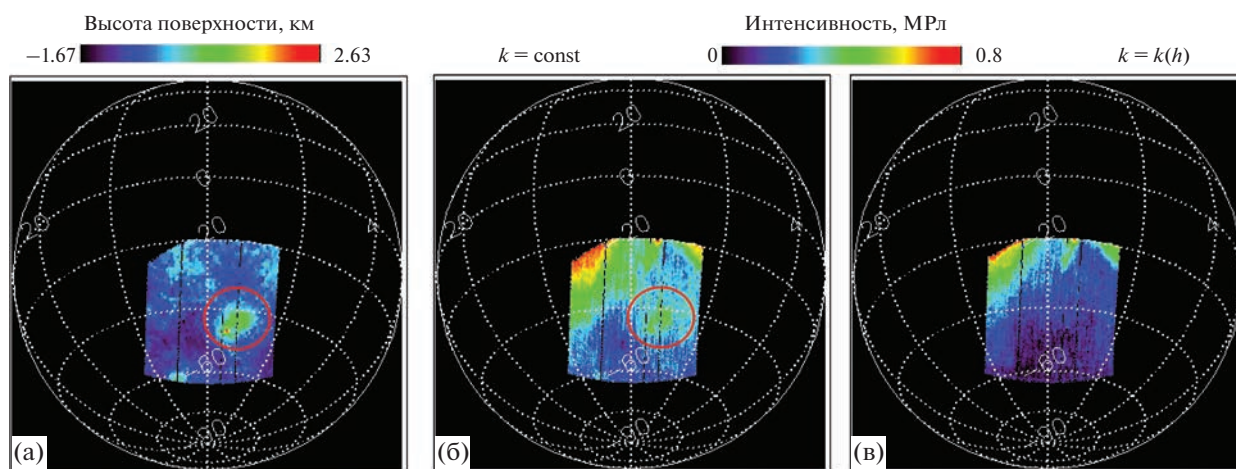


Рис. 7. Пример коррекции изображения VIRTIS-M в полосе 1.27 мкм с учетом теплового излучения нижней атмосферы (орбита 567, изображение 04): а) фрагмент топографической карты Венеры с альтиметрией Magellan, красным овалом отмечена Область Имдр; б) распределение эмиссии O_2 при использовании $k = \text{const}$, красным овалом обозначен артефакт; в) распределение эмиссии O_2 при использовании $k = k(h)$.

жение 04), с учетом влияния теплового излучения нижней атмосферы, показана на рис. 7. Оригинальное изображение полностью покрывает вулканическую Область Имдр с горой Идунн (рис. 7а, обведено красным овалом), известную своей высокой яркостью в ближнем ИК-диапазоне (D’Incecco и др., 2021). Коррекция, использующая постоянный коэффициент k , не удаляет артефакт от поверхности (рис. 7б, красный овал). В то время как использование коэффициентов $k(h)$ при построении карт распределения свечения кислорода для ночной стороны Венеры позволяет исключить данный вид артефактов (рис. 7в).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Вышеописанный алгоритм обработки данных был применен к 718 изображениям, полученным с VIRTIS-M, на которых наблюдалось свечение кислорода в полосе 1.27 мкм. Изображения с экспозицией менее 3 с не вошли в это число, так как отношение сигнал-шум для них не позволяло достоверно рассчитать интенсивность свечения. Из-за особенностей орбиты аппарата Venus Express надирные измерения ночной стороны Венеры покрывают в основном южное полушарие и лишь небольшую часть северного в низких широтах. Покрывание по широте составляет от 80° ю.ш. до 25° с.ш., причем 90% данных лежат в широтном интервале 70° – 30° ю.ш.

Примеры горизонтального распределения свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) по единичным орбитам после обработки показаны на рис. 8. Рисунок иллюстрирует значительную изменчивость структуры свечения и положения максимумов. Так, макси-

мум свечения может наблюдаться как в противосолнечной точке, так и до и после полуночи. Нередко в распределении наблюдаются два и более выраженных максимума, расположенных с утренней и с вечерней стороны.

Для построения глобальной карты распределения свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) на ночной стороне Венеры 718 изображений были усреднены (с весами для каждой орбиты) в координатах местное время—широта и долгота—широта с шагом 0.36° (или 1.4 мин). Результат усреднения в координатах местное время—широта приведен на рис. 9а. Покрывание ночной стороны данными показано на рис. 9б.

Наиболее важной особенностью усредненного распределения является асимметрия свечения относительно полуночи. Абсолютный максимум ~ 1.7 МРл находится на 22–23 ч местного времени и 10° с.ш., тогда как абсолютный минимум обнаруживается на 2–4 ч на широтах южнее 20° ю.ш. Таким образом, максимум свечения смещен на 1 ч на восток, т.е. против направления зональной суперротации. В целом же не только абсолютный максимум, но и средние значения интенсивности почти в любой выбранной широтной ячейке выше до полуночи, чем после полуночи. Это иллюстрирует рис. 10, где изображены профили интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) от местного времени в широтных ячейках шириной 10° . Так, в ячейке 10° – 20° с.ш. между 22 и 23 ч находится абсолютный максимум ~ 1.7 МРл, откуда как в сторону вечернего, так и утреннего терминатора, интенсивность резко снижается до величин ниже 0.5 МРл. В широтных ячейках 0° – 10° с.ш. и 0° – 10° ю.ш.

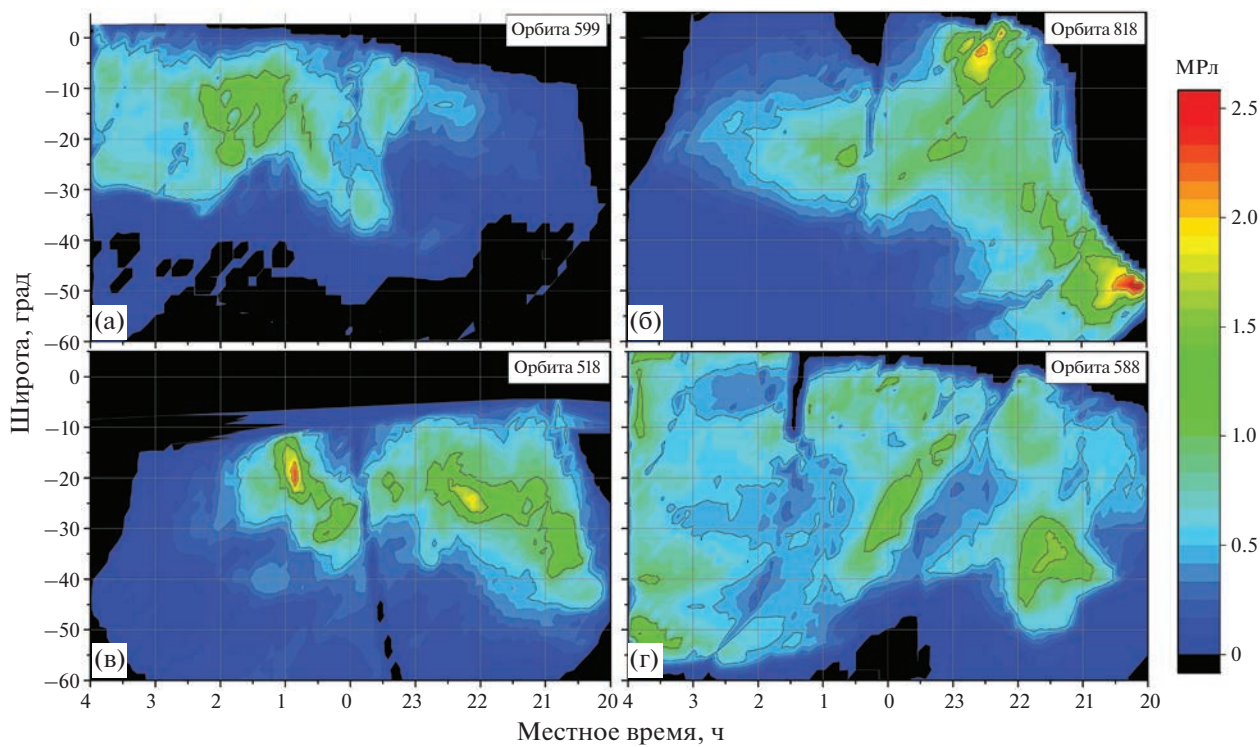


Рис. 8. Примеры распределения свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) на ночной стороне Венеры в координатах местное время—широта. Интенсивность излучения рассчитана с учетом удаления вклада нижней атмосферы и поверхности, отражения от облаков, поглощения парами воды: а) — орбита 599 (изображения 00-07): максимум эмиссии наблюдается на 1–2 ч, а большая ее часть находится на утренней половине ночной стороны; б) орбита 818 (изображения 00-10): два максимума на вечерней стороне, один из которых находится вблизи экватора, другой — в средних широтах; в) орбита 518 (изображения 00-01): два максимума с разных сторон от полуночного меридиана, более интенсивный, но и более компактный из которых находится на 1 ч, более слабый, но более протяженный — на 22 ч; г) орбита 588 (изображения 00-06): несколько локальных максимумов на 22.5, 0 и 3–4 ч местного времени.

наблюдаются двойные максимумы на 22.5 и 0.5 ч. В среднеширотных ячейках значение интенсивности до полуночи может превышать значение в области, равноудаленной от полуночи, на утренней стороне, в 1–3 раза.

В таблице сравниваются результаты настоящей работы с результатами предыдущих измере-

ний и обработок данных VIRTIS-M. Более низкие средние значения по сравнению с предыдущей обработкой данных VIRTIS-M объясняются использованием непостоянного параметра k и удалением артефактов, вызванных влиянием поверхности. Отличие значений от результатов наземных наблюдений может быть вызвано сразу

Таблица 1. Средние значения интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$), полученные с помощью наземных наблюдений и при обработке данных VIRTIS-M методами, не учитывающими влияние излучения поверхности

Автор(ы)	Годы наблюдений	Прибор	Среднее значение интенсивности свечения O_2 , МРл	Максимальное значение интенсивности свечения O_2 , МРл
Crisp и др. (1996)	1991–1994	Canada-France Hawaii Telescope	1	6
Ohtsuki и др. (2008)	2002–2007	CSHELL	0.28	5
Krasnopolsky (2010)	2009	CSHELL	0.52	1.2
Piccioni и др. (2009)	2006–2008	VIRTIS-M	0.52 ± 0.4	1.2
Настоящая работа	2006–2008	VIRTIS-M	$0.35 \pm 0.3^*$	6

Примечание: * среднее значение (0.46 до полуночи, 0.23 после полуночи).

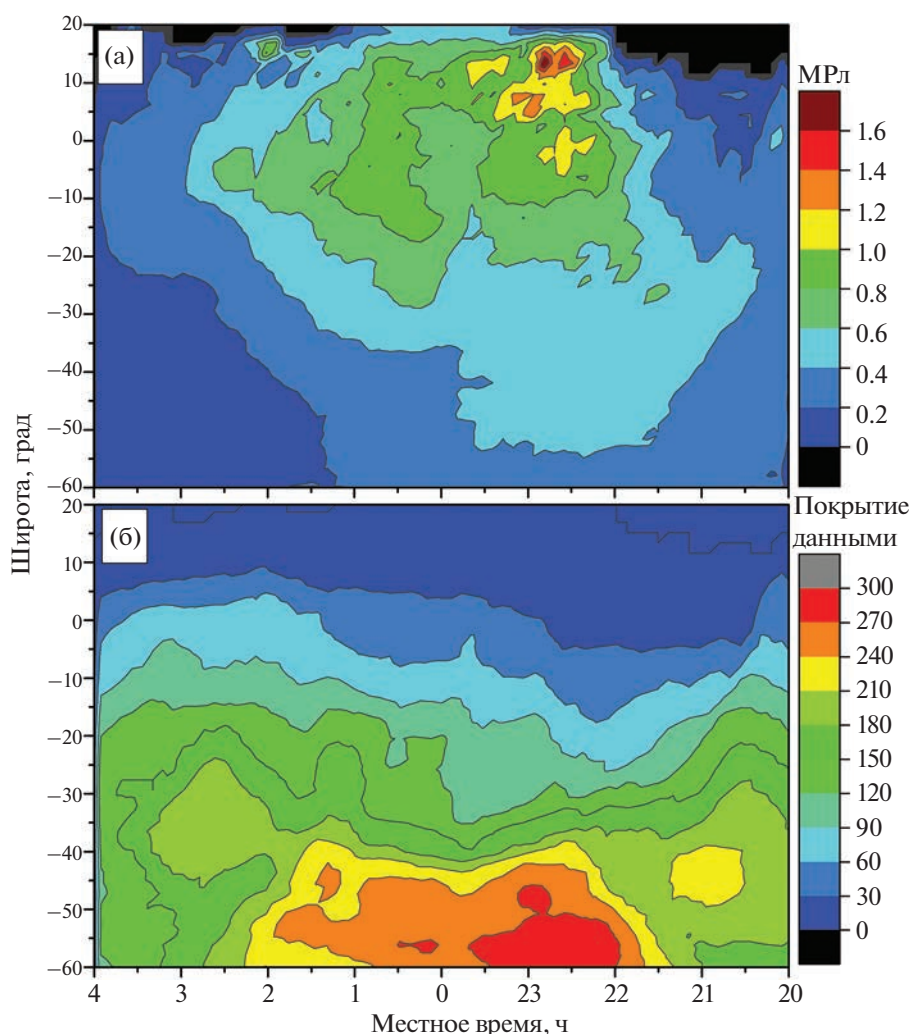


Рис. 9. Карта свечения $O_2(a^1\Delta_g)$ на ночной стороне Венеры и статистика данных в координатах местное время—широта: а) распределение свечения $O_2(a^1\Delta_g)$, построенное по результатам обработки и усреднения 718 изображений, полученных с VIRTIS-M в канале 1.27 мкм; б) соответствующее (а) покрытие данными.

несколькими факторами, такими, как разница в покрытии данных, методике измерений, нестабильность свечения.

Как уже говорилось выше, в результате усреднения была также получена глобальная карта распределения интенсивности свечения $O_2(a^1\Delta_g)$ в координатах долгота—широта. Рис. 11б показывает неравномерность покрытия данными южного полушария. Подавляющее большинство данных находится в средних широтах от 180° E до 90° E. Поскольку интенсивность свечения сильно зависит от местного времени, для исследования долготной зависимости брались только данные в пределах местного времени 22.5 — 1.5 ч, где интенсивность наиболее велика. Наиболее яркая область оказалась расположенной на 0° N; 200° E — строго над вулканом Маат, имеющим высоту око-

ло ~ 8000 м. Ранее в работе (Gorinov и др., 2018) по результатам анализа свечения $O_2(a^1\Delta_g)$ и динамике верхней мезосферы было выдвинуто предположение о влиянии топографических структур на циркуляцию атмосферы на высоте 95 — 100 км. Помимо вулкана Маат, в экваториальных широтах важной возвышенностью является Земля Афродиты (60° — 180° E), влияние которой на циркуляцию верхнего облачного слоя было продемонстрировано ранее (Bertaux и др., 2016; Fukuhara и др., 2017; Khatuntsev и др., 2017; Patsaeva и др., 2019). К сожалению, покрытие ночными наблюдениями VIRTIS-M над этой областью практически отсутствует, и сделать выводы о наличии или отсутствии влияния рельефа подстилающей поверхности на распределение свечения невозможно.

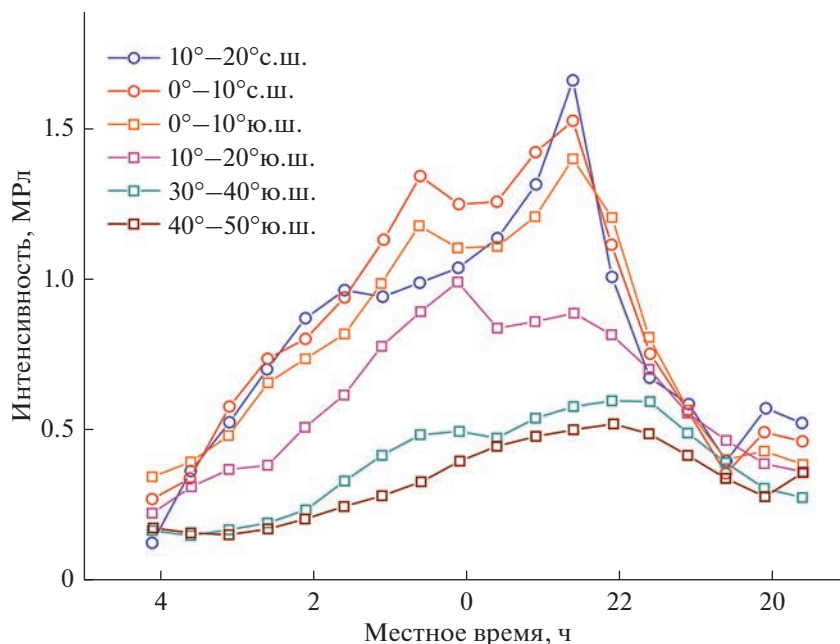


Рис. 10. Интенсивность свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) на ночной стороне Венеры в зависимости от местного времени в шести широтных ячейках шириной 10° от 50° ю.ш. (квадраты) до 20° с.ш. (кружки).

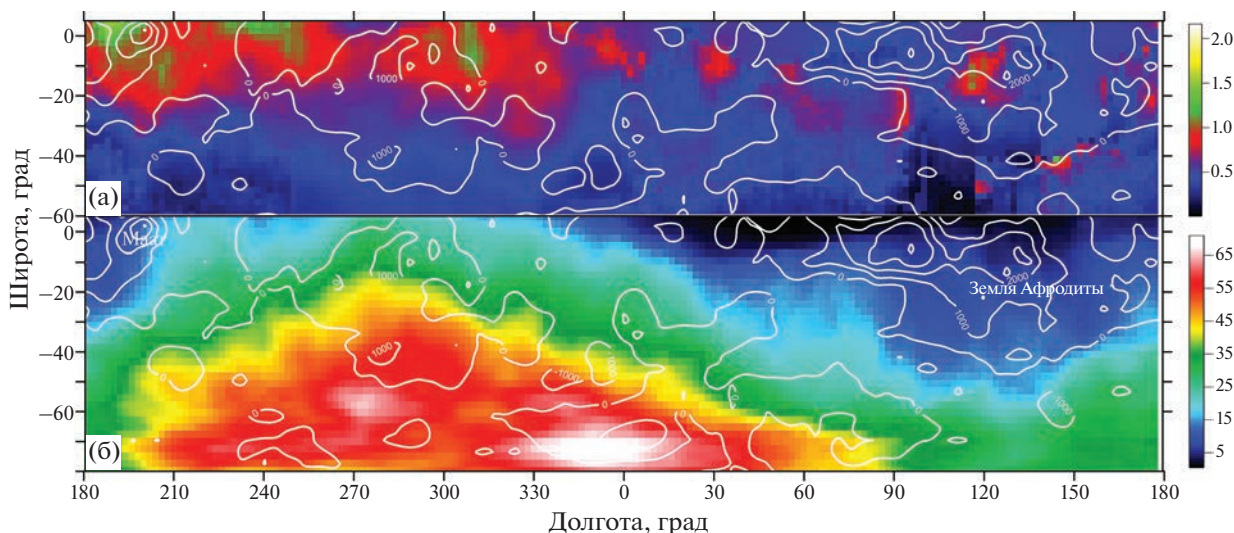


Рис. 11. Карта свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) и статистика данных в координатах долгота–широта: а) распределение свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) для данных в диапазоне местного времени 22.5–1.5 ч; б) покрытие данными без ограничения по местному времени. Белые контуры соответствуют топографической карте поверхности Венеры (Saunders, Pettengill, 1991).

Важно отметить неравномерность распределения интенсивности свечения в экваториальной области. Если бы режим циркуляции SS-AS доминировал в переходной области, свечение было бы распределено равномерно по всем долготам, поэтому можно сделать вывод о присутствии других динамических механизмов.

Благодаря сложной морфологии свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) и наличию в базе данных VIRTIS-M последовательных изображений возможно отслеживать перемещение “облачных” деталей и рассчитывать по нему горизонтальные скорости ветра. Результаты расчета указывают на асимметричную картину относительно полуночи как для зональ-

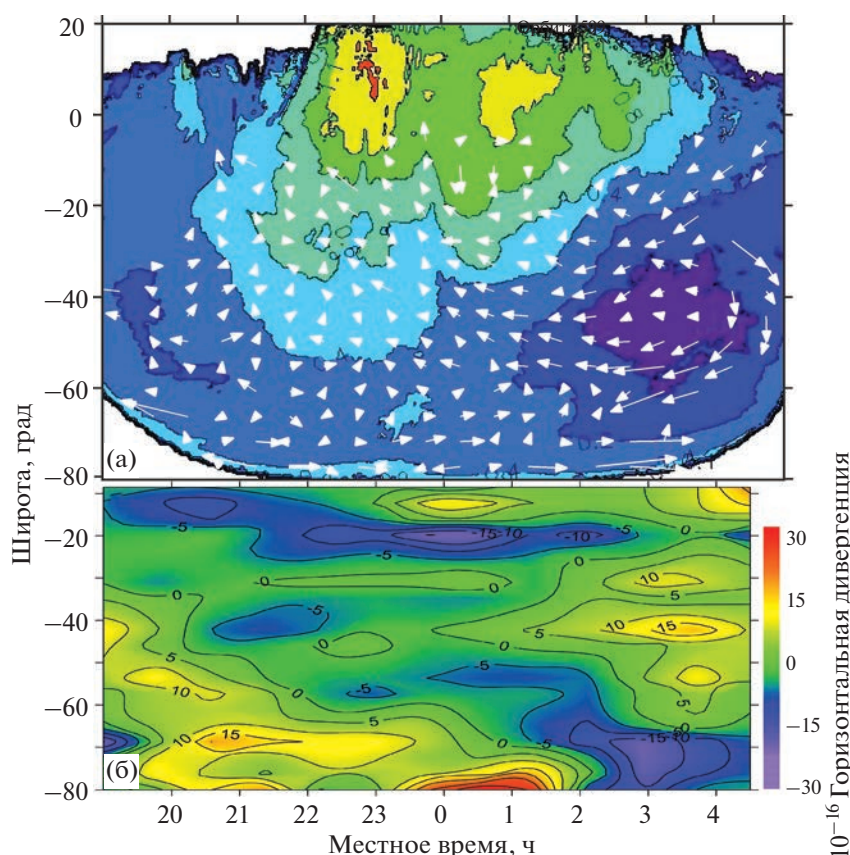


Рис. 12. Векторы горизонтальной скорости ветра, наложенные поверх среднего распределения свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) (а) и дивергенция горизонтального атмосферного потока на высоте 90–110 км (б). Отрицательный знак дивергенции указывает на сходящийся, нисходящий поток, положительный — на расходящийся, восходящий поток.

ной, так и для меридиональной компоненты скорости ветра (Hueso и др., 2008; Gorinov и др., 2018). Эта асимметрия во многом похожа на асимметрию интенсивности свечения кислорода (рис. 12а). В общей картине наблюдается перенос через терминаторы в сторону противосолнечной точки. Однако этот перенос асимметричен, и после полуночи зональный поток более интенсивен, чем до полуночи. А область, где зональная скорость меняет направление, т.е. область нисходящего потока, находится в районе 22–23 ч местного времени, совпадая с областью абсолютного максимума среднего распределения интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$).

Горизонтальная дивергенция (рис. 12б), рассчитанная по среднему полю скорости ветра (формула (9) в Khatuntsev и др., 2013), позволяет сделать выводы о наличии восходящих или нисходящих потоков в координатах широта — местное время на высотах 90–110 км. Восходящие потоки наблюдаются в высоких и средних широтах до полуночи и в экваториальных и средних широтах в предутренние часы (3–5 ч). Эти две области

разделены “бороздой” нисходящих потоков, простирающейся от низких широт, наблюдаемых вечером, до высоких широт вблизи утреннего терминатора. При этом наблюдается перемещение атмосферных масс вдоль этой “борозды” из высоких широт в низкие. Максимальная скорость горизонтального потока наблюдается в предутренние часы. Причем векторы скорости направлены против направления суперротации атмосферы Венеры, которое направлено на ночной стороне от вечернего терминатора к утреннему.

Обнаруженные особенности в скорости и направлении горизонтального потока позволяют однозначно утверждать о смене режима циркуляции атмосферы Венеры на ночной стороне на высотах 90–110 км с зональной суперротации на солнечно-противосолнечную приливную циркуляцию (SS-AS).

В данных VIRTIS-M сравнительно мало последовательностей орбит (каждая орбита Venus Express занимала 24 ч), в течение которых прибор наблюдал одну и ту же область планетарного диска. Такие наблюдения позволяют отслеживать

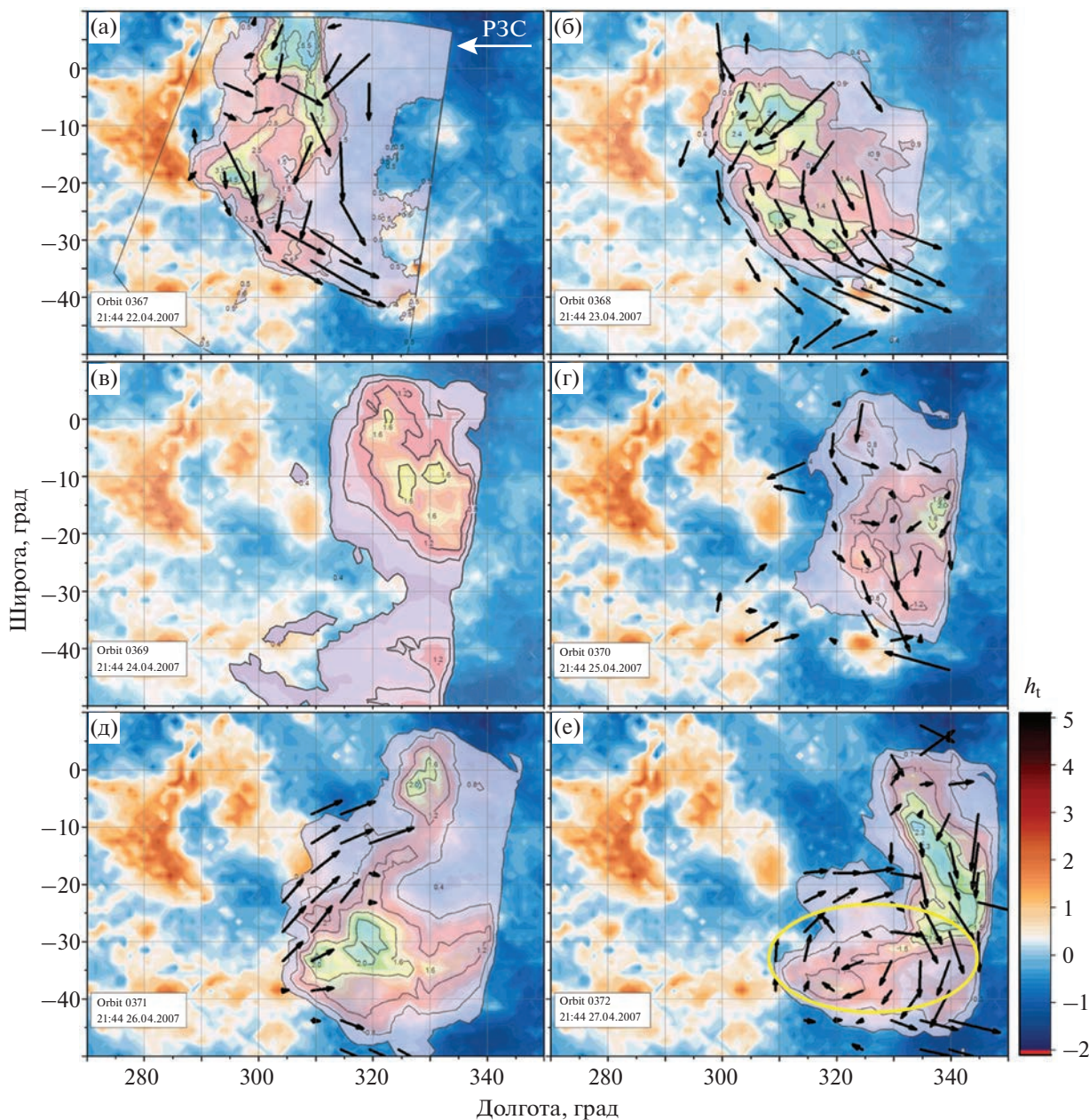


Рис. 13. Вариации интенсивности свечения локализованной структуры и векторов скоростей от орбиты к орбите с 367 до 372. Дата и время съемки указаны на каждой панели: а) орбита 367: интенсивность свечения (МРл, контуры) и векторы скоростей (стрелки) поверх топографии поверхности; б) орбита 368: смещение яркой структуры на юго-восток, падение максимальной интенсивности с 4.5 до 2.5 МРл; в) орбита 369: смещение на северо-восток, падение максимальной интенсивности до 1.5 МРл. Векторы скоростей недоступны из-за отсутствия пар изображений; г) орбита 370: смещение на юг и уменьшение значений скоростей ветра по сравнению с орбитами 367–368 до 0–15 м/с, что может косвенно указывать на область вертикального переноса; д) орбита 371: смещение на запад, при этом скорость ветра направлена на восток, а максимальная интенсивность увеличивается до 2 МРл; е) — орбита 372: смещение на восток и появление области замкнутого кругового движения с диаметром около 1500 км и центром на 30° ю.ш.; 330° в.д. (1 ч местного времени).

короткопериодические вариации интенсивности свечения и динамических особенностей. В этой статье мы рассмотрим наиболее долгий мониторинг такого типа, с орбиты № 367 до орбиты № 372 включительно. На протяжении 6 дней VIR-

TIS-M наблюдал область между 60° ю.ш. и 15° с.ш., 270° и 350° в.д. (0 и 4 ч местного времени) (рис. 13).

На протяжении этих орбит наблюдалась локализованная яркая область свечения O_2 ($a^1\Delta_g$).

В начале наблюдений, во время орбиты № 367, максимальная интенсивность была равна ~ 4.5 МРл — одно из наиболее ярких свечений, зарегистрированных VIRTIS-M за все время работы. Ранее было отмечено, что морфология этой области свечения повторяет контуры находящейся под ней Области Фебы (Gorinov и др., 2018), несмотря на удаление вклада излучения поверхности при обработке, а максимум функции корреляции топографии рельефа и интенсивности свечения оказался равен 0.61 при смещении свечения на 20° на запад, 7° на север и поворота по часовой стрелке на 14° . Для пяти последующих орбит интенсивность свечения была в 2–3 раза ниже, чем для орбиты № 367. В течение орбит № 368–372 яркая область потеряла свою первоначальную форму, постепенно смещаясь на 30° – 40° на восток (зональная суперротация на Венере имеет направление на запад). Векторы скорости претерпели значительные изменения, нередко меняя направление. Во время орбиты № 372 установилось замкнутое круговое движение по часовой стрелке с диаметром около 1500 км (желтый овал на рис. 13е).

ОБСУЖДЕНИЕ

С использованием описанного выше алгоритма обработки было получено распределение интенсивности свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) в канале 1.27 мкм, как для индивидуальных орбит, так и для усредненного поля свечения. Исключение влияния излучения поверхности позволило уточнить значения и распределение свечения по сравнению с предыдущими работами (Gérard и др., 2008a; Pisciotti и др., 2009; Soret и др., 2010; Шакун и др., 2010). Характер распределения свечения описывает циркуляцию в верхней мезосфере и нижней термосфере, в переходной области в районе мезопаузы. В мезосфере (ниже 90 км) основным режимом циркуляции является ретроградная зональная суперротация, тогда как в термосфере (выше 120 км) доминирует перенос из подсолнечной в противосолнечную точку (SS-AS). Ранее наблюдения свечения NO на ночной стороне Венеры по данным Pioneer Venus (Stewart и др., 1980; Bougher и др., 1990), прибора SPICAV на Venus Express (Gérard и др., 2008b) показали, что максимум свечения NO в термосфере выше 110 км, смещен к 2 ч после полуночи, что может означать, что, помимо режима SS-AS, здесь существует значительное влияние зональной суперротации.

Глобальная карта распределения свечения кислорода, полученная в настоящей работе, указывает на более сложный характер циркуляции в переходной области. Нахождение абсолютного максимума до полуночи, смещенного в направлении, обратном суперротации, не может быть свя-

зано с суперротацией. Кроме того, наблюдается асимметрия средней интенсивности свечения, которая до полуночи составляет 0.43 МРл, значительно превышая среднюю интенсивность после полуночи, 0.26 МРл. Распределение свечения может быть подвержено влиянию волновой активности. Это термические приливы и гравитационные волны. Известно, что большие значения (до 8 К) суточных и полусуточных амплитуд тепловых приливов обнаруживаются на высотах от 80 до 100 км (Засова и др., 2006; Zasova и др., 2007). Температура на изобарических уровнях была аппроксимирована суперпозицией гармонических функций, в зависимости от солнечной долготы (местного времени). На рис. 14 в работе (Засова и др., 2006) приведена зависимость температуры от местного времени вместе с аппроксимирующими кривыми на нескольких уровнях в атмосфере на широте 35° . На уровне 0.1 мбар (95 км) наблюдается максимум температуры приблизительно за 2 ч до полуночи, что приблизительно соответствует максимуму свечения O_2 и практически нулевой горизонтальной скорости, говорящей о существовании здесь нисходящего потока. Максимум температуры может быть также связан с нагревом в нисходящем потоке. Интересно заметить, что, несмотря на то, что ниже в атмосфере фаза прилива изменяется, на уровне 100 мбар, максимум температуры возвращается к 22 ч и совпадает с максимумом скорости термического ветра. В переходной области распространяются гравитационные волны, вероятно, генерируемые облачным слоем. Вертикальные профили свечения кислорода с двойными пиками, обнаруженные при исследовании вертикальных профилей кислородной эмиссии по лимбовым наблюдениям (Altieri и др., 2014), с помощью моделирования были воспроизведены с вертикальной длиной волны, соответствующей ширине профиля пиков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Рассмотренный метод позволяет при надирной геометрии наблюдений разделить тепловое излучение нижней атмосферы и эмиссию кислорода O_2 ($a^1\Delta_g$) в спектрах ночной стороны Венеры, полученных с прибором VIRTIS-M.

Карты распределения свечения O_2 ($a^1\Delta_g$) позволяют получить важную информацию о динамике атмосферы на высотах около 100 км. В экваториальной области значительный вклад в наблюдаемую картину вносит перенос атмосферных масс от подсолнечной к противосолнечной точке (SS-AS). Свечения разной интенсивности могут наблюдаться практически на любых широтах, достигая 6 МРл в низких широтах. Возможны силь-

ные нисходящие потоки на высоте эмиссии O_2 практически на ночной стороне Венеры. Существует асимметрия средней интенсивности свечения относительно полуночи — до полуночи она составляет 0.43 МРл, что значительно превышает среднюю интенсивность 0.26 МРл после полуночи, при средней интенсивности 0.36 ± 0.3 .

Важным механизмом, определяющим отличие циркуляции верхней мезосферы от SS-AS и асимметрию относительно полуночи, являются термические приливы. Смещение максимума свечения к 22–23 ч связано с термическим приливом, который также приводит к максимуму температуры (0.1 мбар, 95 км).

Авторы с глубоким прискорбием сообщают о безвременной кончине нашего коллеги, А.В. Шакуна, чей профессионализм и лидерские качества легли в основу данной статьи.

Авторы выражают благодарность программе Минобрнауки № 122042500018-9 за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Краснопольский В.А., Крысько А.Л., Рогачев В.Н., Паршев В.Л. Спектроскопия ночного свечения Венеры с орбитеров Венера 9, 10 // Космич. исслед. 1976. Т. 14. С. 789–795.
- Засова Л.В., Мороз В.И., Линкин В.М., Хатунцев И.В., Майоров Б.С. Строение атмосферы Венеры от поверхности до 100 км // Космич. исслед. 2006. Т. 44. № 4. С. 1–20.
- Шакун А.В., Засова Л.В., Пиччиони Дж., Дроссар П., Миглиорини А. Исследование свечения кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ на ночной стороне Венеры по надирным данным эксперимента VIRTIS-M миссии Венера-Экспресс // Космич. исслед. 2010. Т. 48. № 3. С. 239–245.
- Altieri F., Migliorini A., Zasova L., Shakun A., Piccioni G., Bellucci G. Modeling VIRTIS/VEX $O_2(a^1\Delta_g)$ nightglow profiles affected by the propagation of gravity waves in the Venus upper mesosphere // J. Geophys. Res.: Planets. 2014. V. 119. № 1. P. 2300–2316. <https://doi.org/10.1002/2013JE004585>
- Arnold G., Haus R., Kappel D., Drossart P., Piccioni G. Venus surface data extraction from VIRTIS/Venus Express measurements: Estimation of a quantitative approach // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. № 3. id. E00B10. <https://doi.org/10.1029/2008JE003087>
- Bailey J., Meadows V.S., Chamberlain S., Crisp D. The temperature of the Venus mesosphere from $O_2(a^1\Delta_g)$ airglow observations // Icarus. 2008. V. 197. P. 247–259. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.04.007>
- Bailey J. A comparison of water vapor line parameters for modeling the Venus deep atmosphere // Icarus. 2009. V. 201. № 2. P. 444–453. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.01.013>
- Bertaux J.-L., Khatuntsev I.V., Hauchecorne A., Markiewicz W.J., Marcq E., Lebonnois S. Influence of Venus topography on the zonal wind and UV albedo at cloud top level: The role of stationary gravity waves // J. Geophys. Res.: Planets. 2016. V. 121. P. 1087–1101. <https://doi.org/10.1002/2015JE004958>
- Bézard B., Tsang C.C.C., Carlson R.W., Piccioni G., Marcq E., Drossart P. Water vapor abundance near the surface of Venus from Venus Express/VIRTIS observations // J. Geophys. Res.: Planets. 2009. V. 114. id. E00B39. <https://doi.org/10.1029/2008JE003251>
- Bougher S.W., Gérard J.C., Stewart A.I.F., Fesen C.G. The Venus nitric oxide night airglow: Model calculations based on the Venus Thermospheric General Circulation Model // J. Geophys. Res.: Space Physics. 1990. V. 95. № A5. P. 6271–6284. <https://doi.org/10.1029/JA095iA05p06271>
- Bougher S.W., Borucki W.J. Venus O_2 visible and IR nightglow: Implications for lower thermosphere dynamics and chemistry // J. Geophys. Res.: Planets. 1994. V. 99. № E2. P. 3759–3776. <https://doi.org/10.1029/93JE03431>
- Brecht A.S., Bougher S.W., Gérard J.-C., Parkinson C.D., Rafkin S., Foster B. Understanding the variability of nightside temperatures, NO UV and O_2 IR nightglow emissions in the Venus upper atmosphere // J. Geophys. Res.: Atmosphere. 2011. V. 116. № E8. id. E08004. <https://doi.org/10.1029/2010JE003770>
- Connes P., Noxon J.F., Traub W.A., Carleton P. $O_2(^1D)$ emission in the day and night airglow of Venus // Astrophys. J. 1979. V. 233. P. L29–L32. <https://doi.org/10.1086/183070>
- Crisp D., Meadows V.S., Bézard B., de Bergh C., Maillard J., Mills F.P. Ground-based near-infrared observations of the Venus nightside: 1.27- μm $O_2(a^1\Delta_g)$ airglow from the upper atmosphere // J. Geophys. Res.: Physics. 1996. V. 101. P. 4577–4593. <https://doi.org/10.1029/95JE03136>
- D’Incecco P., Filiberto J., López I., Gorinov D., Komatsu G. Iduun Mons: Evidence for ongoing volcano-tectonic activity and atmospheric implications on Venus // Planet. Sci. J. 2021. V. 2. № 5. id. 215. <https://doi.org/10.3847/PSJ/ac2258>
- Drossart P., Piccioni G., Gérard J.C., Lopez-Valverde M.A., Sanchez-Lavega A., Zasova L., Hueso R., Taylor F.W., Bézard B., Adriani A., Angrilli F., Arnold G., Baines K.H., Bellucci G., Benkhoff J. and 89 co-authors. A dynamic upper atmosphere of Venus as revealed by VIRTIS on Venus Express // Nature. 2007. V. 450. P. 641–645. <https://doi.org/10.1038/nature06140>
- Fukuhara T., Futaguchi M., Hashimoto G.L., Horinouchi T., Imamura T., Iwagaimi N., Kouyama T., Murakami S.-Y., Nakamura M., Ogohara K., Sato M., Sato T.M., Suzuki M., Taguchi M., Takagi S. and 4 co-authors. Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus // Nat. Geosci. 2017. V. 10. № 2. P. 85–88. <https://doi.org/10.1038/ngeo2873>
- Gérard J.-C., Saglam A., Piccioni G., Drossart P., Cox C., Erard S., Hueso R., Sánchez-Lavega A. Distribution of the O_2 infrared nightglow observed with VIRTIS on

- board Venus Express // *Geophys. Res. Lett.* 2008a. V. 35. id. L02207.
<https://doi.org/10.1029/2007GL032021>
- Gérard J.-C., Cox C., Saglam A., Bertaux J.-L., Villard E., Nehmé C. Limb observations of the ultraviolet nitric oxide nightglow with SPICAV on board Venus Express // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2008b. V. 113. № 9. id. E00B03.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003078>
- Gérard J.-C., Soret L., Saglam A., Piccioni G., Drossart P. The distributions of the OH Meinel and O₂ (a¹Δ–X³R) nightglow emissions in the Venus mesosphere based on VIRTIS observations // *J. Adv. Space Res.* 2010. V. 45. P. 1268–1275.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.01.022>
- Gérard J.-C., Soret L., Piccioni G., Drossart P. Latitudinal structure of the Venus O₂ infrared airglow: A signature of small-scale dynamical processes in the upper atmosphere // *Icarus*. 2014. V. 236. P. 92–103.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.03.028>
- Gorinov D.A., Khatuntsev I.V., Zasova L.V., Turin A.V., Piccioni G. Circulation of Venusian atmosphere at 90–110 km based on apparent motions of the O₂ 1.27 μm nightglow from VIRTIS-M (Venus Express) data // *Geophys. Res. Letters*. 2018. V. 45. № 5. P. 2554–2562.
<https://doi.org/10.1002/2017GL076380>
- Haus R., Kappel G., Arnold G. Atmospheric thermal structure and cloud features in the southern hemisphere of Venus as retrieved from VIRTIS/VEX radiation measurements // *Icarus*. 2014. V. 232. P. 232–248.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.01.020>
- Hueso R., Sánchez-Lavega A., Piccioni G., Drossart P., Gérard J.-C., Khatuntsev I., Zasova L., Migliorini A. Morphology and dynamics of Venus oxygen airglow from Venus Express/Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer observations // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2008. V. 113. id. E00B02.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003081>
- Ignatiev N.I., Moroz V.I., Moshkin B.E., Ekonomov A.P., Gnedykh V.I., Grigoriev A.V., Khatuntsev I.V. Water vapour in the lower atmosphere of Venus: A new analysis of optical spectra measured by entry probes // *Adv. Space. Res.* 1997. V. 19. № 8. P. 1159–1168.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00267-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00267-6)
- Khatuntsev I.V., Patsaeva M.V., Titov D.V., Ignatiev N.I., Turin A.V., Limaye S.S., Markiewicz W.J., Almeida M., Roatsch Th., Moissl R. Cloud level winds from the Venus Express Monitoring Camera imaging // *Icarus*. 2013. V. 226. P. 140–158.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.05.018>
- Khatuntsev I.V., Patsaeva M.V., Titov D.V., Ignatiev N.I., Turin A.V., Fedorova A.A., Markiewicz W.J. Winds in the middle cloud deck from the near-IR imaging by the Venus Monitoring Camera onboard Venus Express // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2017. V. 122. P. 2312–2327.
<https://doi.org/10.1002/2017JE005355>
- Krasnopolsky V.A. Venus night airglow: Ground-based detection of OH, observations of O₂ emissions, and photochemical model // *Icarus*. 2010. V. 207. P. 17–27.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.10.019>
- Marcq E., Bézard B., Drossart P., Piccioni G., Reess J.M., Henry F.A. Latitudinal survey of CO, OCS, H₂O, and SO₂ in the lower atmosphere of Venus: Spectroscopic studies using VIRTIS-H // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2008. V. 113. id. E00B07.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003074>
- Meadows V.S., Crisp D. Ground-based near-infrared observations of the Venus nightside: The thermal structure and water abundance near the surface // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 4595–4622.
- Migliorini A., Piccioni G., Gérard J.-C., Soret L., Slangier T., Politi R., Snels M., Drossart P., Nuccilli F. The characteristics of the O₂ Herzberg II bands observed with VIRTIS/Venus Express // *Icarus*. 2013. V. 223. № 1. P. 609–614.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.11.017>
- Navarro T., Gilli G., Schubert G., Soret L., Lebonnois S., Lefèvre F., Quirino D. Venus' upper atmosphere revealed by a GCM: I. Structure and variability of the circulation // *Icarus*. 2021. V. 366. id. 114400.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2021.114400>
- Ohtsuki S., Iwagami N., Sagawa H., Ueno M., Kasaba Y., Imamura T., Yanagisawa K., Nishihara E. Distributions of the Venus 1.27-μm O₂ airglow and rotational temperature // *Planet. and Space Sci.* 2008. V. 56. P. 1391–1398.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2008.05.013>
- Patsaeva M.V., Khatuntsev I.V., Zasova L.V., Hauchecorne A., Titov D.V., Bertaux J.-L. Solar related variations of the cloud top circulation above Aphrodite Terra from VMC/Venus Express wind fields // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2019. V. 124. P. 1864–1879.
<https://doi.org/10.1029/2018JE005620>
- Piccioni G., Zasova L., Migliorini A., Drossart P., Shakun A., García Muñoz A., Mills F.P., Cardesin-Moinelo A. Near-IR oxygen nightglow observed by VIRTIS in the Venus upper atmosphere // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2009. V. 114. id. E00B38.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003133>
- Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., Chris Benner B., Birk M., Brown L.R., Carleer M.R., Chackerian Jr C., Chance K., Coudert L.H., Dana V., Devi V.M., Flaud J.-M., Gamache R.R., Goldman A. and 15 co-authors. The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database // *J.Q.S.R.T.* 2005. V. 96. № 2. P. 139–204.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2004.10.008>
- Saunders R.S., Pettengill G.H. Magellan: Mission summary // *Science*. 1991. V. 252. P. 247–249.
<https://doi.org/10.1126/science.252.5003.247>
- Soret L., Gérard J.-C., Piccioni G., Drossart P. Venus OH nightglow distribution based on VIRTIS limb observations from Venus Express // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. № 6. id. L06805.
<https://doi.org/10.1029/2010GL042377>
- Soret L., Gérard J.-C., Piccioni G., Drossart P. Time variations of O₂(a¹Δ) nightglow spots on the Venus nightside and dynamics of the upper mesosphere // *Icarus*. 2014. V. 237. P. 306–314.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.03.034>
- Soret L., Gérard J.-C. Is the O₂(a¹Δg) Venus nightglow emission controlled by solar activity? // *Icarus*. 2015.

- V. 262. P. 170–172.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.08.030>
- Stamnes K., Tsay S.-C., Wiscombe W., Jayaweera K.* Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media // *Appl. Optics*. 1988. V. 27. P. 2502–2509.
<https://doi.org/10.1364/AO.27.002502>
- Stewart A.I.F., Gérard J.-C., Rusch D.W., Bougher S.W.* Morphology of the Venus ultraviolet night airglow // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 1980. V. 85. P. 7861–7870.
<https://doi.org/10.1029/JA085iA13p07861>
- Svedhem H., Titov D.V., Taylor F.W., Witasse O.* The Venus Express mission // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2009. V. 114. id. E00B33.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003290>
- Tashkun S.A., Perevalov V.I., Teffo J.-L., Bykov A.D., Lavrentieva N.N.* CDSD-1000, the high-temperature carbon dioxide spectroscopic databank // *J. Quant. Spec. Rad. Transfer*. 2003. V. 82. № 1–4. P. 165–196.
[https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(03\)00152-3](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(03)00152-3)
- Titov D.V., Svedhem H., Koschny D., Hoofs R., Barabash S., Bertaux J.-L., Drossar P., Formisano V., Häusler B., Korablev O., Markiewicz W.J., Nevejans D., Pätzold M., Piccioni G., Zhang T.L., 5 co-authors.* Venus Express science planning // *Planet. and Space Sci.* 2006. V. 54. P. 1279–1297.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.04.017>
- Zasova L.V., Ignatiev N., Khatuntsev I., Linkin V.* Structure of the Venus atmosphere // *Planet. and Space Sci.* 2007. V. 55. P. 1712–1728.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2007.01.011>

УДК 523.34–36

О КИНЕТИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЯХ СЕДИМЕНТАЦИИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АТМОСФЕРЕ МАРСА

© 2023 г. А. Ю. Дубинский^а, *, Ю. С. Резниченко^б, С. И. Попель^а, **

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^бМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

*e-mail: nfkpb@bk.ru

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

Поступила в редакцию 20.09.2022 г.

После доработки 16.11.2022 г.

Принята к публикации 27.11.2022 г.

Исследован режим оседания слоистых структур в ионосфере Марса с учетом особенностей состава марсианской атмосферы. Рассчитаны характерные скорости оседания пылевых частиц, их размеры и заряды, а также время седиментации слоистых структур. Полученные результаты могут быть использованы при изучении атмосферных явлений на Марсе в ходе предстоящих космических миссий.

Ключевые слова: будущие космические миссии, Земля, Марс, пылевые частицы, пылевая плазма, седиментация слоистых структур

DOI: 10.31857/S0320930X23020019, EDN: NVINSD

ВВЕДЕНИЕ

Резкий рост интереса к исследованиям и описанию пылевой плазмы в ионосферах планет произошёл в конце 1990-х—начале 2000-х годов, когда благодаря лабораторным исследованиям было разработано достаточное количество различных методов изучения пылевой плазмы (см., например, Shukla, Mamun, 2002; Tsytoich и др., 2008; Fortov и др., 2005) и ускорилось применение наработанного аппарата к природным плазменно-пылевым системам. Результаты, полученные в ходе исследования природной пылевой плазмы, могут быть полезны для таких смежных дисциплин как физика атмосферы, экология, геофизика. На Земле, кроме того, возможно также наличие связи между плазменно-пылевыми процессами ионосферы с одной стороны, и с разного рода климатическими изменениями (например, с процессами глобального потепления) — с другой (Popel и др., 2011).

В земной атмосфере характерными примерами пылевых слоев плазменного происхождения являются два типа слоистых структур, имеющих ряд общих черт, — серебристые облака (NLC) и полярные мезосферные радиоотражения (PMSE) (Klumov и др., 2000; Клумов и др., 2005а; 2005б). NLC и PMSE составляют отличительную особен-

ность летней полярной мезосферы Земли высоких и средних широт, причем между их появлениями наблюдается сильная корреляция, что дает основание считать принципиальное происхождение NLC и PMSE одинаковым. В литературе эти явления часто объединяют под общим названием полярных мезосферных облаков (PMC).

Следует, однако, указать на присутствие и некоторых отличий в этих явлениях. Серебристые облака наблюдаются на высотах около 80–85 км, характерный размер их частиц составляет по порядку несколько сотен нанометров (максимальный размер не превышает одного микрона). Эти частицы в основном состоят из льда, хотя возможно и наличие примесей, в том числе металлических (von Zahn и др., 2004). Вертикальная оптическая толщина серебристых облаков значительно меньше единицы, однако на закате оказывается возможным наблюдение NLC невооруженным глазом, что является их характерной особенностью.

Полярные мезосферные радиоотражения, в отличие от серебристых облаков, оптическими методами не регистрируются. Они обнаруживаются в виде сильных радиоотражений при наблюдениях на радарх, работающих на частотах от 50 до 1000 МГц (Cho, Röttger, 1997). PMSE распола-

гаются выше, чем NLC, на высотах около 90 км, и, скорее всего, состоят из заряженных частиц наномасштабных размеров.

В последние два десятилетия также имеет место существенный рост интереса к исследованиям Марса. Успешно работают такие миссии, как Mars Express, ExoMars Trace Gas Orbiter и др. В рамках программ Mars Exploration Rover Opportunity и Mars Science Laboratory Curiosity проводятся исследования поверхности планеты. Особое внимание уделяется изучению спутников Марса — Фобоса и Деймоса.

На сегодняшний день на высотах около 100 км марсианской мезосферы, где температуры достаточно низки для замерзания углекислого газа, при помощи инфракрасного спектрометра SPI-CAM, установленного на космическом аппарате Mars Express (Montmessin и др., 2006), наблюдались облака частиц с размерами около 100 нм. На более низких высотах (около 80 км над поверхностью планеты) миссией Mars Express при помощи спектрометра OMEGA были зарегистрированы облака, состоящие из микрометровых частиц (Montmessin и др., 2007). Кроме того, пылевые облака наблюдались и непосредственно над поверхностью планеты, а также на высотах около 4 км (Whiteway и др., 2009), где в рамках программы Mars Climate Sounder (аппарат Mars Reconnaissance Orbiter) по ночам фиксировались тонкие пылевые слои, состоящие, как следует из экспериментальных данных, из замерзших частиц либо водяного льда, либо углекислого газа (Hayne и др., 2012).

В марте 2021 г. аппарат Mars Science Laboratory Curiosity прислал на Землю снимки марсианских облаков, обнаруженных миссией на высотах, больших 60 км, и состоящих, судя по всему, из частиц сухого льда. Аппарат Curiosity проводил фотосъемку на закате, когда пылевые частицы облаков были подсвечены солнечными лучами на фоне темного неба. Такое поведение, очевидно, аналогично тому, что известно о земных серебристых облаках. Точные механизмы образования подобных облаков пока еще до конца не выяснены.

Если земные полярные мезосферные облака изучены относительно неплохо (см., например, Klumov и др., 2000; Клумов и др., 2005а; Дубинский, Попель, 2012), то исследование пылевых образований марсианской ионосферы в этом смысле находится в самом начале пути. Причиной тому является недостаточное количество данных, касающихся атмосферы Марса, а также, судя по всему, малое по сравнению с земным случаем время жизни слоистых структур — несколько минут против нескольких часов для серебристых

облаков и полярных мезосферных радиоотражений. Между тем, изучение плазменно-пылевых явлений атмосферы Марса (Извекова, Попель, 2017; Izvekova и др., 2022) крайне важно для планирования будущих космических миссий.

УСЛОВИЯ В ИОНОСФЕРЕ МАРСА

Одним из важных условий появления плазменно-пылевых облаков является установление такого температурного режима ионосферы, при котором наступает превышение фактического давления паров воды (на Земле) и углекислого газа (на Марсе) над давлением соответствующих насыщенных паров на несколько порядков (см., например, Клумов и др., 2005а; Дубинский, Попель, 2012; Дубинский и др., 2019; Reznichenko и др., 2020). Подобное превышение создает предпосылки для конденсации паров воды (углекислого газа) на поверхность пылевых частиц ионосферы и последующего формирования слоистых структур.

На рис. 1 представлены высотные профили насыщенного и фактического давлений паров углекислого газа марсианской ионосферы для высот от 70 до 135 км (Алтуни, 1975; Forget и др., 2009). Видно, что рассматриваемая в работе область марсианской атмосферы с точки зрения термодинамики углекислого газа может быть разделена на три характерные части: среднюю часть с сильно пересыщенными парами углекислого газа и две периферические области ненасыщенных паров CO₂. С точки зрения динамики пылевых частиц верхнюю область ненасыщенных паров следует назвать зоной седиментации с постоянной массой, среднюю — зоной конденсации, а нижнюю — зоной сублимации. В области конденсации происходит рост пылевых зародышей ионосферы за счет десублимации паров углекислого газа, вследствие чего оказывается возможным формирование слоистой структуры пылевого облака (Дубинский и др., 2019; Reznichenko и др., 2020). В зоне сублимации идет процесс испарения ранее сконденсировавшегося углекислого газа с поверхности пылевых частиц, приводящий в конечном итоге к исчезновению пылевого облака, время жизни которого, таким образом, определяется временем седиментации микрочастиц.

Оседающие в атмосфере Марса пылевые структуры имеют ряд специфических особенностей, не свойственных атмосфере Земли. Связано это с тем, что углекислый газ, конденсирующийся на поверхность марсианских микрочастиц, составляет около 95% атмосферы Марса (Forget и др., 2009; Fox и др., 2015), в то время как пары

воды, формирующие композитную льдинку в земной ионосфере, несут лишь 0.5% массовой доли газа атмосферы.

Режим оседания частиц на Марсе в этой связи получает свои особенности. Во-первых, вклад в силу вязкого кнудсеновского трения на Марсе вносят лишь 5% неконденсирующихся атмосферных газов. Во-вторых, особого внимания требует рассмотрение взаимодействия пылевой частицы с налипающим на нее углекислым газом.

Наконец, в-третьих, концентрации марсианского углекислого газа существенно превышают соответствующие концентрации водяных паров земной ионосферы, и поэтому пылевые частицы марсианских облаков значительно крупнее частиц NLC (характерный размер марсианских пылевых частиц равен 0.5–3 мкм). Время седиментации пылевого облака при этом составляет всего несколько минут (Дубинский и др., 2019; Reznichenko и др., 2020).

Столь крупные микрочастицы в ходе седиментации приобретают существенный электрический заряд в результате натекания микротоков ионов и электронов окружающей плазмы. Абсолютная величина заряда определяется из уравнения (см., например, Chen, 1965; Barnes и др., 1992).

$$I_e(q_d) + I_i(q_d) = 0,$$

где $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ – микроскопические токи электронов и ионов, соответственно, на пылевую частицу, значения которых находятся согласно зондовой модели (см., например, Клунов и др., 2005а). Отметим, что наличие у частицы заряда $|Z_d| \sim 10-100e$ приводит к заметному возмущению заряженной компоненты ионосферной плазмы, поскольку суммарный заряд пылевых частиц становится сопоставимым с равновесными суммарными зарядами электронов и ионов. Кроме того, в случае наличия потоков солнечного излучения (Bertaux и др., 2006; 2004; Delgado-Bonal и др., 2016; Patela и др., 2002; Vicente-Retortillo и др., 2015) следует ожидать усложнения процессов зарядки для микрочастиц с металлическими примесями (о металлах в атмосфере Марса см., например, Gonzalez-Galindo и др., 2018; Christou и др., 2019).

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Полная система уравнений, описывающая взаимодействие пылевых частиц и заряженной компоненты ионосферной плазмы, состоит из уравнений непрерывности для концентраций электронов n_e и ионов n_i , а также для заряда пылевой частицы Z_d , которые определяется на основе

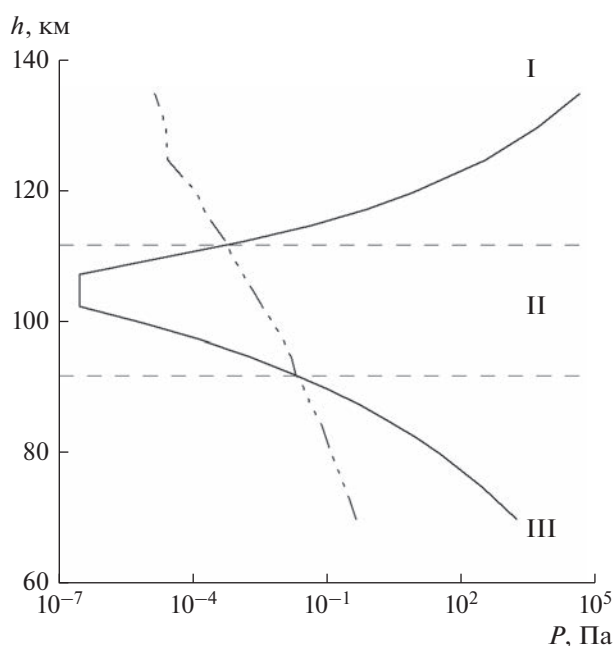


Рис. 1. Разделение атмосферы Марса на зоны седиментации с постоянной массой (I), конденсации (II) и субдимации (III). Сплошная линия – давление насыщенных паров углекислого газа, штрих-пунктирная – фактическое давление паров углекислого газа.

зондовой модели (см., например, Chen, 1965; Barnes и др., 1992):

$$\frac{dn_e}{dt} = q_e - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i - L_e^d + L_e^{\text{photo}},$$

$$\frac{dn_i}{dt} = q_e - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i - L_i^d,$$

$$\frac{dZ_d}{dt} = q^{\text{photo}} + v_i - v_e.$$

Здесь q_e – скорость ионизации, α_{rec} – коэффициент рекомбинации, q^{photo} – скорость ионизации, ассоциированная с фотоэффектом, v_e и v_i – микроскопические токи электронов и ионов, соответственно, на пылевую частицу, определяемые согласно зондовой модели. Члены L_e^d и L_i^d описывают гибель электронов и ионов на поверхностях микрочастиц, слагаемое L_e^{photo} отвечает за рождение электронов в результате фотоэффекта.

Эволюция функции распределения микрочастиц $f_d(h, a, v, t)$ задается кинетическим уравнением

$$\frac{df_d}{dt} + \frac{df_d}{da} \frac{da}{dt} + \frac{df_d}{dh} \frac{dh}{dt} + \frac{df_d}{dv} \frac{dv}{dt} = 0,$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{\alpha_{\text{CO}_2}(n_{\text{CO}_2} - n_{\text{CO}_2}^S)m_{\text{CO}_2}v_s^{\text{th}}}{4\rho_d},$$

$$\frac{dv}{dt} = (mg - F_f + F_r)\frac{1}{m} = g - \frac{F_f}{m} + \frac{F_r}{m},$$

$$F_f = \pi\rho C_s a^2 F_d v,$$

$$F_r = u_{\text{rel}} \frac{dm}{dt},$$

где α_{CO_2} — коэффициент аккомодации молекул газа при их столкновении с поверхностью пылевой частицы (обычно в сильно пересыщенных парах $\alpha_{\text{CO}_2} \sim 1$), m и m_{CO_2} — массы микрочастицы и молекулы углекислого газа соответственно, n_{CO_2} и $n_{\text{CO}_2}^S$ — фактическая и насыщенная концентрации паров конденсирующегося углекислого газа, ρ_d и ρ — плотности материала пылевой частицы и газа атмосферы, v_s^{th} и C_s — тепловая скорость и скорость звука в атмосферном газе, u_{rel} — скорость налипающих/испаряющихся молекул относительно пылевой частицы, a — радиус микрочастицы, F_d — коэффициент, отражающий влияние формы пылевой частицы ($F_d \sim 1$). Второй член кинетического уравнения описывает рост микрочастиц в пересыщенных парах углекислого газа, четвертый — седиментацию пылевых частиц с учетом реактивного члена в уравнении Мешерского.

Приращение массы частицы dm за счет конденсации паров на ее поверхности оценивается через число соударений молекул конденсирующегося газа с поверхностью частицы

$$\frac{dm}{dt} = \alpha_{\text{CO}_2} \pi a^2 \bar{v} (\rho - \rho_{\text{sat}}),$$

где $\bar{v}$ — средняя скорость конденсирующихся молекул, ρ_{act} и ρ_{sat} — фактическая и насыщенная плотности паров конденсирующегося газа, α_g — коэффициент аккомодации молекул газа при их столкновении с поверхностью пылевой частицы (обычно в сильно пересыщенных парах $\alpha_g \sim 1$).

В условиях атмосферы Марса для рассматриваемых высот от 80 до 120 км оказывается возможным пренебречь броуновским движением частиц. Действительно, характерная величина одномерного смещения частицы может быть оценена по формуле

$$\langle x^2 \rangle = 2kTB\tau = 2kT \frac{1}{\pi\rho C_s a^2} \tau,$$

где $B = \frac{1}{\pi\rho C_s a^2}$ — подвижность частицы в разреженной газовой среде. При значениях температу-

ры среды порядка $T = 100$ К, размера частицы $a = 20$ нм, времени седиментации $\tau = 300$ с, типичных для марсианской ионосферы, диффузионный дрейф оказывается равным около 10 м, что составляет менее 1% от высоты падения. Кроме того, малость числа Рейнольдса ($Re < 100$ для структур, имеющих размер менее или порядка 100 м) для атмосферы Марса на высотах от 80 до 120 км обеспечивает ламинарность течений, в результате чего отсутствует турбулентное перемешивание слоев пылевых частиц. Исходное кинетическое уравнение, таким образом, в рассматриваемых условиях существенно упрощается, и наиболее важным оказывается его четвертый член.

Поскольку скорость звука, средняя тепловая скорость и относительная скорость налипающих молекул — величины одного порядка, вклад каждого из двух тормозящих факторов, $\frac{F_f}{m}$ и $\frac{F_r}{m}$, зависит от параметров ионосферы (плотности конденсирующихся и/или создающих сопротивление газов). Если в условиях земной атмосферы плотность водяных паров ничтожна по сравнению с плотностью азота и кислорода, так что на протяжении всего времени седиментации к поверхности Земли главным тормозящим фактором является вязкое трение, то при оседании частиц в атмосфере Марса ситуация заметно усложняется.

В зоне конденсации существенным оказывается фактор торможения пылевой частицы за счет налипания на нее молекул конденсата, поскольку концентрации десублимирующего углекислого газа велики, а налипающие на поверхность микрочастиц молекулы CO_2 обладают ненулевой относительной скоростью $u_{\text{rel}} = -v$. В то же время член, отвечающий за вязкое трение, становится до некоторой степени неопределенным. В качестве плотности газа рассматривать плотность углекислого газа (фактически составляющего всю атмосферу планеты) было бы некорректно, так как он конденсируется и его взаимодействие учитывает член $\frac{F_r}{m}$. В этом смысле сила вязкого трения оказывается минимальной и обуславливается 5% газов, примесных к углекислому газу атмосферы Марса. По этой причине расчет динамики полета частицы в зоне конденсации проводился в двух крайних положениях: когда плотность газа бралась в виде плотности углекислого газа и когда она бралась с понижающим коэффициентом 0.05.

Ниже 90 км, в зоне сублимации, весь газ марсианской атмосферы создает силу вязкого трения, поправочный коэффициент в данном случае

Параметры седиментации пылевой частицы для частиц с разными начальными радиусами

Параметр	$r_0 = 20$ нм		$r_0 = 200$ нм	
	$k = 1$	$k = 0.05$	$k = 1$	$k = 0.05$
Время седиментации, мин	8	6	5	5
Максимальный радиус микрочастицы, мкм	3.5	2.7	3.5	3.5
Максимальная скорость седиментации, м/с	150	151	242	242
Минимальная скорость седиментации, м/с	37	43	47	47
Заряд, ед. элементарного заряда	$Z \sim -89$	$Z \sim -69$	$Z \sim -88$	$Z \sim -88$

не используется. Кроме того, исчезает и член $\frac{F_r}{m}$, поскольку относительная скорость испаряющихся молекул углекислого газа в этом случае равна нулю, $u_{\text{rel}} = 0$. Физически это означает, что оторвавшиеся от частицы молекулы испарившегося CO_2 тормозятся не за счет ускорения частицы, а за счет молекул атмосферы.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Проведенные расчеты показали, что для частиц без начальной скорости с начальным радиусом в 20 нм время седиментации с высоты 120 до 90 км составляет около 8 мин без введения поправочного коэффициента для зоны конденсации и 6 мин при введении поправки. Соответствующие

максимальные радиусы микрочастиц оказываются равными 3.5 и 2.7 мкм. Заряды частиц, таким образом, принимают значения $Z \sim -89$ и $Z \sim -69$ единиц элементарного заряда. Максимальные скорости падения составляли соответственно 150 и 151 м/с, минимальные – 37 и 43 м/с.

Аналогичные вычисления для седиментации частиц с начальным радиусом в 200 нм показали время падения на указанном промежутке высот в 5 и 4 мин соответственно (без поправки и с коэффициентом $k = 0.05$). Максимальный радиус в этом случае составил 3.5 и 2.6 мкм, заряды оказались равными $Z \sim -88$ и $Z \sim -66$ единиц элементарного заряда, скорости падения варьировались от 47 до 242 м/с и от 67 до 257 м/с соответственно. Как видно, отсутствие или наличие поправочного

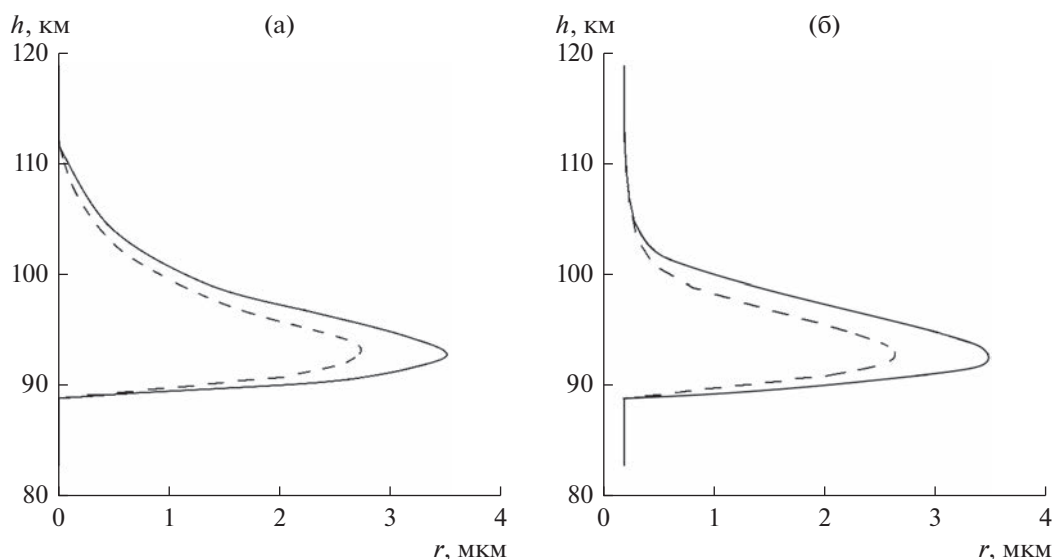


Рис. 2. Зависимость величины радиуса пылевой частицы от высоты в ходе седиментации пылевого облака. Сплошные линии соответствуют случаю завышенной силы вязкого трения (без понижающего коэффициента, $k = 1$), штриховые – случаю с $k = 0.05$. Левая панель соответствует начальному радиусу пылевой частицы $r_0 = 20$ нм, правая – начальному радиусу $r_0 = 200$ нм.

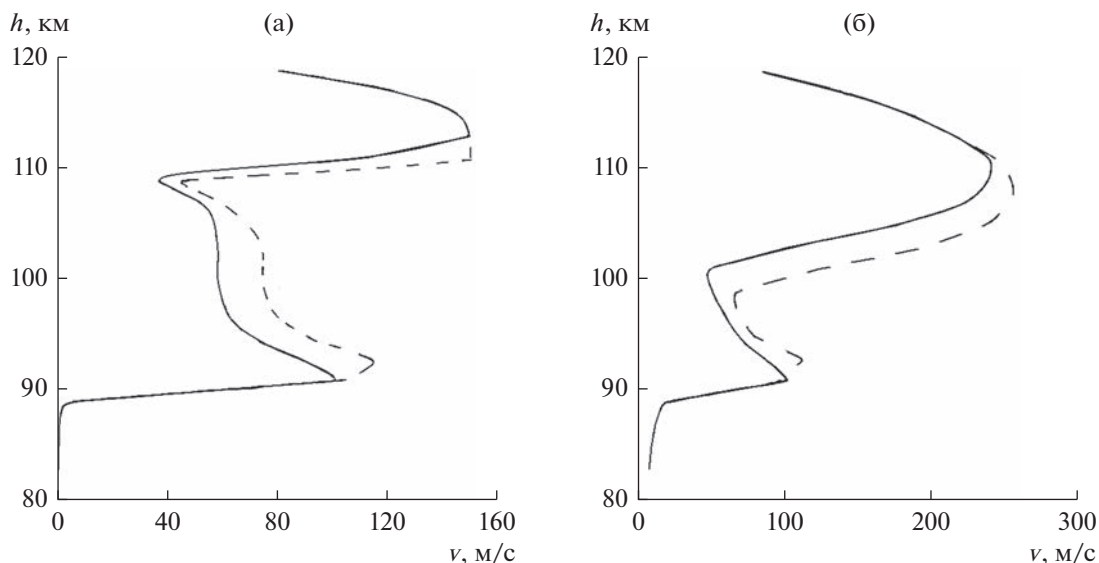


Рис. 3. Зависимость величины модуля скорости пылевой частицы от высоты в ходе седиментации пылевого облака. Сплошные линии соответствуют случаю завышенной силы вязкого трения (без понижающего коэффициента, $k = 1$), штриховые — случаю с $k = 0.05$. Левая панель соответствует начальному радиусу пылевой частицы $r_0 = 20$ нм, правая — начальному радиусу $r_0 = 200$ нм.

коэффициента приводит к изменениям динамических характеристик падающих частиц на 10–25%.

Кроме того, скорость падения частиц в зоне сублимации оказывается заметно меньшей по сравнению со скоростью седиментации в зоне движения с постоянной массой, поскольку плотность атмосферы в нижней части исследуемой области существенно возрастает. Так, частицы с размером 20 нм, вернувшись к своему первоначальному радиусу, оседают в нижней зоне со скоростью порядка 1 м/с, а частицы с радиусом 200 нм — со скоростью порядка 10 м/с. Полученные результаты ниже представлены в виде сравнительной таблицы. Рис. 2 и 3 иллюстрируют эволюцию радиуса и скорости микрочастицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе рассмотрены некоторые особенности седиментации пылевых частиц в марсианской ионосфере. Показано, что тормозящее воздействие атмосферы, в отличие от земного случая, существенно различается для режимов конденсации и сублимации паров углекислого газа. Кроме того, в работе рассчитаны характерные значения таких параметров пылевых частиц, как максимальный радиус, максимальная и минимальная скорости падения, заряд, время седиментации. Следует заметить, что проведенные расчеты сделаны в случае, когда количество пылевых частиц в атмосфере настолько незначи-

тельно, что за время их оседания концентрации паров углекислого газа изменяются несущественно. Более сложная модель, учитывающая истощение конденсирующихся паров, будет разработана в ходе дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтуниин В.В. Теплофизические свойства двуокиси углерода. М.: Изд. стандартов, 1975. 546 с.
- Дубинский А.Ю., Попель С.И. Формирование и эволюция плазменно-пылевых структур в ионосфере // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. № 1. С. 22–28.
- Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И. К вопросу о формировании и эволюции плазменно-пылевых структур в ионосферах Земли и Марса // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 10. С. 913–921.
- Извекова Ю.Н., Попель С.И. Плазменные эффекты в пылевых вихрях у поверхности Марса // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 1010–1017.
- Клумов Б.А., Владимиров С.В., Морфилл Г.Е. Особенности пылевых структур в верхней атмосфере Земли // Письма в ЖЭТФ. 20056. Т. 82. № 10. С. 714–719.
- Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запыленной атмосфере // ЖЭТФ. 2005a. Т. 127. № 1. С. 171–185.
- Barnes M.S., Keller J.H., Forster J.C., O'Neill J.A., Coultas D.K. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 313–316.
- Bertaux J.-L., Fonteyn D., Korabely O., Chassefière E., Dimarellis E., Dubois J.-P., Hauchecorne A., Lefèvre F., Cabane M., Rannou P., Lévassieur-Regourd A.-C., Cernogora G., Quémenerais E., Hermans C., Kockarts G., Lippens C., de Maziere M., Moreau D., Muller C., Neefs E.,

- Simon P.-C., Forget F., Hourdin F., Talagrand O., Moroz V.I., Rodin A., Sandel B., Stern A.* SPICAM: studying the global structure and composition of the Martian atmosphere // ESA Special Publication. 2004. V. 1240. P. 95–120.
- Bertaux J.-L., Korablev O., Perrier S., Quémérais E., Montmessin F., Leblanc F., Lebonnois S., Rannou P., Lefèvre F., Forget F., Fedorova A., Dimarellis E., Reberac A., Fonteyn D., Chaufray J.Y., Guibert S.* SPICAM on Mars Express: Observing modes and overview of UV spectrometer data and scientific results // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. id. E10S90 (40 p.)
- Chen F.F.* Plasma Diagnostic Techniques / Eds Huddleston R.H., Leonard S.L. New York: Academic, 1965. Chapter 4. 627 p.
- Cho J.Y.N., Röttger J.* An updated review of polar mesosphere summer echoes: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 2001–2020.
- Christou A., Vaubaillon J., Withers P., Hueso R., Killen R.* Extra-Terrestrial Meteors // *Earth and Planetary Astrophysics*. Cambridge Univ. Press. 2019. P. 119–135.
- Delgado-Bonal A., Zorzano M.-P., Martin-Torres F.J.* Martian top of the atmosphere 10–420 nm spectral irradiance database and forecast for solar cycle 24 // *Solar Energy*. 2016. V. 134. P. 228–235.
- Forget F., Montmessin F., Bertaux J.L., Gonzalez-Galindo F., Lebonnois S., Quémérais E., Reberac A., Dimarellis E., Lopez-Valverde M.A.* Density and temperatures of the upper Martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. id. E01004 (19 p.)
- Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E.* Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // *Phys. Reports*. 2005. V. 421. P. 1–103.
- Fox J.L., Benna M., Mahaffy P.R., Jakosky B.M.* Water and water ions in the Martian thermosphere/ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 8977–8985.
- Gonzalez-Galindo F.* Martian Ionospheric Observation and Modelling // *Oxford Research Encyclopedia. Planetary Science*. Oxford Univ. Press, USA. 2018. 40 p.
- Hayne P.O., Paige D.A., Schofield J.T., Kass D.M., Kleinböhl A., Heavens N.G., McCleese D.J.* Carbon dioxide snow clouds on Mars: South polar winter observations by the Mars climate sounder // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. id. E08014 (23 p.)
- Izvekova Yu.N., Popel S.I., Izvekov O.Ya.* Dust and dusty plasma effects in Schumann resonances on Mars: Comparison with Earth // *Icarus*. 2022. V. 371. id. 114717
- Klumov B.A., Popel S.I., Bingham R.* Dust particle charging and formation of dust structures in the upper atmosphere // *JETP Lett.* 2000. V. 72. No. 7. P. 364–368.
- Montmessin F., Bertaux J.L., Quémérais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussen D., Lebonnois S., Réberac A., Dimarellis E.* Subvisible CO₂ ice clouds detected in the mesosphere of Mars // *Icarus*. 2006. V. 183. P. 403–410.
- Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T.* Hyperspectral imaging of convective CO₂ ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. id. E11S90 (14 p.)
- Patela M.R., Zarneckia J.C., Catling D.C.* Ultraviolet radiation on the surface of Mars and the Beagle 2 UV sensor // *Planet. and Space Sci.* 2002. V. 50. P. 915–927.
- Popel S.I., Kopnin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Huang F.* The effect of microscopic charged particulates in space weather // *J. Phys. D: Applied Phys.* 2011. V. 44. id. 174036.
- Reznichenko Yu.S., Dubinskii A.Yu., Popel S.I.* On dusty plasma formation in Martian ionosphere // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2020. V. 1556. id. 012072.
- Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasmas Physics. Bristol/Philadelphia: Institute of Physics Publishing. 2002. 270 p.
- Tsytoich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 2008. 370 p.
- Vicente-Retortillo A., Valero F., Vazquez L., Martinez G.M.* A model to calculate solar radiation fluxes on the Martian surface // *J. Space Weather Space Clim.* 2015. V. 5. id. A33 (13 p.)
- von Zahn U., Baumgarten G., Berger U., Fiedler J., Hartogh P.* Noctilucent clouds and the mesospheric water vapour: the past decade // *Atmos. Chem. Phys.* 2004. V. 4. P. 2449–2464.
- Whiteway J.A., Komguem L., Dickinson C., Cook C., Illnicki M., Seabrook J., Popovici V., Duck T.J., Davy R., Taylor P.A., Pathak J., Fisher D., Carswell A.I., Daly M., Hipkin V., Zent A.P., Hecht M.H., Wood S.E., Tamppari L.K., Renno N., Moores J.E., Lemmon M.T., Daerden F., Smith P.* Mars water-ice clouds and precipitation // *Science*. 2009. V. 325. Iss. 5936. P. 68–70.

УДК 573.52

ПОИСК ЖИЗНИ НА ВЕНЕРЕ: ИСТОРИЯ ПРОБЛЕМЫ И ОСНОВНЫЕ КОНЦЕПЦИИ

© 2023 г. О. Р. Коцюрбенко*

Югорский государственный университет, Югра, Россия

*e-mail: kotsor@mail.ru

Поступила в редакцию 19.05.2022 г.

После доработки 11.01.2023 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Венера всегда являлась одним из приоритетных направлений в рамках программы космических исследований в России. История успешного изучения Венеры в Советском Союзе, прежде всего, связана с доставкой к ней целой серии космических аппаратов и организации первой в истории посадки на ее поверхность. Последние несколько лет астробиологическое направление в исследовании Венеры развивается быстрыми темпами. К настоящему времени опубликовано достаточно большое количество теоретических работ, основной целью которых является оценка возможности существования живых организмов на Венере. Наиболее вероятной экосистемой, в которой могли бы развиваться организмы земного типа, считается плотный облачный слой Венеры. Предполагается, что гипотетические микробные сообщества в нем могут существовать в аэрозолях, представляющих собой довольно концентрированный водный раствор серной кислоты. Микроорганизмы в такой специфической воздушной среде обитания должны находиться под воздействием сразу нескольких экстремальных факторов, основными из которых являются чрезвычайно низкие значения pH и активности воды. Основными стратегиями выживания в таких условиях должны быть наличие эффективных биохимических механизмов сопротивления воздействию неблагоприятных факторов окружающей среды и использование всех возможных способов извлечения энергии в такой экосистеме для поддержания биомассы организмов на уровне устойчивого воспроизводства.

Ключевые слова: Венера, астробиология, экстремофилы, внеземная жизнь

DOI: 10.31857/S0320930X23030052, **EDN:** IHEYMP

ВВЕДЕНИЕ

Венера — наиболее близкая к Земле планета и, после Солнца и Луны, самое яркое небесное тело. По своим размерам Венера лишь немного уступает Земле и, до начала космической эры, рассматривалась как более теплый двойник нашей планеты, на котором вполне могли существовать живые организмы. Однако условия на поверхности Венеры достаточно долгое время были неизвестны из-за скрывающего ее очень плотного облачного слоя. Первые данные о физико-химических параметрах на ее поверхности, полученные космическими аппаратами, показали наличие экстремально высоких температур (470°C) и давления (90 атм.), абсолютно непригодных для существования жизни земного типа. Тем не менее остается надежда обнаружить присутствие живых организмов в облачном слое Венеры, в котором существует достаточно широкая (20–25 км) зона, где значения температуры и давления находятся в пределах, характерных для земных экосистем, а в качестве среды обитания гипотетических микроорганизмов рассматриваются мелкодисперсные

водные аэрозоли. Присутствие микроорганизмов в воздушных аэрозолях в земных облаках уже давно доказано, хотя физические параметры и химический состав в них значительно отличаются от таковых в облаках Венеры, в аэрозолях которых основными экстремальными параметрами являются чрезвычайно низкие значения pH, что обусловлено присутствием в аэрозолях значительных количеств серной кислоты, до 75% (Seager и др., 2021), а также активности воды, которая может быть ниже, чем в самой сухой земной пустыне (Hallsworth и др., 2021). Если гипотетические венерианские организмы смогли адаптироваться к столь экстремальным условиям, то логично предположить их активное участие в различных биогеохимических циклах элементов как необходимый механизм получения энергии и поддержания активной биомассы для своего существования. Вполне вероятно, что такие циклы включают активный обмен веществом между облачным слоем и поверхностью в результате различных конвекционных потоков и вулканических процессов.

Такая экосистема не имеет прямых аналогов на Земле, но по некоторым параметрам определенные земные биосистемы могут использоваться как модельные при анализе возможности заселения облаков Венеры живыми организмами. Так, например, земные облака и гидротермальные наземные и морские системы могут рассматриваться, соответственно, в качестве экологических и метаболических аналогов. Последние представляют собой источник экстремофильных организмов, некоторые из которых по своим физиологическим свойствам, возможно, смогли бы выжить в условиях облачного слоя Венеры.

На протяжении нескольких последних лет астробиология Венеры развивается очень стремительно. В отсутствие прямых доказательств существования микробных форм в облаках Венеры, акцент делается на разработку теоретических концепций, объясняющих принципиальную возможность развития биологических организмов в такой экзотической системе (Коцюрбенко, 2021). Эти работы очень важны не только с точки зрения расширения теоретической методологии при обсуждении потенциальных зон обитаемости в Солнечной системе, но также и для разработки рекомендаций при организации астробиологических экспериментов по поиску живых организмов или их биомаркеров в рамках будущих программ по исследованию Венеры с помощью космических аппаратов.

В данном обзоре астробиология Венеры обсуждается в историческом аспекте, с анализом ее основных перспективных направлений.

ИСТОРИЯ НАБЛЮДЕНИЯ ВЕНЕРЫ

Как яркому небесному светилу, Венере уделялось большое внимание в мифологии. В Вавилоне, где о планете писали еще в 1600 г. до н. э., а также в Древней Греции и Древнем Риме ее отождествляли с различными божественными персонажами. Свое название Венера получила от имени римской богини любви. Древние майя использовали наблюдения за положением Венеры на небе для создания своего календаря. Египтяне полгали, что перед ними появляются две яркие звезды: одна — утром, а вторая — вечером. В единый объект их впервые соединил Пифагор, которого можно считать открывателем Венеры как неделимого небесного тела.

В 1610 г. Галилео Галилей провел первое наблюдение Венеры с телескопом, обнаружив сдвиг фазы диска планеты и подтвердив теорию Коперника, в которой утверждалось, что Солнце расположено в центре системы, а планеты вращаются вокруг него.

В 1639 г. английский астроном Джереми Хоррокс впервые наблюдал прохождение Венеры по

диску Солнца. То же самое явление наблюдал Ломоносов 6 июня 1761 г. с целью в уточнения расстояния от Земли до Солнца и первым открыл атмосферу у Венеры. Он отметил, что при соприкосновении Венеры с диском Солнца вокруг планеты появилось “тонкое, как волосик, сияние” и дал верное научное объяснение этому явлению как результату рефракции солнечных лучей в атмосфере Венеры (табл. 1). “Венера, — писал он, — окружена легкой атмосферой, таковой (лишь бы не большею), каковая обливается около нашего шара земного”.

ИДЕИ ОБИТАЕМОСТИ ВЕНЕРЫ ДО КОСМИЧЕСКОЙ ЭРЫ ЕЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Наличие на Венере жизни периодически обсуждалось задолго до того, как начались современные космические исследования этой планеты. Поскольку условия на поверхности Венеры еще не были известны даже приблизительно, многие ученые, исходя из общей близости основных физических параметров Венеры и Земли, считали, что эти условия должны быть достаточно сходными с земными условиями. С учетом меньшего расстояния до Солнца допускалось, что на Венере будет заметно жарче, но считалось, что там вполне может существовать жидкая вода и, следовательно, биосфера — возможно, даже с высшими животными.

В 1870 г. британский астроном Proctor указал на возможность существования жизни на Венере вблизи полюсов планеты, где, как он полагал, не так жарко, как вблизи экватора (Proctor, 1870).

Шведский химик Svante Arrhenius в 1918 г. описал Венеру как планету с пышной растительностью и влажным климатом, где жизнь может быть похожа на ту, что была на Земле в каменноугольный период.

Такие научные идеи сделали Венеру в первой половине XX века второй среди планет Солнечной системы после Марса по востребованности в жанре научной фантастики. Мир Венеры, в частности, представлялся в качестве аналога “мезозойской эры” Земли с влажным и жарким климатом, населенный гигантскими ящерами.

В середине XX века русский и советский астроном Гавриил Тихов — основатель астробиологии как дисциплины — в результате многолетних наблюдений высказал идею о наличии на Венере растительности желтого или оранжевого цвета, обладающей высоким потенциалом отражения света в этом световом диапазоне, что должно было способствовать отводу избыточной тепловой энергии и помогать развитию растений в жарком климате планеты (Тихов, 1949).

Таблица 1. Важные научные открытия и теоретические концепции в рамках астробиологии Венеры

Год	Имя ученого/название космической миссии	Открытие/концепция
1761	Ломоносов М.В.	Открытие атмосферы
1870	Проктор Р.	Гипотеза существования жизни у полюсов (Proctor, 1870)
1918	Аррениус С.	Гипотеза жизни подобной земной в каменноугольный период (Arrhenus, 1918)
1949	Тихов Г.	Предположение о наличии растительности желто-оранжевого цвета (Тихов, 1949)
1962, 1964	Mariner-2 и Mariner-5 (США)	Первое изучение другой планеты, экспериментальное подтверждение экстремальных условий на поверхности Венеры
1967	Morowitz Н. и Sagan К.	Гипотеза о существовании жизни в облаках Венеры (Morowitz, Sagan, 1967)
1967–1982	Венера-4–Венера-14 (СССР) Pioneer Venus 2 (США)	Данные о том, что область атмосферного слоя в районе от 52.5 до 54 км имеет температуру между 293 К (+20°C) и 310 К (+37°C), а на высоте 49.5 км давление становится таким же, как на Земле на уровне моря. Посадка на поверхность. Исследование грунта
1997	Grinspoon D.	Гипотеза о фотосинтетических пигментах как о причине УФ-поглощения в облаках (Grinspoon, 1997)
1997–1999	Grinspoon D. и Cockell С.	Формирование концепции обитаемости венерианских облаков, гипотеза об ацидофильных сульфатредуцирующих хемоавтотрофах в облачном слое Венеры (Grinspoon, 1997; Cockell, 1999)
2004	Schulze-Makuch D.	Гипотеза о возможном существовании термоацидофильных серозависимых фототрофных организмов в облачном слое Венеры. Концепция защитных свойств аллотропных форм атомов серы против УФ-радиации (Schulze-Makuch и др., 2004)
2006–2014	Venera Express (ESA)	Комплексные исследования, подтверждение постепенной потери воды атмосферой планеты
2018	Limaye S.	Развитие гипотезы о биологической природе неуставленного УФ-поглопителя и обобщенная концепция биохимических циклов (Limaye и др., 2018)
2019–2020	Bains W. с соавторами, Greaves J. с соавторами	Обнаружение фосфина в облачном слое Венеры (на стадии подтверждения) и концепция его биологического образования (Bains и др., 2019; Greaves и др., 2020)
2020	Seager S. с соавторами	Концепция жизненного цикла “конденсация–высушивание” микробных клеток в облачном слое Венеры (Seager и др., 2021)
2021	Hallsworth J. с соавторами	Концепция экстремально низкой активности воды в облаках Венеры как фактора, препятствующего существованию жизни (Hallsworth и др., 2021)
2021	Milojevic T. с соавторами	Биодоступные формы фосфора в облачном слое Венеры (Milojevic и др., 2021)
2021	Cockell С. с соавторами	Анаэробные сульфатредуцирующие азотфиксирующие хемоавтотрофы как возможный тип живых организмов в облаках Венеры (Cockell и др., 2021)

Таблица 1. Окончание

Год	Имя ученого/название космической миссии	Открытие/концепция
2021	Mogul R. с соавторами	Доказательство возможности осуществления фотосинтеза в облаках Венеры (Mogul и др., 2021a)
2021	Izenberg N. с соавторами	Концепция “ненулевых шансов” в отношении происхождения жизни на Венере (Izenberg и др., 2021)
2021	Bains W. с соавторами	Гипотеза новой неземной биохимии живых организмов применительно к системе облаков Венеры (Bains и др., 2021)
2021	Коцюрбенко О. с соавторами	Обобщенная концепция микробных метаболических процессов и список земных экстремофилов, способных выживать в облачном слое Венеры (Kotsyurbenko и др., 2021)
2021	Складнев Д. с соавторами	Водно-сернокислотная пена как возможная среда обитания для микробного сообщества облаков Венеры (Skladnev и др., 2021)

Однако с конца 1950-х годов появлялось все больше доказательств наличия экстремально жаркого климата на Венере, с сильным парниковым эффектом. Когда космические аппараты, достигшие Венеры, передали данные о реальных физико-химических условиях на ее поверхности, стало ясно, что эти условия исключают не только возможность существования жизни, подобной земной, но даже представляют серьезные затруднения для работы самих автоматических исследовательских зондов.

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕНЕРЫ КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СОВРЕМЕННЫЕ ПОДХОДЫ К КОНЦЕПЦИЯМ ЕЕ ВОЗМОЖНОЙ ОБИТАЕМОСТИ

Первые версии аппаратов были сконструированы так, чтобы держаться на плаву в предполагаемом венерианском океане, и не имели сильной защиты от очень высоких температур. По мере получения новых данных о Венере в конструкцию аппаратов вносились изменения с целью приспособить их к экстремальным условиям планеты. Последние серии аппаратов уже были способны сохранять работоспособность при высоких температуре и давлении на Венере в течение нескольких часов.

Космический аппарат Mariner-2 в 1962 г. впервые подлетел к Венере на расстояние, при котором смог провести успешное исследование планеты и экспериментально подтвердил теорию об экстремально горячей атмосфере планеты и показал отсутствие магнитного поля (в пределах чувствительности приборов). В 1964 г. Mariner-5 провел уточняющие измерения (табл. 1).

После этого исследования планеты были успешно проведены космическими аппаратами серии “Венера”, один из которых (Венера-7) произвел успешную посадку на ее поверхность в 1970 г. и окончательно подтвердил экстремальные условия (465°C и 90 атм.) на Венере. Одновременно, данные полученные аппаратом при его спуске, позволили рассчитать распределение давления и плотности атмосферы Венеры по высоте вплоть до поверхности.

Аппарат Венера-8, также достигший поверхности, в 1972 г. измерил освещенность на поверхности Венеры, которая оказалась примерно такой же, как на Земле в очень пасмурный день.

В дальнейшем важнейшими достижениями в исследовании Венеры являлись получение первых цветных фотографий ее поверхности в месте посадки, проведение первого анализа грунта и передача звука с поверхности (Венера-13 и -14, 1982), а также осуществление подробного радиолокационного картографирования практически всей ее поверхности с орбиты по данным, полученным аппаратом Magellan в 1991 и 1992 гг., причем для некоторых участков было получено стереоизображение.

В дальнейшем лишь два аппарата подлетали к Венере для ее непосредственного исследования.

В 2006–2014 гг. аппарат ESA Venus Express провел комплексные исследования планеты и обнаружил, в частности, постоянную постепенную потерю воды верхними слоями атмосферы Венеры в результате действия солнечных заряженных частиц (солнечного ветра), что указывает на возможное существование гораздо больших количеств воды на древней Венере.

С 2015 г. осуществляется исследовательская программа японского аппарата Akatsuki, которо-

му удалось получить большой массив информации о структуре и климатическим особенностям венерианских облаков.

ГИПОТЕЗЫ ОБИТАЕМОСТИ ВЕНЕРЫ В КОСМИЧЕСКУЮ ЭРУ ИССЛЕДОВАНИЙ

История выдвижения гипотез наличия жизни на Венере неразрывно связана с уровнем научных знаний, существовавших в этот период (табл. 1).

Данные об экстремальных условиях на поверхности Венеры, полученные космическими аппаратами, опровергли все гипотезы о наличии на ней живых организмов, подобных земным организмам.

Однако новый этап интереса к Венере как перспективному объекту астробиологии был связан с гипотезой об обитаемости венерианских облаков, высказанной впервые в 1967 г. американскими учеными — биофизиком Morowitz и астрономом Sagan (Morowitz, Sagan, 1967).

Температурные условия в облачных слоях Венеры вполне соответствовали таким условиям в различных земных экосистемах, давление на всей протяженности облаков колебалось от слегка превышающего земное до давления, близкого к таковому на поверхности Марса, и лишь чрезвычайно кислый pH создавал действительно экстремальные условия в такой экосистеме. В дополнение, очень низкая концентрация водяного пара в облаках (не выше 0.002%) (Donahue, Hodges, 1992) делала маловероятным существование микробных форм жизни. Однако предполагаемое наличие в облачном слое Венеры мелкодисперсных аэрозолей, в которых может содержаться предельно низкое, но все же достаточное для микробной активности количество воды, привело к развитию теории гипотетической венерианской микробной системы.

Астробиологи Grinspoon и Cockell сформировали базовые принципы обитаемости такой микробной системы и предположили, что основными микроорганизмами в таких условиях должны быть ацидофильные сульфатредуцирующие хемоавтотрофы (Grinspoon, 1997; Cockell, 1999). Такое предположение основывалось, помимо физико-химических условий, на наличии большого количества ионов сульфата — основном акцепторе электронов для микробных сульфатредукторов.

В 2004 г. Schulze-Makuch предложил в качестве основных микробных форм венерианских облаков считать термоацидофильные серозависимые фототрофные организмы, принимая во внимание доступность солнечного света в облачных слоях и наличие различных соединений серы, которые могли играть важную роль в микробных окислительно-восстановительных реакциях (Schulze-Makuch, 2004). Он также предположил, что алло-

тропы серы S_8 могут играть защитную роль для микроорганизмов в отношении повышенного УФ-излучения в облаках Венеры.

В последствие Cockell с соавторами сформировал общую концепцию обитаемости в применении к различным внеземным экосистемам (Cockell и др., 2016), с помощью которой стало возможным более четко подойти к характеристике возможных микробных сообществ в венерианских облаках и осуществляемых ими биологических процессов. Такие биохимические циклические процессы были впервые подробно представлены Limaue с соавторами (2018) и обобщены в отношении известных земных энергодающих метаболических реакций (Kotsyurbenko и др., 2021).

Ряд других идей в рамках астробиологии Венеры были высказаны в отношении особенностей метаболизма (Cockell и др., 2021; Milojevic и др., 2021; Mogul и др., 2021a) и стратегий выживания гипотетических венерианских микроорганизмов (Bains и др., 2021; Isenberg и др., 2021; Skladnev и др., 2021).

Важным этапом в развитии концепции наличия микробной системы в облачном слое Венеры является обнаружение в нем неидентифицированного компонента, поглощающего излучение в УФ-диапазоне. Такие данные стали поступать с 1961 г. при дистанционном исследовании атмосферы Венеры и позднее при изучении планеты с помощью космических аппаратов. Визуализация изображений планеты, полученных аппаратами Venus Express (ESA) и Akatsuki (Япония), указывает на распределение этого неизвестного компонента-поглотителя в облачной атмосфере в виде темных полос или прожилок (рис. 1).

К настоящему времени вышло достаточно много работ, где пытались найти объяснение природе поглотителя и предлагали для этой роли различные химические вещества (обобщено в обзоре Pérez-Hoyos, 2018). Однако Grinspoon (Grinspoon, 1997) был первым, кто предположил, что причиной такого поглощения могут быть фотосинтетические пигменты живых организмов. Позднее Limaue указал, что спектр поглощения неустановленного компонента в облаках Венеры хорошо коррелирует со спектром поглощения различных биологически важных молекул (Limaue и др., 2018; 2021).

Так, например, такая корреляция обнаруживается при сравнении спектров поглощения, полученных для облачного слоя Венеры в УФ-диапазоне от 200 до 500 нм, и таких же спектров, характерных для основных макромолекул живых организмов — белков и ДНК (РНК имеет сходный спектр поглощения), которые имеют максимумы при 280 и 254 нм, соответственно (рис. 2). При пониженном pH возможен сдвиг спектра белковых молекул в коротковолновую область (гипо-

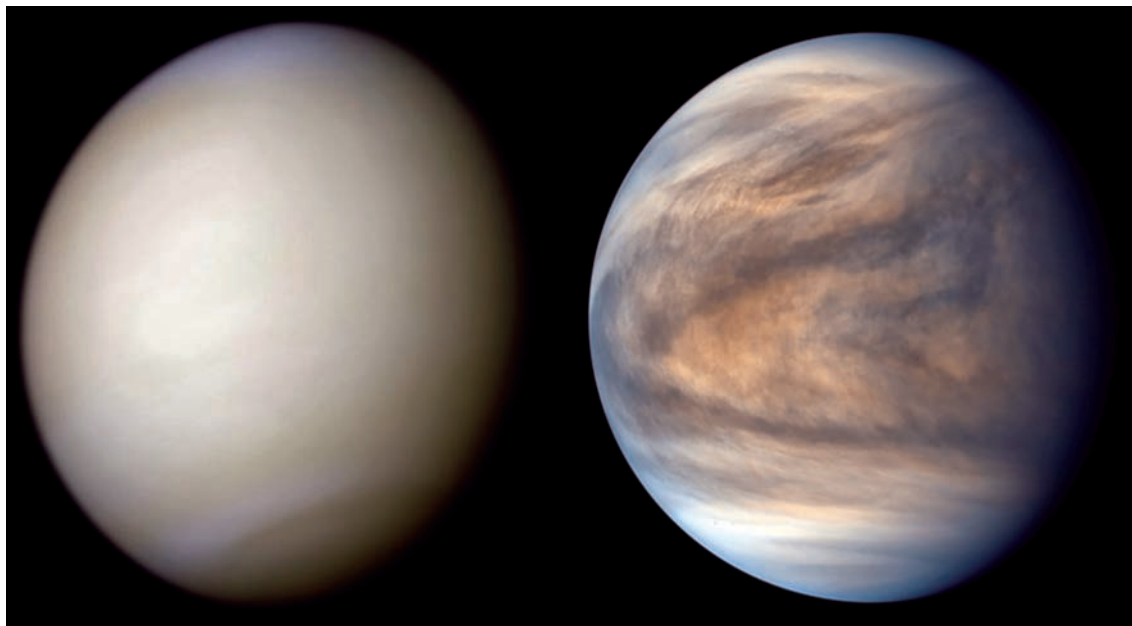


Рис. 1. Изображение Венеры в естественном цвете (Mariner-10, слева) и в УФ-диапазоне, представленном в оттенках видимого цвета (Akatsuki, справа). Светлые и темные участки на фото соответствуют преимущественному отражению или поглощению в УФ-диапазоне. Фото взяты из доступных электронных источников. Источник фото слева: NASA Images http://www.astrosurf.com/nunes/explor/explor_m10.htm. Источник фото справа: <https://news.mit.edu/2021/newer-nimbler-faster-mission-venus-search-signs-life-clouds-sulfuric-acid-1210>.

хромный эффект), что делает соответствие спектров еще более выраженным. В дополнение, спектры поглощения пигментов фотосинтеза, таких как бактериородопсин, характерный для галоархей и бактериохлорофилл, и широко распространенный у фотосинтезирующих прокариот также имеют соответствующие пики в УФ-диапазоне.

До настоящего времени ни один спектр поглощения каких-либо соединений, присутствие ко-

торых в облачном слое Венеры доказано или предполагается учеными, не подошел по своим характеристикам для объяснения этого явления и, следовательно, не существует веских аргументов для опровержения гипотезы его биологического происхождения, что побуждает астробиологов к активному изучению необычной венерианской системы облаков.

ПРИНЦИПЫ ОРГАНИЗАЦИИ ГИПОТЕТИЧЕСКОЙ МИКРОБНОЙ СИСТЕМЫ В ОБЛАЧНОМ СЛОЕ ВЕНЕРЫ

При поиске живых организмов в какой-либо внеземной системе астробиологи, как правило, используют концепцию обитаемости, предложенную английским ученым Cockell (Cockell и др., 2016), которая предполагает выполнение четырех основных условий: наличие 1) биологически значимых элементов и, в первую очередь, элементов CHNOPS-группы, 2) растворителя для биохимических реакций, в качестве которого рассматривается вода, необходимая для всех организмов земного типа, 3) доступного источника энергии и 4) физико-химических условий окружающей среды, необходимых для функционирования организмов.

Соблюдение этих условий для системы облачного слоя Венеры активно обсуждается. К настоящему времени установлено присутствие в нем всех основных биогенных элементов (табл. 2).

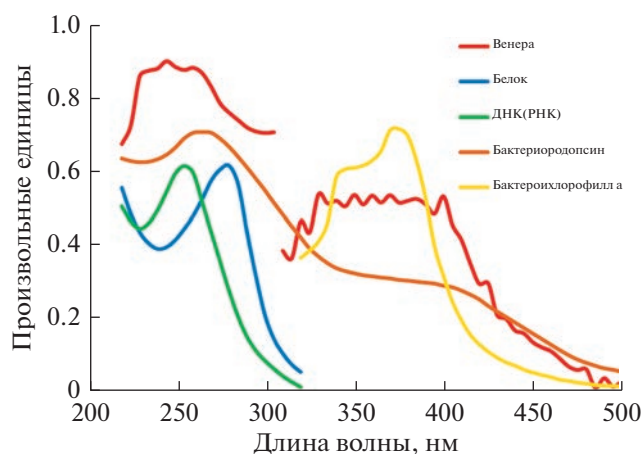


Рис. 2. Сравнение спектров поглощения, полученных для облачного слоя Венеры (взято из Limaue и др., 2018) со спектрами поглощения различных биологических молекул в диапазоне 200–500 нм.

Таблица 2. Элементы и соединения, обнаруженные в атмосфере Венеры (Kotsyurbenko и др., 2021 с дополнением)

Элементы и соединения	Авторы и год открытия
H ₂ O	Vinogradov и др., 1968
CO	Oyama и др., 1980
CO ₂	Oyama и др., 1980
COS	Мухин и др., 1983
N ₂	Oyama и др., 1980
O ₂	Oyama и др., 1980
P	Andreichikov и др., 1987
P ₂ O ₅ + H ₃ PO ₄	Krasnopolsky, 2006
PH ₃	Greaves и др., 2020; Mogul и др., 2021b (требуется подтверждения)
S ₈	Андрейчиков и др., 1987
H ₂ SO ₄	Поршнева и др., 1987
SO ₂	Barker, 1979
Cl	Surkov и др., 1982
Fe	Андрейчиков и др., 1987
FeCl ₃	Zasova и др., 1981

Наиболее спорной темой в отношении возможности существования жизни являются такие экстремальные факторы, как низкие значения pH и активности воды, которые могут существенно лимитировать развитие организмов земного типа.

В настоящее время на поверхности Венеры жидкой воды нет из-за очень высоких температур, но она присутствует в ее атмосфере в виде водяного пара, хотя и в довольно низкой концентрации, примерно 40–200 частей на миллион (Donahue, Hodges, 1992). Одновременно, одним из основных компонентов облачного слоя Венеры считается серная кислота. Предполагается, что серная кислота образуется в результате фотохимического воздействия на пары воды, CO₂ и SO₂, причем сернистый газ попадает в атмосферу благодаря вулканической активности. Из-за высокой гигроскопичности серной кислоты создаются условия для формирования мелкодисперсных капель, в которых концентрация воды намного выше, чем в среднем по всему облачному слою, и она может быть потенциально доступной для гипотетических венерианских организмов. В таких микроэконишах физико-химические параметры могут быть достаточно благоприятными для развития земных экстремофильных микроорганизмов, которые обладают эффективными механизмами защиты против влияния неблагоприятных факторов и прежде всего, низких значений pH, которые находятся в диапазоне –1.5...+0.5 (Grinspoon, Bullock, 2007) (рис. 3).

Молекулы H₂O подвергаются фотокаталитическому расщеплению в верхних слоях облаков на кислород и водород. Последний особенно ак-

тивно ускользает в космическое пространство, в результате чего атмосфера Венеры постепенно теряет воду. Экстраполяция такого процесса по скорости в прошлое планеты позволяет предположить, что когда-то в облачном слое могли существовать намного более благоприятные условия для обитания организмов при существенно более высокой концентрации водяных паров и не столь экстремальном значении pH. Поскольку процесс потери воды является очень медленным и, скорее всего, очень продолжительным в истории Венеры, то можно предположить, что изначально микробное сообщество могло развиваться в условиях либо нейтрального, либо слабощелочного pH среды. С течением времени происходила микробная сукцессия, в результате которой сформировалось экстремально ацидофильное сообщество. Такие организмы должны обладать эффективными биохимическими механизмами защиты от экстремальных факторов окружающей среды, которые могли возникнуть эволюционно под воздействием все возрастающего влияния негативных внешних физико-химических параметров и, прежде всего, низких значений pH и активности воды.

В отличие от значений pH, температурные параметры сильно меняются с высотой, но именно нижние слои на высоте 47–57 км считаются наиболее вероятными местами обитаемости организмов по совокупности различных факторов (Limaue и др., 2021). Именно в этом слое обнаруживается основная локализация неуставленного УФ-поглопителя (Bertaux и др., 1996), и уровень солнечной радиации, опасной для клеточных форм, су-

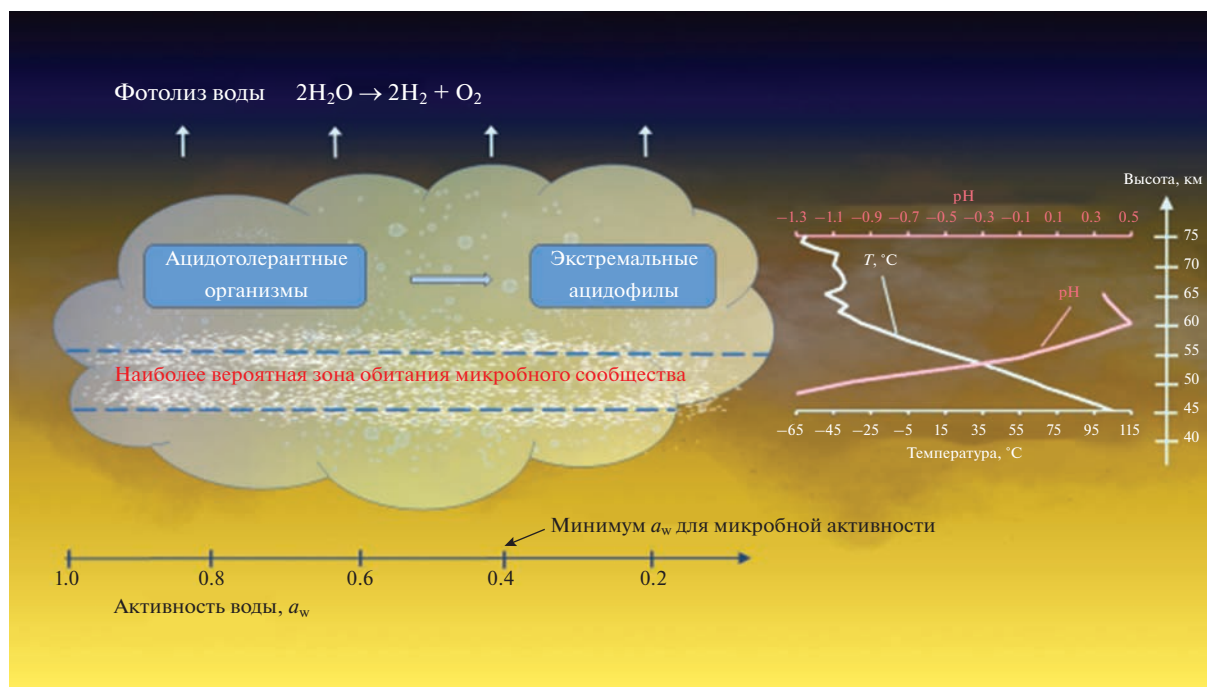


Рис. 3. Профили значений температуры и pH в облачном слое Венеры и сукцессия гипотетического микробного сообщества в условиях постепенной потери воды атмосферой планеты.

щественно снижен. Одновременно, температура в этом слое может достигать 60–70°C, что указывает на развитие преимущественно термофильных организмов.

Помимо благоприятных физико-химических параметров среды, важным условием устойчивости любого микробного сообщества является наличие соответствующей физической организации, обеспечивающей эффективность взаимодействия микроорганизмов между собой. Аэрозоли в облаках Венеры должны иметь достаточный объем и время существования, чтобы дать возможность развитию микробной системы, заключенной в них. При разрушении структуры аэрозоли высвобождающиеся микроорганизмы должны иметь возможность перейти в другую аэрозольную систему при сохранении их общей биомассы на определенном уровне.

Оригинальным решением проблемы устойчивого существования гипотетических микроорганизмов в венерианских аэрозолях является гипотеза циклического перехода микробных форм в споры в процессе их движения в нижние, более горячие облачные слои, разрушения аэрозолей и испарения воды с последующим перемещением легких спор вверх с конвекционными потоками, где они могут быть центрами конденсации с образованием новых постепенно растущих аэрозолей (Seager и др., 2021).

Необходимо отметить, что самые верхние холодные слои облаков также могут быть обитаемы

или служить, например, хранилищем неактивных или покоящихся микробных форм, которые могут время от времени возвращаться в более нагретые нижние слои и активировать свой метаболизм. Было установлено, что земные организмы могут выживать и оставаться жизнеспособными до температур –45°C (Clarke и др., 2013).

Альтернативной гипотезой физической организации среды возможного обитания таких гипотетических микроорганизмов, делающей главный акцент на важность системных микробных связей, является концепция образования воднокислотной пены. Такая пена должна иметь единый протяженный объем жидкой фазы, который позволяет микроорганизмам осуществлять эффективные трофические взаимодействия с обменом метаболитами и другими биологическими компонентами и, соответственно, повышает их шансы на выживание как микробного сообщества (Skladnev и др., 2021).

Таким образом, устойчивость микробной системы обеспечивается как механизмами биохимической адаптации индивидуальных микроорганизмов к условиям окружающей среды, так и организацией эффективного функционирования микробного сообщества как биологической системы (Kotsyurbenko и др., 2020). В последнем случае эффективность функционирования также существенно зависит от способности биосистемы использовать доступные ей энергетические ресурсы, что побуждает микроорганизмы активно

включаться в геохимические циклы различных элементов на планете, трансформируя их в био-геохимические циклы. Идеи о важнейшей био-геохимической роли жизни и ее глобальном планетарном проявлении высказывались В.И. Вернадским (Маров, 2013). В контексте проблемы поиска жизни на эту ее важную особенность как явления необходимо всегда обращать внимание и тщательно анализировать геохимическую ситуацию и термодинамически возможные энергодающие реакции в экосистеме, которые могли бы обеспечить организмам их существование.

Одними из преобладающих компонентов в атмосфере Венеры являются соединения серы, которые вместе с соединениями железа могут использоваться микроорганизмами для получения энергии в окислительно-восстановительных реакциях (Lima и др., 2018; Kotsyurbenko и др., 2021).

В земных экосистемах и сера, и железо вовлечены во множество биохимических реакций, осуществляемых микроорганизмами, наличие некоторых из таких реакций можно также предположить для системы венерианских облаков. Поскольку концентрация кислорода в облачном слое Венеры очень низка, то в качестве модельных микробных процессов там следует рассматривать анаэробные метаболические реакции. Соединения серы в таких реакциях могут принимать разнообразные химические формы с различной степенью окисления (+6, +4, +2, 0, -2), что увеличивает метаболическое многообразие потенциальных энергодающих окислительно-восстановительных реакций и роль серы как ключевого элемента в биогеохимических облачных циклах. Соединения серы могут участвовать и как акцепторы, и как доноры электронов. В последнем случае, в отсутствие O_2 , молекулами — окислителями могут быть соединения железа или азота. В табл. 3 приведены возможные акцепторы и доноры электронов в гипотетических биохимических реакциях в облачной экосистеме Венеры, а также известные микроорганизмы, которые способны осуществлять такие процессы в условиях высоких температур и экстремально низких pH (табл. 3). Для ряда процессов пока такие организмы не открыты. Помимо хемотрофии существует вероятность протекания фотосинтетических процессов, в которых в качестве доноров электронов могут выступать соединения серы и железа.

В качестве источника углерода венерианские организмы могут использовать CO_2 , который присутствует в избытке в атмосфере Венеры. Такой тип метаболизма называется хемо- или фотоавтотрофным и не требует органических соединений для протекания энергодающих реакций. Хемо- и фототрофы могут образовывать трофические взаимодействия, обмениваясь окисленными и восстановленными формами неорганических

соединений, необходимых для биохимических процессов получения энергии (рис. 4).

Очень важной особенностью для экосистемы венерианских облаков является возможность синтеза в таких реакциях соединений, компенсирующих до некоторой степени низкий pH среды, например, таких как NH_3 . В микронизмах такой механизм компенсации может быть чрезвычайно необходим для создания более благоприятных условий для функционирования микроорганизмов.

Одновременно, спецификой гипотетической биосистемы венерианских облаков является ее полная изолированность как зоны обитания. Снизу находится высокотемпературная приземная атмосфера и сама раскаленная поверхность планеты, где никакие микроорганизмы земного типа не способны выживать, а сверху облаков при выходе в околопланетное космическое пространство температура быстро падает, достигая очень низких значений, при которых биологическая активность прекращается. Такая экосистемная обособленность совершенно не характерна для земного облачного слоя, в который происходит постоянный перенос микроорганизмов с поверхности (Amato и др., 2017; Delort и др., 2010; 2017). Однако, несмотря на биологическую изолированность, система облаков на Венере, по видимому, является весьма открытой в отношении обменных процессов вещества. Активные конвекционные процессы, сильные ветра и вулканизм должны приводить к постоянному взаимодействию поверхности и облачного слоя, что может быть чрезвычайно важно для тех же микроорганизмов в отношении пополнения их облачной экосистемы необходимыми химическими соединениями, важными для осуществляемых биохимических реакций. Не имея возможности участвовать в биогеохимической деятельности на поверхности планеты, венерианские микроорганизмы могут активно осуществлять такую деятельность в облачном слое, организуя так называемый аэрогеохимический тип жизнедеятельности. Такой способ существования не характерен для земных организмов, но на Венере он может быть единственно возможным из-за особенностей локализации зоны, пригодной для жизни.

ЗЕМНЫЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ МЕСТА ОБИТАНИЯ КАК МОДЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Описание гипотетического микробного сообщества в облаках Венеры предполагает поиск модельных земных микробных систем или отдельных микроорганизмов, которые смогли бы выживать в столь экстремальных условиях. На Земле нет прямых аналогов венерианских облачных систем. Тем не менее существуют различные экстремальные места обитания микроорганизмов, которые можно в той или иной степени использовать как

Таблица 3. Гипотетические биохимические реакции как часть цикла элементов в облаках Венеры

	Доноры электронов	Акцепторы электронов	Земной организм
Хемолитоавтотрофия			
	Реакции с соединениями серы		
1	$H_2 \rightarrow H^+$	$SO_4^{2-} \rightarrow S^{2-}$	<i>Stygiolobus azoricus</i> ¹ <i>Acidianus infernus</i> ² <i>Acidianus brierleyi</i> ²
	$H_2 \rightarrow H^+$	$S^0 \rightarrow S^{2-}$	
	$S^0 \rightarrow SO_4^{2-}$	$S^0 \rightarrow S^{2-}$	
3	$S^0 \rightarrow SO_4^{2-}$	$NO_3^- \rightarrow NH_4^+$	
3	$S^{2-} \rightarrow SO_4^{2-}$	$NO_3^- \rightarrow NH_4^+$	
	Реакции с соединениями железа		
4	$H_2 \rightarrow H^+$	$Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$	<i>Acidithiobacillus ferrooxidans</i> ^{3,4,5} <i>Acidianus manzaensis</i> ⁶
6	$S^0 \rightarrow S_2O_3^{2-}$	$Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$	<i>Acidithiobacillus ferrooxidans</i> ^{3,4,5} <i>Acidianus manzaensis</i> ⁶
	$S^0 \rightarrow SO_4^{2-}$	$Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$	
6	$S^{2-} \rightarrow SO_4^{2-}$	$Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$	<i>Acidianus sulfidivorans</i> ⁷
6	$CO_2 \rightarrow HCOOH$	$Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$	<i>Acidithiobacillus ferrooxidans</i> ^{3,4,5}
7	$Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$	$NO_3^- \rightarrow N_2 (NO_2^-, N_2, N_2O)$	
Аноксигенный фотосинтез			
8	$S^{2-} \rightarrow S_2$	$CO_2 \rightarrow [CH_2O]$	
9	$Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$	$CO_2 \rightarrow [CH_2O]$	

¹ Seeger и др., (1991); ² Seeger и др., (1986); ³ Kelly, Wood (2000); ⁴ Ohmura и др., (2002); ⁵ Valdés и др., (2008); ⁶ Yoshida и др., (2006); ⁷ Plumb и др., (2007).

модельные при теоретическом анализе вероятности существования венерианских организмов. Список организмов, которые потенциально могли бы выжить в экстремальных условиях облачного слоя Венеры, включает анаэробные бактерии и архей, которые растут при повышенных температурах и низких pH и используют различные соединения серы и железа в энергодающих окислительно-восстановительных реакциях, а CO_2 — в качестве единственного источника углерода (табл. 2) (Kotsyurbenko и др., 2021). Все они были выделены из гидротермальных систем так называемой вторичной вулканической активности. К ним, в частности, принадлежат экосистемы кислых фумарол и сольфатар, которые представляют собой трещины и каналы, расположенные на дне или стенках кратеров неактивных или слабоактивных вулканов, выделяющие горячие, преимущественно сернистые газы (рис. 5). В целом, на земле существуют разнообразные виды геотермальных источников, как на поверхности, так и на морском дне, где сера и железо являются ключевыми элементами в высокотемпературных биогеохимических процессах.

Таким образом, гидротермальные системы различных видов можно определить как метаболические аналоги венерианской облачной микробной системы, особенно при ее формировании в условиях существенно большего количества воды в облаках. Соответственно, наиболее близкими земными аналогами современной экстремальной системы облачного слоя могут быть сильно кислые фумаролы и сольфатары. Микробное разнообразие таких систем еще далеко не изучено, и можно ожидать выделения новых термоацидофильных микроорганизмов, дальнейшее изучение биохимических и метаболических свойств которых будет вкладом в развитие астробиологии Венеры.

Важной особенностью гипотетической микробной экосистемы Венеры является ее атмосферная локализация. Соответственно, микроорганизмы, присутствующие в земных облаках, могут являться экологической модельной системой, которую также необходимо принимать во внимание при анализе венерианских облаков в отношении их возможной обитаемости. В таких системах

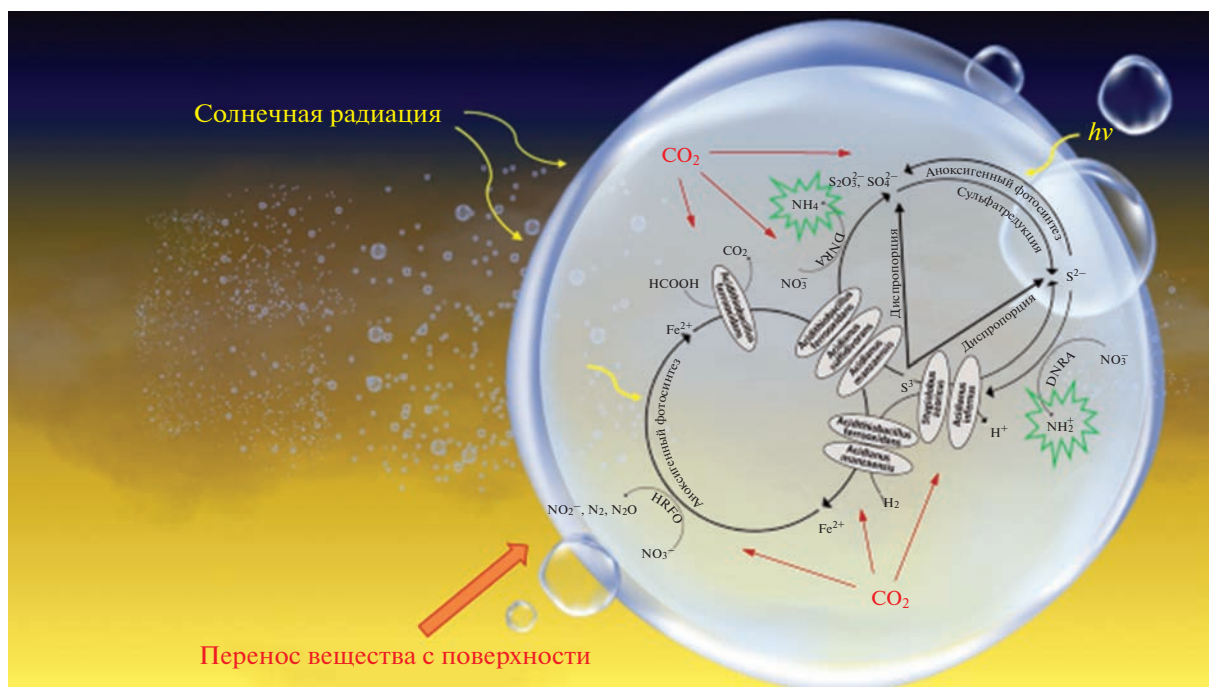


Рис. 4. Схема гипотетических микробных циклов в облачном слое Венеры, в котором центральную роль играют соединения серы и железа. Зеленым цветом обозначено образование компенсирующих низкие значения pH катионов NH_4^+ . Биосистема получает солнечную энергию из верхних слоев и вовлечена в обмен веществом с поверхностью планеты.

микроорганизмы подвергаются воздействию различных экстремальных факторов, главными из которых являются повышенная солнечная радиация, дефицит органического материала, периодическое высыхание и повышенное количество окислительных радикалов (последний фактор не актуален для восстановительной атмосферы Венеры) (Amato и др., 2017). Как уже отмечалось выше, принципиальным отличием микробной системы венерианского облачного слоя от микроорганизмов земных облаков является его жесткая изоляция от поверхности и невозможность его пополнения новой биомассой извне. К тому же его плотность, толщина и масса превышают земные аналоги во много раз.

МЕХАНИЗМЫ АДАПТАЦИИ ОРГАНИЗМОВ К ЭКСТРЕМАЛЬНЫМ УСЛОВИЯМ ОБЛАЧНОГО СЛОЯ ВЕНЕРЫ

В экстремальных условиях в облачном слое Венеры потенциально способно выживать очень небольшое количество земных микроорганизмов, известных на настоящий момент. Основными лимитирующими факторами являются чрезвычайно низкие значения pH, рассчитанные для аэрозольных систем, и экстремально аридные условия близкие к пределу физиологических возможностей земных организмов. Существуют также оценки, по которым значения этих параметров

намного ниже, чем параметры в самых экстремальных земных экосистемах, в которых обнаружены микроорганизмы (Seager и др., 2021; Halls-worth и др., 2021). В таких условиях существование живых организмов возможно только при наличии у них соответствующих систем защиты от агрессивных факторов внешней среды, возможно еще более, эффективных, чем у земных экстремофилов, или благодаря существованию принципиально иной химии жизни, по отношению к которой су-ровые условия в облаках Венеры уже не являются столь экстремальными.

При стрессовых воздействиях в микробных клетках активируются процессы, направленные на сохранение гомеостаза и стабилизацию внутренней структуры. К ним, например, относятся синтез heat-shock протеинов и липидов клеточной мембраны более ригидной структуры, отвечающих за проницаемость веществ при повышении температуры, синтез веществ осмолитов и осмопротекторов, таких как трегалоза и бетаин при повышенной солености, активация протонной помпы для откачки избыточного количества H^+ при пониженных значениях pH или выделение в окружающую среду веществ, задерживающих молекулы воды, например, экзополисахаридов, в случае с процессом высыхания, повышающих гидрофильность клеточной поверхности (Amato и др., 2017; Vaitilingom и др., 2013). Одновременно происходит перестройка общего мета-

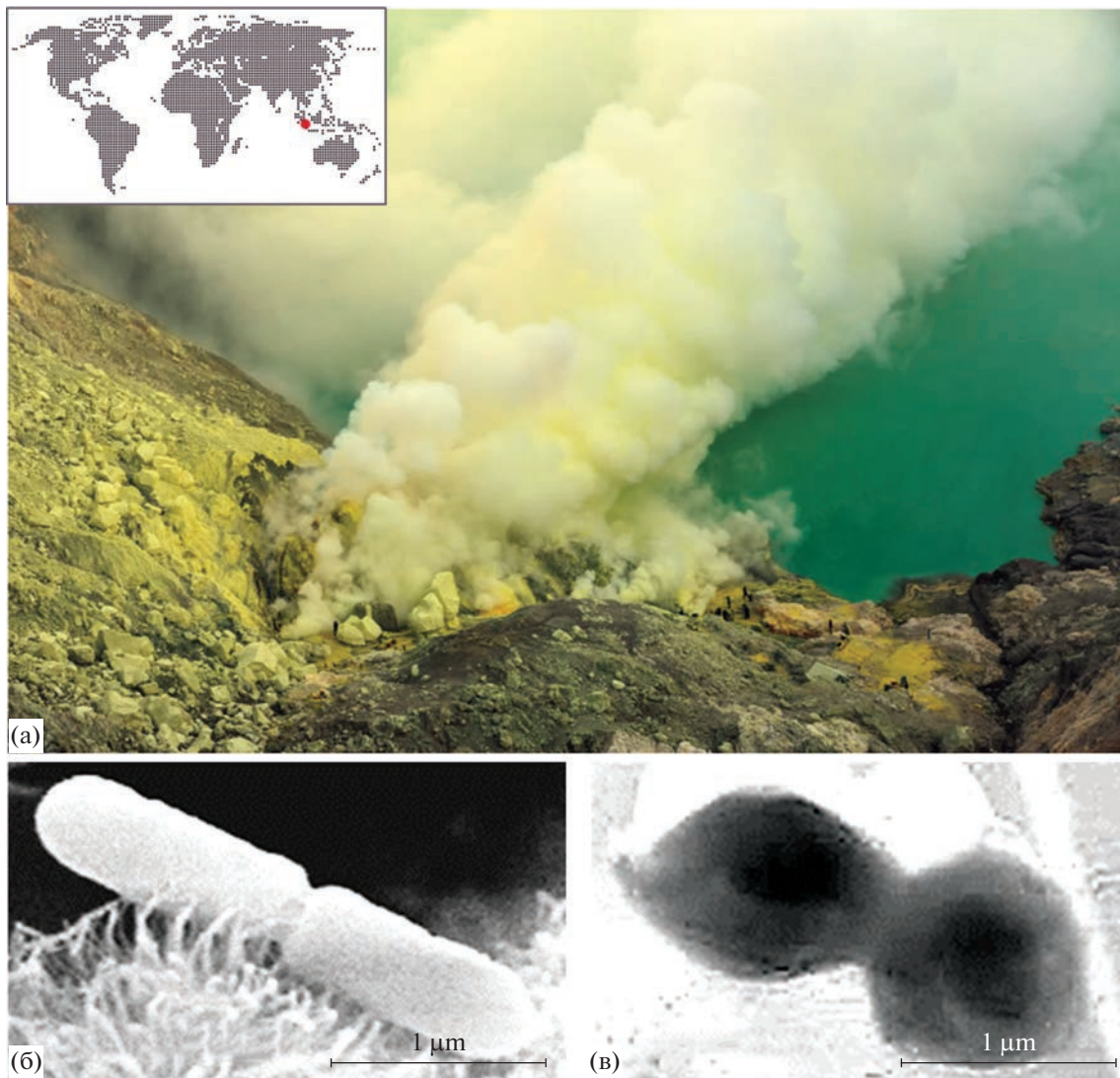


Рис. 5. Гидротермы и термоацидофильные организмы как модели для изучения гипотетической микробной системы облаков Венеры. а – горячая серная фумарола и самое большое экстремально кислое озеро в кальдере вулкана Кавах Илжен (Kawah Ijen) на острове Ява (Индонезия): pH 0.2–0.5. $T_{\text{газов}} = 170\text{--}240^\circ\text{C}$; б – протеобактерия *Acidithiobacillus ferrooxidans* (Valdés и др., 2008); в – кренархеота *Acidianus infernus* (Segerer и др., 1986). Источник фото (а) <https://geology.com/volcanoes/kawah-ijen/>.

болизма в направлении наиболее экономного режима расходования энергии с процессом биосинтеза к процессам метаболического поддержания клеток. Работа механизмов защиты от стрессовых факторов требует дополнительной энергии, поэтому логично ожидать в экстремальных системах минимизации количества биомассы.

Активация всех биохимических процессов стрессовых ответов у микроорганизмов регулируются генетически (Gottesman, 2019). Поскольку в облаках Венеры усиление негативного влияния стрессовых факторов среды могло происходить очень медленно, то необходимая скорость эволюционных изменений в направлении формирования механизмов защиты не должна была лимити-

роваться временем. Более того, можно предположить, что сверхэкстремальные условия в системе венерианских облаков могли инициировать возникновение столь эффективных биохимических механизмов защиты у гипотетических микробных форм, которыми не обладает ни один земной организм.

В качестве предельного варианта концепции эволюционной адаптации можно привести гипотезу Bains (Bains и др., 2021), обосновывающую вероятность существования организмов в облаках Венеры, которые в качестве универсального растворителя используют не воду, а водно-серно-кислотный раствор. Для таких организмов предполагаемая жидкая фаза в аэрозолях будет рас-

смагиваться не как экстремальная экосистема, а как вполне благоприятная среда обитания. Очевидно, что в этом случае вся биохимия такой гипотетической микробной клетки должна быть существенно отличной от земной, и все основные биомолекулы должны сохранять устойчивость и активность в таком растворителе. Однако анализ положений такой гипотезы в настоящее время находится скорее в рамках органической химии, а не биологии.

В дополнение необходимо также отметить оригинальную гипотезу, предложенную российским ученым Ксанфомалити, которая допускает существование жизни на поверхности Венеры в другой органической форме, стабильной при высоких температурах (Ksanfomality и др., 2018; 2019). Синтез органических полимерных молекул сложной структуры может происходить при высоких температурах в ряде последовательных реакций с участием газообразных соединений, находящихся в атмосфере при каталитической функции различных оксидов металлов, присутствующих в грунте Венеры, с образованием в конечном итоге углеродно-азотных соединений графитовой структуры с триазиновыми мономерами (Snytnikov, 2019), которые могут являться основой экзотической формы жизни на Венере. Однако такая гипотетическая химия жизни детально не изучалась и может рассматриваться чисто умозрительно.

КОНЦЕПЦИИ ОБИТАЕМОСТИ С УЧЕТОМ СИСТЕМЫ ВЕНЕРИАНСКИХ ОБЛАКОВ

Несмотря на отсутствие на настоящий момент каких-либо доказательств существования микроорганизмов на Венере, различные научные идеи, обсуждаемые в рамках астробиологии Венеры, вносят существенный вклад в проблематику поиска жизни вне Земли.

Классическая концепция зоны обитаемости, определяемая по расстоянию от центральной звезды, в основу которой положены, прежде всего, приемлемые для организмов температурные условия и доступность энергии звезды, относится к жизни на поверхности планеты и в настоящее время должна быть существенно дополнена (Ананьева и др., 2020). Уже давно рассматривается возможное наличие биосистем в подледных океанах спутников Юпитера и прежде всего Европы и Энцелада, в которых она может, в частности, поддерживаться внутренней энергией этих небесных тел (Noack и др., 2016; Nimmo, Pappalardo, 2016; Shematovich, 2018). Гипотетическая облачная система Венеры представляет новый тип экосистемы, где существенным моментом для обеспечения энергией микробного сообщества может являться интенсивный обмен веществом между раскаленной поверхностью планеты и облаками.

Более того, высокие температуры на поверхности планеты создают в тоже время умеренные, вполне приемлемые для развития организмов земного типа, температурные условия на достаточно больших высотах. Таким образом, в современной концепции зон обитания, классический поверхностный тип жизни, который также включает подповерхностные, как часть верхнего слоя земной коры, и океанические (экзогидросферные) биосистемы, дополняется достаточно четко локализованными закрытыми системами, такими, как эндогидросферными и атмосферными (аэрогеохимическими). Последний тип, в пределах Солнечной системы, по-видимому, может быть характерным только для Венеры.

Обязательное выполнение четырех основных условий для возможного существования жизни — наличие воды, основных биогенных элементов, источника энергии и приемлемых физико-химических условий, может во многих случаях быть существенно дополнено оценкой биогеохимической активности гипотетических организмов на планете. Такая оценка может быть проведена на основе построения возможных геохимических циклов элементов на исследуемой планете и интеграцию в них гипотетических биологических организмов. Интеграция, в свою очередь, должна производиться на основании термодинамической эффективности возможных биогенных реакций, используемых микроорганизмами для получения энергии, а также с оценкой возможной трофической структуры гипотетического микробного сообщества и его физической организации на уровне микронив. Для такой подробной оценки существует достаточно большое количество накопленного материала при исследовании земных биосистем. Тем не менее любая взятая система может иметь свои отличия от любых земных экосистем, особенности, которые необходимо принимать во внимание при проведении каких-либо экстраполяций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние несколько лет астробиология Венеры развивалась стремительными темпами и преодолела путь, существенно более длинный, чем за все предыдущие десятилетия своего существования как научного направления.

Основными научными вопросами, вынесенными на обсуждение современными астробиологами в отношении обитаемости Венеры, являются: 1) принципиальная возможность для организмов земного типа выживать в условиях венерианского облачного слоя, 2) тип метаболизма, способного поддерживать гипотетические микробные системы в атмосфере Венеры и 3) поиск модельных микробных систем на Земле, изучение которых могло бы дать ответы на вопрос, как наиболее оп-

тимальным образом можно было бы подготовить астробиологическую научную программу по детектированию живых организмов в облаках Венеры в рамках будущих космических миссий к этой планете.

Если гипотетическая микробная система облачного слоя Венеры существует, то ее можно определить как совершенно новый тип биосистем, характеризующихся биологической изоляцией (локализацией в относительно узкой зоне обитания), но связанных с поверхностными и приповерхностными геохимическими процессами, что должно способствовать повышению устойчивости такой микробной системы, через ее активное включение в геохимические циклы элементов и извлечение энергии с использованием центральных доступных неорганических соединений в системе, к которым принадлежат соединения серы и железа. К факторам, повышающим устойчивость такой биосистемы, также относится соответствующая физическая организация в микрорайонах, в которой физические и химические параметры могут быть более благоприятными для развития микроорганизмов, чем условия во внешней среде. Важными факторами выживания для биологических организмов является наличие у них эффективных биохимических механизмов сопротивления стрессовым воздействиям факторов окружающей среды, которые могли сформироваться у венерианских организмов в течение длительной эволюции микробных сообществ в условиях постепенного ухудшения условий обитания, в частности, из-за потери атмосферной воды и существенного закисления облачной экосистемы.

Хемолитоавтотрофные организмы, активно включенные в аэрогеохимические циклы элементов на Венере и использующие неорганические соединения для получения энергии и CO_2 в качестве единственного источника углерода, могут быть преобладающими формами жизни в ее облачном слое. Одновременно, в системе облаков существуют также условия для осуществления аноксигенного фотосинтеза, где в качестве доноров электронов могут выступать те же ключевые неорганические соединения, в частности, соединения серы.

Наиболее близким метаболическим аналогом такой гипотетической системы являются кислые гидротермальные источники, локализованные в различных земных экосистемах вторичной вулканической активности. Именно из таких систем выделены микроорганизмы, которые, благодаря своим физиологическим характеристикам, вероятно, способны выживать в условиях облачного слоя Венеры. Более детальное исследование таких микроорганизмов необходимо, чтобы понять их адаптационные возможности и составить бо-

лее четкое представление о том, какие биомаркеры должны быть предметом поиска в облаках Венеры для прямого или косвенного доказательства биологической активности, включая разработку надежных методов их детектирования.

В целом, в современной астробиологии, существенно дополненной концепциями обитания в системе облачного слоя Венеры, формируется новое биогеохимическое направление, характеризующееся более детальным поиском, оценкой и расчетом условий возможного существования организмов земного типа во внеземных экосистемах. Такая оценка производится путем наложения метаболического и биохимического потенциала земных организмов на экстремальные условия на космических телах в Солнечной системе. Результатом такого наложения является поиск приемлемых зон обитания для земных организмов в рамках их земных пределов существования или разработка концепций возможной адаптации земных организмов к новым, запретным для них, физико-химическим условиям при анализе потенциала их молекулярно-генетического аппарата.

В рамках такого подхода вновь увеличивается значимость идеи Вернадского о биогеохимической деятельности жизни как ее фундаментального свойства и как явления планетарного масштаба.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ананьева В.И., Тавров А.В., Петрова Е.В., Кораблев О.И. Зоны обитаемости. От Солнечной системы к экзопланетам // Земля и Вселенная. 2020. № 3. С. 37–45. <https://doi.org/10.7868/S0044394820030044>
- Андрейчиков Б.М., Ахметшин И.К., Корчуганов Б.Н., Мухин Л.М., Огородников Б.И., Петрянов И.В., Скитович В.И. Химический состав и структура облаков Венеры по результатам рентгенорадиометрических экспериментов, проведенных на спускаемых аппаратах АМС “Вега-1,-2” // Космич. исслед. 1987. Т. 25. С. 15.
- Коцюрбенко О.Р. Есть ли жизнь... на Венере? // Земля и Вселенная. 2021. Т. 3. С. 6–20. <https://doi.org/10.7868/S0044394821030014>
- Маров М.Я. Владимир Иванович Вернадский: учение о Биосфере и Астробиология // Ноосфера. 2013. № 3. С. 111–131.
- Мухин Л.М., Гельман Б.Г., Ламонов Н.И., Мельников В.В., Ненароков Д.Ф., Охотников Б.П., Ротин В.А., Хохлов В.Н. Газохроматографический анализ химического состава атмосферы Венеры на спускаемых аппаратах АМС “Венера-13” и “Венера-14” // Космич. исслед. 1983. Т. 21. С. 225–230.
- Поршнев Н.В., Мухин Л.М., Гельман Б.Е., Ненароков Д.Ф., Ротин В.А., Дьячков А.В., Бондарев В.Б. Газохроматографический анализ продуктов термических реакций аэрозоля облачного слоя Венеры на АМС “Вега-1” и “Вега-2” // Космич. исслед. 1987. Т. 25. С. 715–720.

- Тухов Г.А. Астроботаника. Алма-Ата: Академия наук Казахской ССР, 1949. 23 с.
- Amato P., Joly M., Besaury L., Oudart A., Taib N., Moné A.I., Deguillaume L., Delort A.-M., Debroas D. Active microorganisms thrive among extremely diverse communities in cloud water // *PLoS One*. 2017. V. 12. № 8. id. e0182869.
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0182869>
- Arrhenius S. The Destinies of stars. New York and London: The Knickerbocker Press, 1918.
- Bains W., Petkowski J.J., Sousa-Silva C., Seager S. New environmental model for thermodynamic ecology of biological phosphine production // *Sci. Total Environment*. 2019. V. 658. P. 521–536.
<https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2018.12.086>
- Bains W., Petkowski J.J., Zhan Z., Seager S. Evaluating alternatives to water as solvents for life: the example of sulfuric acid // *Life*. 2021. V. 11. id. 400.
<https://doi.org/10.3390/life11050400>
- Barker E.S. Detection of SO₂ in the UV spectrum of Venus // *Geophys. Res. Lett.* 1979. V. 6. P. 117–120.
- Bertaux J.-L., Widemann T., Hauchecorne A., Moroz V.I., Ekonomov A.P. VEGA 1 and VEGA 2 entry probes: an investigation of local UV absorption (220–400nm) in the atmosphere of Venus (SO₂ aerosols, cloud structure) // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1996. V. 101. P. 12709–12745.
- Clarke A., Morris G.J., Fonseca F., Murray B.J., Acton E., Price H.C. A low temperature limit for life on Earth // *PloS One*. 2013. V. 8. № 6. id. e66207.pone.0066207.
<https://doi.org/10.1371/journal>
- Cockell C.S. Life on Venus // *Planet. and Space Sci.* 1999. V. 47. P. 1487–1501.
- Cockell C.S., Bush T., Bryce C.S., Direito S., Fox-Powell M., Harrison P., Lammer H., Landenmark H., Martin-Torres J., Nicholson N., Noack L., O'Malley-James J., Payler S.J., Rushby A., Samuels T., Schwendner P., Wadsworth J., Zorzano M.P. Habitability: a review // *Astrobiology*. 2016. V. 16. P. 89–117.
- Cockell C.S., Higgins P.M., Johnstone A.A. Biologically available chemical energy in the temperate but uninhabitable Venusian cloud layer: What do we want to know? // *Astrobiology*. 2021. V. 21. № 10.
<https://doi.org/10.1089/ast.2020.2280>
- Delort A.-M., Vaïtilingom M., Amato P., Sancelme M., Parazols M., Mailhot G., Laj P., Deguillaume L. A short overview of the microbial population in clouds: Potential roles in atmospheric chemistry and nucleation processes // *Atmos. Res.* 2010. V. 98. P. 249–260.
- Delort A.-M., Vaïtilingom M., Joly M., Amato P., Wirgot N., Lallement A., Sancelme M., Deguillaume L. Clouds: a transient and stressing habitat for microorganisms // *Microbial Ecology of Extreme Environments* / Eds Chénard C., Lauro F.M. Cham, Switzerland: Springer Int. Publ. 2017. P. 215–245.
- Donahue T.M., Hodges R.R. Past and present water budget of Venus // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 6083–6091.
- Gottesman S. Trouble is coming: Signaling pathways that regulate general stress responses in bacteria // *J. Biol. Chem.* 2019. V. 294. № 31. P. 11685–11700. .
<https://doi.org/10.1074/jbc.REV119.005593>
- Greaves greav J.S., Richards A.M.S., Bains W., Rimmer P.B., Sagawa H., Clements D.L., Seager S., Petkowski J.J., Sousa-Silva C., Sukrit Ranjan S., Drabek-Maunder E., Fraser H.J., Cartwright A., Mueller-Wodarg I., Zhan Z., Friberg P., Coulson I., Lee E., Hoge J. Phosphine gas in the cloud decks of Venus // *Nature Astronomy*. 2020. V. 5, № 7. P. 655–664.
<https://doi.org/10.1038/s41550-020-1174-4>
- Grinspoon D.H. Venus Revealed: A New Look Below the Clouds of Our Mysterious Twin Planet. MA: Addison Wesley, Reading, 1997. 355 p.
- Grinspoon D.H., Bullock M.A. Astrobiology and Venus exploration // *Exploring Venus as a Terrestrial Planet* / Eds Esposito L.W., Stofan E.R., Cravens T.E. New York: John Wiley & Sons, 2007. V. 176. P. 191–206.
- Hallsworth J.E., Koop T., Dallas T.D., Zorzano M.-P., Burkhardt J., Golyshina O.V., Martín-Torres J., Dymond M.K., Ball P., McKay C.P. Water activity in Venus's uninhabitable clouds and other planetary atmospheres // *Nature Astronomy*. 2021. V. 5. P. 665–675.
<https://doi.org/10.1038/s41550-021-01391-3>
- Izenberg N.R., Gentry D.M., Smith D.J., Gilmore M.S., Grinspoon D.H., Bullock M.A., Boston P.J., Słowik G.P. The Venus life equation // *Astrobiology*. 2021. V. 21. № 10.
<https://doi.org/10.1089/ast.2020.2326>
- Kelly D.P., Wood A.P. Reclassification of some species of *Thiobacillus* to the newly designated genera *Acidithiobacillus* gen. nov., *Halothiobacillus* gen. nov. and *Thermithiobacillus* gen. nov // *Int. J. Syst. Evol. Microbiol.* 2000. V. 50. P. 511–516.
- Kotsyurbenko O.R., Glagolev M.V., Sabrekov A.F., Terentjeva I.E. Systems approach to the study of microbial methanogenesis in West-Siberian wetlands // *Environ. Dyn. Glob. Clim. Chang.* 2020. V. 11. № 1. P. 54–68.
- Kotsyurbenko O.R., Cordova Jr J.A., Belov A.A., Cheptsov V.S., Khrunyk J., Kölbl D., Kryuchkova M.O., Milojevic T., Mogul R., Sasaki S., Słowik G.P., Snytnikov V., Vorobyova E.A. Exobiology of Venus clouds: New insights into habitability through terrestrial models and methods of detection // *Astrobiology*. 2021. V. 21. № 10. P. 1186–1205
<https://doi.org/10.1089/ast.2020.2296>
- Krasnopolsky V.A. Chemical composition of Venus atmosphere and clouds: Some unsolved problems // *Planet. and Space Sci.* 2006. V. 54. P. 1352–1359.
- Ksanfomality L.V., Selivanov A.S., Gektin Yu.M. Signs of hypothetical flora and fauna of the planet Venus: Returning to archive of the old TV-experiments // *Int. J. Opt. Photonic Eng.* 2018. id. 3:007.
- Ksanfomality L.V., Zelenyi L.M., Parmon V.N., Snytnikov V.N. Hypothetical signs of life on Venus: Revising results of 1975–1982 TV experiments // *Phys. Usp.* 2019. V. 62. P. 378–404.
<https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.12.038507>
- Limaye S.S., Mogul R., Smith D.J., Ansari A.H., Słowik G.P., Vaishampayan P. Venus' spectral signatures and the potential for life in the clouds // *Astrobiology*. 2018. V. 18. P. 1181–1198.
- Limaye S.S., Mogul R., Baines K.H., Bullock M.A., Cockell C., Cutts J.A., Gentry D.M., Grinspoon D.H., Head J.W., Jessup K.-L., Kompanichenko V., Lee Y.J., Mathies R., Milojevic T., Pertzborn R.A., Rothschild L., Sasaki S., Schulze-Makuch D., Smith D.J., Way M.J. Venus, an as-

- trobiology target // *Astrobiology*. 2021. V. 21. № 10. P. 1163–1185.
<https://doi.org/10.1089/ast.2020.2268>
- Milojevic T., Treiman A.H., Limaye S.S. Phosphorus in the clouds of Venus: Potential for bioavailability // *Astrobiology*. 2021. V. 21. № 10.
<https://doi.org/10.1089/ast.2020.2267>
- Mogul R., Limaye S.S., Lee Y.J., Pasillas M. Potential for phototrophy in Venus' clouds // *Astrobiology*. 2021a. V. 21. № 10. P. 1237–1249.
<https://doi.org/10.1089/ast.2021.0032>
- Mogul R., Limaye S.S., Way M.J., Cordova J.A. Venus' mass spectra show signs of disequilibria in the middle clouds // *Geophys. Res. Lett.* 2021b. V. 48. № 7. id. e2020GL091327.
<https://doi.org/10.1029/2020GL091327>
- Morowitz H., Sagan C. Life in the clouds of Venus? // *Nature*. 1967. V. 215. № 5107. P. 1259–1260.
<https://doi.org/10.1038/2151259a0>
- Noack L., Höning D., Rivoldini A., Heistracher C., Zimov N., Journaux B., Lammer H., Van Hoolst T., Bredehöft J.H. Water-rich planets: How habitable is a water layer deeper than on Earth? // *Icarus*. 2016. V. 277. P. 215–236.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.05.009>
- Nimmo F., Pappalardo R.T. Ocean worlds in the outer Solar system // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2016. V. 121. P. 1378–1399.
<https://doi.org/10.1002/2016JE005081>
- Ohmura N., Sasaki K., Matsumoto N., Saiki H. Anaerobic respiration using Fe^{3+} , S^0 , and H_2 in the chemolithoautotrophic bacterium *Acidithiobacillus ferrooxidans* // *J. Bacteriol.* 2002. V. 184. P. 2081–2087.
- Oyama V.I., Carle G.C., Woeller F., Pollack J.B., Reynolds R.T., Craig R.A. Pioneer Venus gas chromatography of the lower atmosphere of Venus // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 1980. V. 85. P. 7891–7902.
- Pérez-Hoyos S., Sánchez-Lavega A., García-Muñoz A., Irwin P.G.J., Peralta J., Holsclaw G., McClintock W.M., Sanz-Requena J.F. Venus upper clouds and the UV absorber from MESSENGER/MASCS observations // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2018. V. 123. № 1. P. 145–162.
<https://doi.org/10.1002/2017JE005406>
- Plumb J.J., Haddad C.M., Gibson J.A.E., Franzmann P.D. *Acidianus sulfidivorans* sp. nov., an extremely acidophilic, thermophilic archaeon isolated from a solfatara on Lihir Island, Papua New Guinea, and emendation of the genus description // *Int. J. Syst. Evol. Microbiol.* 2007. V. 57. P. 1418–1423.
<https://doi.org/10.1099/ijs.0.64846-0>
- Proctor R.A. Other Worlds Than Ours: The Plurality of Worlds Studied Under the Light of Recent Scientific Researches. New York: J.A. Hill and Co., 1870. 74 p.
- Schulze-Makuch D., Grinspoon D.H., Abbas O., Irwin L.N., Bullock M.A. A sulfur-based survival strategy for putative phototrophic life in the venusian atmosphere // *Astrobiology*. 2004. V. 4. P. 11–18.
- Seager S., Petkowski J.J., Gao P., Bains W., Bryan N.C., Ranjan S., Greaves J. The Venusian lower atmosphere haze as a depot for desiccated microbial life: A proposed life cycle for persistence of the Venusian aerial biosphere // *Astrobiology*. 2021. V. 21. № 2. id. 2244 (18 p.).
<https://doi.org/10.1089/ast.2020.2244>
- Segerer A.H., Neuner A., Kristjansson J.K., Stetter K.O. *Acidianus infernus* gen. nov., sp. nov., and *Acidianus brierleyi* comb. nov.: facultatively aerobic, extremely acidophilic thermophilic sulfur-metabolizing archaeobacterial // *Int. J. Syst. Bacteriol.* 1986. V. 36. P. 559–564.
- Segerer A.H., Trincone A., Gahrz M., Stetter K.O. *Stygiolobus azoricus* gen. nov., sp. nov. represents a novel genus of anaerobic, extremely thermoacidophilic archaeobacteria of the order *Sulfolobales* // *Int. J. Syst. Bacteriol.* 1991. V. 41. P. 495–501.
- Shematovich V.I. Ocean worlds in the outer regions of the Solar System (review) // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 5. P. 371–381.
<https://doi.org/10.1134/S0038094618050076>
- Skladnev D.A., Karlov S.P., Khrunyk Y.Y., Kotsyurbenko O.R. Water–sulfuric acid foam as a possible habitat for hypothetical microbial community in the cloud layer of Venus // *MDPI Life*. 2021. V. 11. id. 1034.
<https://doi.org/10.3390/life11101034>
- Snytnikov V.N. Chemical base of hypothetical life on Venus // Venera-D Landing Sites Selection and Cloud Layer Habitability Workshop. 2–5 October, Space Research Institute, Moscow, Russia. 2019. <http://venera-d.cosmos.ru/uploads/media/7>.
- Surkov Y.A., Kirnozov F.F., Glazov V.N., Dunchenko A.G., At-rashkevich V.V. Aerosols in the clouds on Venus: preliminary Venera-14 data // *Pis'ma Astron. Zh.* 1982. V. 8. P. 700–704.
- Vařtilingom M., Deguillaume L., Vinatier V., Sancelme M., Amato P., Chaumerliac N., Delort A.-N. Potential impact of microbial activity on the oxidant capacity and organic carbon budget in clouds // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 2013. V. 110. P. 559–564.
- Valdés J., Pedroso I., Quatrini R., Dodson R.J., Tettelin H., Blake R., Eisen J.A., Holmes D.S. *Acidithiobacillus ferrooxidans* metabolism: From genome sequence to industrial applications // *BMC Genomics*. 2008. V. 9. id. 597.
<https://doi.org/10.1186/1471-2164-9-597>
- Vinogradov A.P., Surkov U.A., Florensky C.P. The chemical composition of the Venus atmosphere based on the data of the interplanetary station Venera 4 // *J. Atmos. Sci.* 1968. V. 25. P. 535–536.
- Yoshida N., Nakasato M., Ohmura N., Ando A., Saiki H., Ishii M., Igarashi Y. *Acidianus manzaensis* sp. nov., a novel thermoacidophilic archaeon growing autotrophically by the oxidation of H_2 with the reduction of Fe^{3+} // *Curr. Microbiol.* 2006. V. 53. P. 406–411.
- Zasova L.V., Krasnopolsky V.A., Moroz V.I. Vertical distribution of SO_2 in upper cloud layer of Venus and origin of UV absorption // *Adv. Space Res.* 1981. V. 1. P. 13–16.

УДК 523-52

УСТОЙЧИВЫЕ ОРБИТЫ В ЗОНЕ ПИТАНИЯ ПЛАНЕТЫ ПРОКСИМА ЦЕНТАВРА ς

© 2023 г. С. И. Ипатов*

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

**e-mail: siipatov@hotmail.com*

Поступила в редакцию 03.11.2022 г.

После доработки 06.12.2022 г.

Принята к публикации 13.12.2022 г.

Проведены оценки размеров зоны питания планеты Проксима Центавра ς при начальных эксцентриситетах орбит планетезималей, равных 0.02 или 0.15. Исследования основаны на результатах моделирования эволюции орбит планетезималей под влиянием звезды и планет Проксима Центавра ς и b . Рассматриваемый интервал времени достигал миллиарда лет. Получено, что после аккумуляции планеты Проксима Центавра ς некоторые планетезимали могли продолжать двигаться по устойчивым эллиптическим орбитам внутри ее зоны питания, в основном очищенной от планетезималей. Обычно такие планетезимали могут двигаться в некоторых резонансах с планетой (Проксима Центавра ς), например, в резонансах 1 : 1 (как троянцы Юпитера), 5 : 4 и 3 : 4, и обычно имеют небольшие эксцентриситеты. Некоторые планетезимали, двигавшиеся долгое время (1–2 млн лет) по хаотическим орбитам, попадали в резонансы 5 : 2 и 3 : 1 с планетой Проксима Центавра ς и двигались в них минимум десятки миллионов лет.

Ключевые слова: Проксима Центавра, планетезимали, резонансные орбиты, зона питания планеты

DOI: 10.31857/S0320930X23030039, **EDN:** HYSOIV

ВВЕДЕНИЕ

Тела, находящиеся в некоторой окрестности орбиты растущей планеты, могут выпадать на нее. Эта окрестность называется зоной питания планеты. Опубликовано много работ, посвященных оценкам размеров этой зоны и исследованию эволюции орбит двух гравитационно взаимодействующих тел, движущихся вокруг массивного центра по близким орбитам (Artymowicz, 1987; Брюно, 1990; Gladman, Duncan, 1990; Goldreich, Tremaine, 1982; Gladman, 1993; Demidova, Shevchenko, 2016; Демидова, Шевченко, 2020, 2021; Dermott, 1981a; 1981b; Farinella и др., 1994; Greenzweig, Lissauer, 1992; Duncan и др., 1989; Hasegawa, Nakazawa, 1990; Holt и др., 2020; Ida, Nakazawa, 1989; Ипатов, 1981; 1994; 2000; Kaplan, Cengiz, 2020; Kohne, Batygin, 2020; Levison и др., 1997; Lissauer, Kary, 1991; Маркеев, 1978; Mikkola, Innanen, 1990; 1992; Morrison, Malhotra, 2015; Nishida, 1983; Petit, Hennon, 1986; Rabe, 1961; 1962; Shevchenko, 2020a; 2020b; Szebehely, 1967; Tanikawa и др., 1991; Weissman, Wetherill, 1974; Zhang-yin, Lin, 1992; и др.). В основном такие исследования проводились в рамках задачи трех тел (Солнце–планета–тело), причем чаще рассматривались первоначально круговые гелиоцентрические орбиты планеты и тела.

Зона питания планеты не является монолитной. Нельзя сказать, что все тела с большими полуосьми начальных орбит, находящимися в некотором интервале, выпадут на планету или будут выброшены на гиперболические орбиты через достаточно большой интервал времени. Возможны устойчивые орбиты внутри этого интервала и неустойчивые орбиты вне этого интервала. Например, некоторые тела могли остаться внутри зоны питания планеты при резонансе 1 : 1 с движением планеты. Известно много троянцев Юпитера, но отдельные тела для этого резонанса обнаружены и для Земли, Марса, Урана и Нептуна. В то же время существуют люки Кирквуда, свободные от астероидов.

В настоящей работе сначала приводится обзор работ, посвященных изучению размеров зон питания планет Солнечной системы и движению тел на устойчивых орбитах внутри зон питания, а также оценки параметров неустойчивых орбит вне этих зон. В следующих разделах приводятся результаты расчетов для планетной системы Проксима Центавра (Proxima Centauri). В этой системе масса звезды Альфа Центавра C (α Centauri C) равна 0.1221 от массы Солнца. Эта звезда является членом тройной звездной системы, которая включает также двойную звезду с массами

порядка массы Солнца: Альфа Центавра А (Rigel Kentaurus) и Альфа Центавра В (Toliman). Расстояние между Альфой Центавра С (α Cen C) и Альфой Центавра АВ (α Cen AB) равно 12 950 а. е. Расчеты, проведенные в (Schwarz и др., 2018), показали, что гравитационное влияние α Cen АВ мало влияет на движение тел-экзокомет даже по сильно эксцентричным орбитам около α Cen С.

Начальные эксцентричные и наклоненные орбиты планетезималей находились в некоторой окрестности орбиты планеты Проксима Центавра с (α Cen Sc). Учитывалось гравитационное влияние звезды и планет Проксима Центавра с и b (α Cen Sb), двигавшихся по эксцентричным орбитам. Ниже при обозначениях планет слово Центавра часто опускается (например, Проксима с). Оценивались основные границы зоны питания планеты Проксима с при различных начальных эксцентриситетах орбит планетезималей (равных 0.02 или 0.15). Основное внимание уделялось изучению орбит планетезималей, оставшихся внутри зоны питания планеты Проксима с, и начальным значениям больших полуосей орбит планетезималей, которые столкнулись с планетами или звездой, или были выброшены на гиперболические орбиты, хотя эти значения находятся вне зоны питания.

ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТ ТЕЛ ПОД ВЛИЯНИЕМ ПЛАНЕТЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ВОКРУГ СОЛНЦА

Изучение гравитационных взаимодействий двух объектов, движущихся вокруг массивного центра, ранее проводилось в основном для Солнечной системы. Можно выделить несколько типов N_i изменений элементов орбит двух гравитационно взаимодействующих тел (Weissman, Wetherill, 1974; Gladman, 1993; Dermott, 1981a; 1981b; Duncan и др., 1989; Ипатов, 1981; 1994; 2000). Ипатов (1981; 1994; 2000) привел результаты исследований взаимодействий двух материальных точек (МТ), движущихся вокруг массивного центрального тела, Солнца, по первоначально близким орбитам. Взаимное гравитационное влияние МТ учитывалось путем численного интегрирования уравнений движения. В случае первоначально круговых орбит двух гравитационно взаимодействующих МТ Ипатов (1994; 2000) рассматривал области начальных значений больших полуосей орбит МТ и начального угла с вершиной в Солнце между направлениями на МТ, соответствующие нескольким типам эволюции. Диапазон значений отношения μ (суммы масс двух МТ к массе гравитирующего центра (Солнца)) варьировался от 10^{-9} до 10^{-3} . При N -типе графики изменений больших полуосей орбит МТ со временем t имеют N -образный вид. В этом случае в синодических (вращающихся вокруг Солнца с угловой скоро-

стью, равной угловой скорости первой МТ) координатах орбита второй МТ охватывает одну треугольную точку либрации и при почти круговой орбите первой МТ имеет вид головастика (серпа). В случае M -типа графики зависимости большой полуоси a орбиты от времени t имеют M - или P -образный вид. В синодических координатах орбита второй МТ охватывает обе треугольные точки либрации. В случае первоначально круговых синодических орбит при $N_i = M$ синодическая орбита имеет подковообразный вид. Тесные сближения МТ возможны только при A -типе. Изменения элементов орбит в этом случае являются хаотическими и большие полуоси орбит МТ в некоторые моменты времени могут быть одинаковыми. При C -типе элементы орбит меняются хаотически, но тесных сближений нет и значения больших полуосей орбит МТ не могут стать одинаковыми. Если тип $N_i = P$, то a и эксцентриситет e меняются периодически, а синодическая орбита второй МТ охватывает Солнце так же, как и при хаотических изменениях. Для этого типа можно выделить большее число подтипов, каждый из которых характеризуется своими взаимосвязями изменений элементов орбит.

В случае первоначально круговых орбит при начальном угле ϕ_0 между направлениями от Солнца на МТ, равном 60° , и $10^{-9} \leq \mu \leq 2 \times 10^{-4}$, максимальные значения $\epsilon_0 = (a_2 - a_1)/a_1$, которые соответствуют типам N , M , A и C , были получены равными $\alpha = (1.63 - 1.64)\mu^{1/2}$, $\beta = (0.77 - 0.81)\mu^{1/3}$, $\gamma = (2.1 - 2.45)\mu^{1/3}$, и $\delta = (1.45 - 1.64)\mu^{2/7}$, соответственно. Здесь a_1 и a_2 — начальные значения больших полуосей a орбит двух МТ, а μ — отношение суммы масс МТ к массе Солнца. Значения γ были близки к значениям δ . Значения α , β , γ и δ в основном меньше при других (чем 60°) значениях ϕ_0 . При $\epsilon_0 = 0$ меньшие значения ϕ_0 , которые соответствуют типам N и M , примерно равны 0.4 и $4\mu^{1/3}$ радиан, соответственно. В случае большой разницы в массах объектов (планеты и тела), двигавшихся первоначально по круговым орбитам, максимальные эксцентриситеты орбит тел при $\mu \leq 10^{-5}$ обычно не превышали $(7-8)\mu^{1/3}$ для типа A и $(4-6)\mu^{1/3}$ для типа C .

В данном абзаце для случая первоначально круговых орбит приведем значения α , β , γ и δ , полученные в других работах. Ida и Nakazawa (1989) получили $\beta = 1.24\mu^{1/3}$ аналитически и $\beta = 1.3\mu^{1/3}$ при численных оценках. Nishida (1983) получил $\beta = 1.04\mu^{1/3}$. При численных расчетах Gladman и Duncan (1990) и Gladman (1993) получили $\gamma = 2.1\mu^{1/3}$ при $\phi_0 = 0$ и $\gamma = 2.4\mu^{1/3}$ при $\phi_0 = 180^\circ$. Исследуя интеграл Якоби в ограниченной задаче трех тел, Birn (1973) показал, что $\gamma \approx 2.4\mu^{1/3}$. Демидова и Шевченко (2020) рассматривали $1.38a\mu^{0.29}$ и $2.54a\mu^{0.34}$ для внутренней и внешней границ ха-

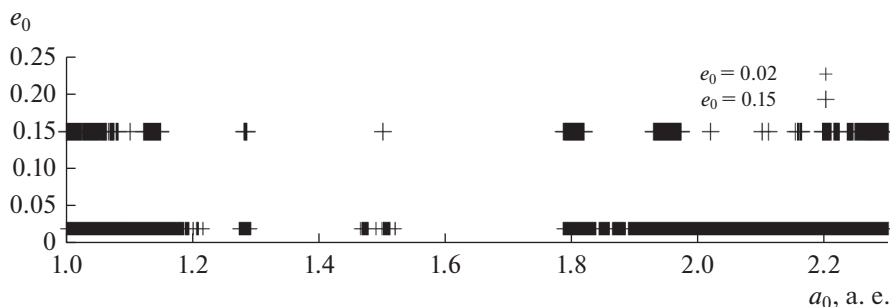


Рис. 1. Начальные значения a_0 больших полуосей орбит (в а. е.) планетезималей, которые имели эллиптические орбиты в конце рассматриваемого интервала времени при $e_0 = 0.02$ и $e_0 = 0.15$. Большая полуось орбиты планеты Проксима Центавра c равна 1.489 а. е.

отической зоны, соответственно. Значения границ областей начальных расстояний от гравитирующего центра (в радиусах сферы Хилла), соответствующих различным конечным эксцентриситетам, приведены на рис. 3 в работе (Демидова, Шевченко, 2021). Эти значения немного меньше приведенных выше значений β и γ . Duncan и др. (1989) численно получили $\delta = 1.49\mu^{2/7}$, а в (Morrison, Malhotra, 2015) $\delta = 1.5\mu^{2/7}$, в (Shevchenko, 2020a) $\delta = 1.62\mu^{2/7}$. Gladman (1993) исследовал значения γ при одинаковых массах тел. Другие авторы, цитируемые в этом абзаце, рассматривали только случай нулевой массы второго тела. Зоны значений ϵ_0 , при которых за время $t < T_s$ (T_s — синодический период обращения) происходит столкновение объектов, исследовались рядом авторов (Greenzweig, Lissauer, 1992; Ida, Nakazawa, 1989; Lissauer, Kary, 1991; Petit, Henon, 1986; Tanikawa и др., 1991) при изучении формирования осевого вращения и скорости аккреции планет. Численные исследования в (Lissauer, Kary, 1991) показали, что большинство планетезималей при $e = i = 0$ (e и i — эксцентриситеты и наклонения орбит планетезималей) и $0.9\mu^{1/3} < \epsilon_0 < 2.2\mu^{1/3}$ сближается с планетой на расстояние $0.1h$ ($h = a(\mu/3)^{1/3}$) за $20T_s$.

Проведенные в (Mikkola, Innanen, 1990) расчеты показали, что β уменьшается с увеличением i . При исследовании круговой задачи трех тел в случае $\mu \ll 1$, $e \ll 1$, $i \ll 1$ рад. и $a \approx \text{const}$ получено (Artymowicz, 1987; Ida, Nakazawa, 1989; Hasegawa, Nakazawa, 1990), что $\gamma^2 = 4(e^2 + i^2)/3 + 12(h/a)^2$. В (Greenzweig, Lissauer, 1992; Tanikawa и др., 1991) также получено возрастание γ и убывание β с увеличением e . Gratia и Lissauer (2020) изучали времена до тесных сближений в системе из пяти планет с массами Земли в зависимости от начальных расстояний между орбитами планет. В (Goldberg и др., 2022) рассматривались критерии устойчивости орбит планет в цепи резонансов.

Движение тел при резонансе 1 : 1 (в том числе около треугольных точек либрации) рассматрива-

лось, например, в (Goldreich, Tremaine, 1982; Dermott, 1981a; 1981b; Ипатов, 1994; 2000; Levison и др., 1997; Маркеев, 1978; Mikkola, Innanen, 1990; 1992; Qi, Qiao, 2022; Rabe, 1961; 1962; Szebehely, 1967; Weissman, Wetherill, 1974; Zhang-yin, Lin, 1992). В качестве большого тела в основном брались конкретные тела Солнечной системы. В (Dermott, 1981a) аналитически было показано, что α пропорционально $\mu^{1/2}$. Треугольные точки либрации неустойчивы в смысле Ляпунова при $\mu > (9 - \sqrt{69})/18 \approx 0.04$ (Маркеев, 1978). Согласно (Jewitt и др., 2000), среднее наклонение орбит троянцев Юпитера равно 13.7° . В (Holt и др., 2020) отмечалось, что орбиты некоторых троянцев Юпитера устойчивы за время существования Солнечной системы. В (Kohne, Batygin, 2020) рассматривалась связь между обратными троянцами Юпитера и сильно наклоненными кентаврами и транснептуновыми объектами. Kaplan и Cengiz (2020) изучали движение малых тел в резонансе 1 : 1 с Землей (одиннадцати тел на подковообразных синодических орбитах и одного троянца).

В ряде случаев (особенно при $\mu_1 \sim 10^{-5} \gg \mu_2$, через μ_1 и μ_2 обозначены отношения масс первой и второй МТ к массе гравитирующего центра) для $N_i = A$ Ипатовым (1994; 2000) были получены выходы МТ на резонансные орбиты. Обычно, через несколько сотен оборотов МТ вокруг Солнца эти резонансные соотношения нарушались. При большинстве рассмотренных резонансов ($T_1 : T_2 = 1 : 2, 5 : 1, 2, 5 : 13, 5 : 6, 5 : 7, 5 : 4, T_i$ — период обращения i -ой МТ вокруг Солнца) большие полуоси и эксцентриситеты орбит менялись периодически с небольшой амплитудой, а изменения долготы перигелия были невелики. Движения около резонансов в этих случаях являются колебаниями около периодических решений, представляющих в синодических координатах замкнутые кривые и исследованных многими авторами (см., например, Брюно, 1990, и главы 8 и 9 в (Szebehely, 1967)). В одном из вариантов расчетов (рис. 2.4 в (Ипатов, 2000)) при резонансах 5 : 6 и 4 : 5 боль-

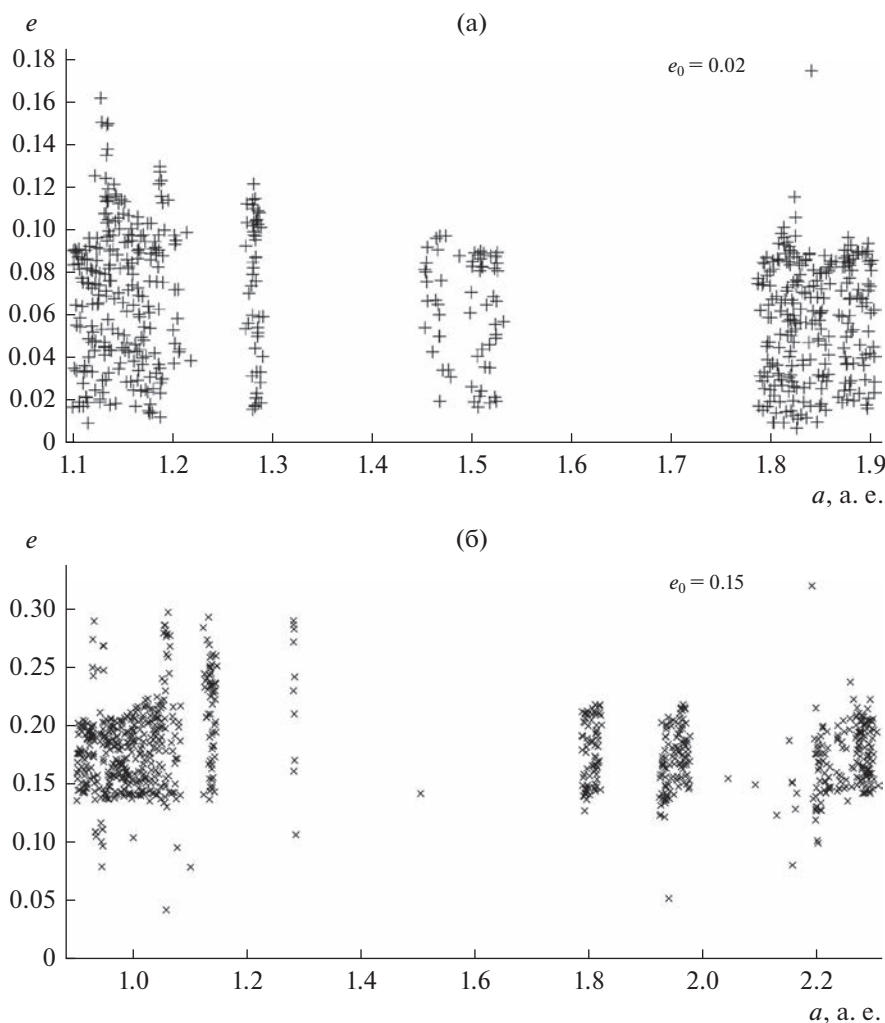


Рис. 2. Значения эксцентриситетов e орбит в зависимости от значений a больших полуосей орбит (в а. е.) планетезималей в конечные рассматриваемые моменты времени при $e_0 = 0.02$ (рис. 2а) и $e_0 = 0.15$ (рис. 2б). Большая полуось орбиты планеты Проксима Центавра a равна 1.489 а. е.

шая полуось орбиты меньшего тела менялась незначительно, эксцентриситет почти монотонно возрастал, а долгота перигелия убывала. В этих случаях в синодических координатах кривая, около которой происходили малые колебания, не была замкнутой. На рис. 2 в работе Демидова и Шевченко (2020) рассматривали распределение частиц в диске по удалению от звезды после 10^4 оборотов планеты вокруг звезды для ряда значений масс планеты. На этом рисунке видно уменьшение числа частиц при резонансах $2 : 1$, $3 : 2$, $4 : 3$, $5 : 4$, $4 : 5$, $3 : 4$ и $1 : 2$ и увеличение числа частиц при резонансе $1 : 1$. Для резонансов $2 : 1$ и $1 : 2$ аналогичное уменьшение отмечалось в (Demidova, Shevchenko, 2016).

В (Farinella и др., 1994; Ипатов, 1989; 1992; Ipatov, 1992; Kazantsev, Kazantseva, 2021; Scholl, Froeschle, 1975; 1990; 1991; Sidlichovsky, Melendo, 1986; Wisdom, 1982; 1983; Yoshikawa, 1991 и др.)

показано, что астероиды, находившиеся в некоторых резонансах с Юпитером ($3 : 1$, $5 : 2$, $2 : 1$, $7 : 3$) и в вековых резонансах (ν_5 , ν_6 , ν_{16}), могли значительно увеличивать эксцентриситеты своих орбит и покидать резонансы из-за сближений с планетами. Зависимости наклонов i от больших полуосей a орбит для вековых резонансов представлены на рис. 8.21 в монографии (Shevchenko, 2020b).

Shevchenko (2022) рассматривал зону слабого хаоса между резонансами $2 : 1$ и $1 : 1$ с планетой. Он показал, что для Юпитера времена удаления тел из этой зоны в основном не превышали 10^9 лет. Для Земли эти времена были больше. В этой работе показано, что материал, захваченный в резонансы $3 : 2$ и $4 : 3$ с Юпитером, мог выжить. Астероиды семейств Хильды и Туле являются примером таких резонансов. Согласно (Dvorak, Kubala, 2022), большие полуоси сравнительно

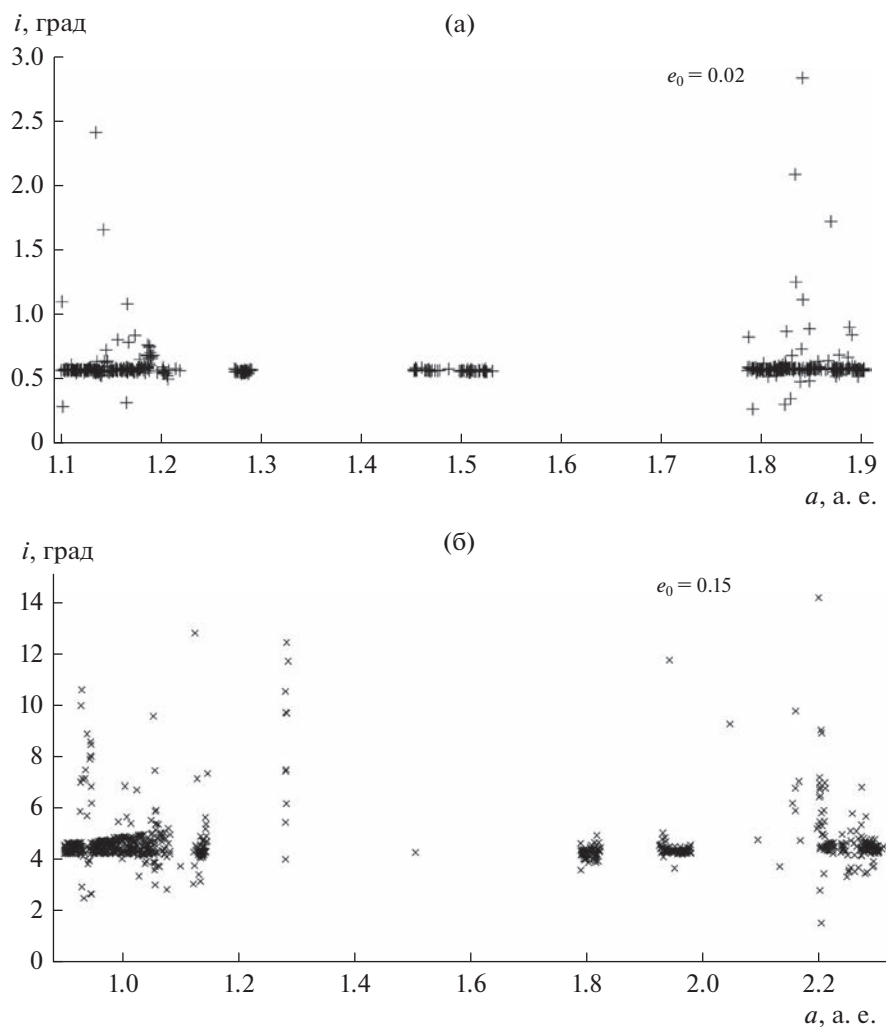


Рис. 3. Значения наклонений i орбит (в градусах) в зависимости от значений a больших полуосей орбит (в а. е.) планетезималей в конечные рассматриваемые моменты времени при $e_0 = 0.02$ (рис. 3а) и $e_0 = 0.15$ (рис. 3б). Большая полуось орбиты планеты Проксима Центавра s равна 1.489 а. е.

устойчивых орбит находятся в интервале от 7.12 до 7.23 а. е. Этот интервал находится рядом с резонансами 5 : 8 (7.12 а. е.) и 3 : 2 (7.28 а. е.) с Юпитером.

ВАРИАНТЫ РАСЧЕТОВ

Приводимые ниже оценки параметров зоны питания Проксима Центавра s (α Cen Cc) основаны на результатах расчетов эволюции орбит планетезималей, первоначально находившихся в некоторой окрестности орбиты этой планеты, расположенной за линией льда. В (Ipatov, 2021; 2022) было получено, что масса воды, доставленной из зоны питания этой планеты к внутренней планете Проксима Центавра b (α Cen Cb) могла превышать массу земных океанов, и немного меньшее количество ледяных планетезималей могло быть доставлено к планете Проксима Центавра d (α Cen Cd). Количество планетезималей, выбро-

шенных на гиперболические орбиты, было не меньше числа планетезималей, столкнувшихся с планетами. Ниже обсуждаются размер зоны питания планеты Проксима s и орбиты отдельных планетезималей, оставшихся внутри этой зоны питания.

При моделировании движения планетезималей учитывалось гравитационное влияние звезды с массой, равной 0.1221 массы Солнца, планеты Проксима s ($a_s = 1.489$ а. е., $e_s = 0.04$, $m_s = 7m_E$, m_E — масса Земли) и планеты b ($a_b = 0.04857$ а. е., $e_b = 0.11$, $m_b = 1.17m_E$). Проводились также расчеты с массой зародыша Проксима s , равной $k_s = 0.5$ или $k_s = 0.1$ от ее современной массы m_s . Если не оговорено особо, то ниже речь идет о расчетах с $k_s = 1$ ($m_s = 7m_E$). Наклонения орбит планет брались равными нулю. Начальные эксцентриситеты орбит планетезималей равнялись $e_0 = 0.02$ или

$e_0 = 0.15$. Небольшие начальные эксцентриситеты были у первоначальных планетезималей, а большие эксцентриситеты могли образоваться в результате взаимного гравитационного влияния планетезималей. Расчеты эволюции дисков тел, соответствующих зоне питания планет земной группы, показали рост среднего эксцентриситета орбит тел до 0.2 и даже до 0.4 на последних стадиях эволюции дисков (Ипатов, 1993; 2000). Начальные наклонения орбит планетезималей равнялись $e_0/2$ радиан (т.е. равнялись 0.57° или 4.3° при $e_0 = 0.02$ или $e_0 = 0.15$ соответственно). В каждом варианте расчетов начальные значения a_0 больших полуосей орбит планетезималей варьировались от $a_{\min}$ до $a_{\max} = a_{\min} + 0.1$ а. е. Для $(i+1)$ -й планетезимали значение a_0 вычислялось по формуле $a_{0(i+1)} = (a_{0i}^2 + [(a_{\min} + d_a)^2 - a_{\min}^2]/N_0)^{1/2}$, где a_{0i} — это значение a_0 для i -й планетезимали, $d_a = 0.1$ а. е., а начальное число планетезималей в каждом варианте (с фиксированными значениями $a_{\min}$ и e_0) равнялось $N_0 = 250$. Значения $a_{\min}$ варьировались от 0.9 до 2.2 а. е. с шагом в 0.1 а. е. Рассматриваемый интервал времени в расчетах был не меньше 100 млн лет (если эволюция не заканчивалась раньше). В вариантах с $a_{\min}$ от 1.2 до 1.7 а. е. вычисления проводились в течение нескольких сотен миллионов лет (до 1000 млн лет). В отличие от задачи трех тел с круговыми начальными орбитами, рассмотренной в (Ипатов, 1994; 2000), в рассматриваемых исследованиях движения планетезималей в системе Проксима Центавра начальные эксцентриситеты орбит планеты Проксима c ($e_{c0} = 0.04$) и планетезималей (e_0) не были равны нулю.

Для интегрирования уравнений движения использовался симплектический алгоритм из пакета SWIFT (Levison, Duncan, 1994). Из интегрирования исключались тела, которые столкнулись с планетами или звездой или достигли 1200 а. е. Согласно (Schwarz и др., 2018), радиус сферы Хилла звезды Проксима Центавра (α Cen C) равен 1200 а. е. Расчеты с различными значениями шага интегрирования t_s , равными 0.1, 0.2, 0.5, 1 или 2 земным суткам, дали примерно одинаковые результаты (с учетом того, что при тесных сближениях эволюция орбит является хаотической). Ниже результаты приведены при t_s , равном одному дню (кроме рис. 10 и 11). В (Frantseva и др., 2022) отмечалось, что в алгоритме (Levison, Duncan, 1994) шаг интегрирования значительно уменьшается при расстояниях, меньших 3.5 радиуса Хилла.

ЗОНА ПИТАНИЯ ЭКЗОПЛАНЕТЫ ПРОКСИМА ЦЕНТАВРА c

Планета Проксима Центавра c движется далеко от планет Проксима Центавра b и d и имеет го-

раздо большую массу, чем эти две планеты. Поэтому движение большинства планетезималей по орбитам, близким к орбите планеты Проксима c , может быть близко к движению тел для задачи трех тел. Начальные значения a_0 больших полуосей орбит планетезималей, которые еще имели эллиптические орбиты в конце рассматриваемой эволюции при $e_0 = 0.02$ и $e_0 = 0.15$, приведены на рис. 1. Основные границы между значениями a_{j0} , соответствующими планетезималиям, выброшенным на гиперболические орбиты или столкнувшимся с планетами, и еще движущимся по эллиптическим орбитам планетезималиям, были равны $a_{\min002} = 1.194$ а. е. и $a_{\max002} = 1.786$ а. е. при $e_0 = 0.02$ и считались равными $a_{\min015} = 1.082$ а. е. и $a_{\max015} = 2.238$ а. е. при $e_0 = 0.15$. Для $e_0 = 0.15$ и $1.786 \leq a_{j0} \leq 2.237$ а. е. при некоторых a_{j0} планетезимали оставались на эллиптических орбитах, но при других близких значениях a_{j0} планетезимали выбрасывались на гиперболические орбиты.

Для планеты Проксима c с массой $m_c = 7m_E$ имеем $\mu = 1.721 \times 10^{-4}$, так как отношение массы звезды к массе Солнца равно 0.1221. Такое значение μ соответствует $57m_E$ в нашей Солнечной системе. Для Проксима c имеем $\mu^{1/3} = 0.0556$, $(\mu/3)^{1/3} = 0.0386$, $a_c \mu^{1/3} = 0.0828$ а. е., а радиус сферы Хилла равен $a_c (\mu/3)^{1/3} = 0.0574$ а. е. Результаты расчетов показали, что

$$a_c - a_{\min002} = 3.5a_c \mu^{1/3} = 0.295 \text{ а. е.},$$

$$a_{\max002} - a_c = 3.6a_c \mu^{1/3} = 0.298 \text{ а. е.},$$

$$a_c - a_{\min015} = 4.9a_c \mu^{1/3} = 0.407 \text{ а. е.},$$

$$a_{\max015} - a_c = 9.0a_c \mu^{1/3} = 0.749 \text{ а. е.}$$

Если рассматривать начальные значения произведения $a \times e$, характеризующего изменения расстояния от звезды до двигавшихся планеты и планетезимали (например, $0.04a_c$ и $0.02a_{\min002}$), то имеем

$$a_c - a_{\min002} = 0.04a_c + 0.02a_{\min002} + 2.54a_c \mu^{1/3},$$

$$a_{\max002} - a_c = 0.04a_c + 0.02a_{\max002} + 2.40a_c \mu^{1/3},$$

$$a_c - a_{\min015} = 0.04a_c + 0.15a_{\min015} + 2.23a_c \mu^{1/3},$$

$$\text{и } a_{\max015} - a_c = 0.04a_c + 0.15a_{\max015} + 4.3a_c \mu^{1/3}$$

($e_c = 0.04$ и $e_0 = 0.02$ или $e_0 = 0.15$). Коэффициенты перед $a_c \mu^{1/3}$ в трех вышеприведенных формулах составляют примерно 2.2–2.5, т.е. близки к коэффициентам в $\gamma = (2.1\text{--}2.45)\mu^{1/3}$ для круговых начальных орбит. Для $a_{\max015} - a_c$ коэффициент 4.3 был больше вышеуказанных значений. Для последнего случая коэффициент 2.5 соответствует $a_{\max015} = 2.07$ а. е. Для a_{j0} между 1.79 и 2.237 а. е. и $e_0 = 0.15$ было несколько планетезималей, которые все еще двигались по эллиптическим орби-

там в конце рассматриваемого времени, но большинство планетезималей для такого интервала a_{j0} были выброшены на гиперболические орбиты или столкнулись с планетой Проксима c . Приведенные выше исследования могут быть интересны для изучения зон начальных значений больших полуосей орбит тел, которые могли продолжать движение по эллиптическим орбитам в некоторых других планетных системах с одной доминирующей планетой.

При массе зародыша планеты Проксима c , равной $k_c = 0.1$ от ее современной массы m_c (т.е. при массе, равной $0.7m_E$) и $e_0 = 0.02$ было получено, что $a_c \mu^{1/3} = 0.0266$ а. е., $a_{\max002} = 1.5953$ а. е., $a_{\max002} - a_c = 4.0a_c \mu^{1/3} = 0.04a_c + 0.02a_{\max002} + 0.54a_c \mu^{1/3} = 0.1063$ а. е. Здесь коэффициент 0.54 перед $a_c \mu^{1/3}$ меньше, чем коэффициент 2.4 при $k_c = 1$.

ДВИЖЕНИЕ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ ПО УСТОЙЧИВЫМ ОРБИТАМ ВНУТРИ ЗОНЫ ПИТАНИЯ ПЛАНЕТЫ ПРОКСИМА ЦЕНТАВРА c

На рис. 1 видно, что внутри интервалов $(a_{\min002}, a_{\max002})$ и $(a_{\min015}, a_{\max015})$, оценивающих размер зоны питания планеты Проксима Центавра c , есть некоторые начальные значения a_{j0} больших полуосей орбит планетезималей, соответствующие планетезимам, продолжающим двигаться по эллиптическим орбитам, и есть некоторые значения a_{j0} , соответствующие планетезимам, выброшенным на гиперболические орбиты или столкнувшимся с планетами, вне таких интервалов. Такие подобласти обычно соответствуют резонансам средних движений планетезималей с планетой Проксима c . Примеры таких подобластей представлены в табл. 1–2. Некоторые небольшие подобласти не были включены в таблицы. На рис. 2 для значений a больших полуосей орбит планетезималей в конечные рассматриваемые моменты времени (не для начальных значений a_{j0} , как для рис. 1 и табл. 1–2) приведены эксцентриситеты орбит в эти моменты времени. На рис. 3 приведены наклонения орбит (в градусах) для этих значений a и конечных моментов времени. На рис. 3а не попала точка ($a = 1.147$ а. е., $i = 4.6^\circ$). На рис. 2 почти все значения эксцентриситетов, в том числе и для подобластей, приведенных в табл. 1, не превышали 0.15 и 0.3 при $e_0 = 0.02$ и $e_0 = 0.15$ соответственно. На рис. 3 большинство значений наклонений i орбит не превышало 1° и 10° при $e_0 = 0.02$ и $e_0 = 0.15$ соответственно. Значительная часть значений i отличалась от начальных значений не более, чем на 0.2° и 1° , соответственно при $e_0 = 0.02$ и $e_0 = 0.15$.

Эксцентриситеты орбит, большие 0.14 на рис. 2 при $e_0 = 0.02$, были получены для планетезима-

Таблица 1. Подобласти $(a_{\min i}, a_{\max i})$ начальных значений a_{j0} (в а. е.) больших полуосей орбит, для которых планетезимали продолжали двигаться по эллиптическим орбитам в конце рассматриваемого интервала времени. n_{rel} — отношение среднего движения планетезималей к среднему движению планеты Проксима Центавра c

e_0	$a_{\min i}, a_{\max i}$ (а. е.)	n_{rel}
0.02	1.205, 1.209	1.42
0.02	1.273, 1.291	5/4
0.02	1.467, 1.476	1.02
0.02	1.500, 1.512	0.98
0.15	1.125, 1.149	3/2
0.15	1.282, 1.284	5/4
0.15	1.789, 1.818	3/4
0.15	1.928, 1.972	2/3
0.15	2.155, 2.159	4/7

Таблица 2. Подобласти $(a_{\min i}, a_{\max i})$ начальных значений a_{j0} (в а. е.) больших полуосей орбит, для которых планетезимали выбрасывались на гиперболические орбиты или сталкивались с планетами. n_{rel} — отношение среднего движения планетезималей к среднему движению планеты Проксима Центавра c

e_0	$a_{\min i}, a_{\max i}$ (а. е.)	n_{rel}
0.02	1.186, 1.187	7/5
0.02	1.838, 1.841	8/11
0.02	1.860, 1.862	4/5
0.02	1.884, 1.888	7/10
0.15	1.024, 1.025	7/4
0.15	1.052, 1.053	1.68
0.15	1.064, 1.068	1.65
0.15	2.208, 2.213	5/9
0.15	2.223, 2.234	0.546

лей, движущихся в резонансе 3 : 2 с движением планеты Проксима c . Эксцентриситеты орбит, большие 0.25 на рис. 2 при $e_0 = 0.15$, были получены для планетезималей, движущихся в резонансах 2 : 1, 5 : 3, 4 : 3 и 5 : 4 с движением Проксимы c .

На рис. 2 эксцентриситеты орбит планетезималей, находившихся в резонансе 1 : 1 с планетой Проксима c , не превышали 0.1 при $e_0 = 0.02$ и равнялись 0.15 при $e_0 = 0.15$. Отметим для сравнения, что на рис. 1 в статье (Holt и др., 2020) видно, что эксцентриситеты орбит троянцев Юпитера не превышают 0.2. Для троянцев Юпитера почти все значения наклонений были меньше 35° , а их среднее наклонение равнялось 13.7° (Jewitt и др., 2000). Наклонения орбит планетезималей при резонансе 1 : 1 на рис. 3 были близки к начальным

наклонениям при расчетах, то есть в основном были в несколько раз меньше, чем для троянцев Юпитера.

Орбиты двух известных троянцев Земли имеют эксцентриситеты, равные 0.19 и 0.38, и наклонения, равные 20.9° и 13.8° (https://en.wikipedia.org/wiki/2010_TK7, [https://en.wikipedia.org/wiki/\(614689\)_2020_XL5](https://en.wikipedia.org/wiki/(614689)_2020_XL5)). Большое число астероидов, находящихся в резонансе 1 : 1 с движением Земли, движется в синодических координатах по подковообразным орбитам, а не вокруг одной из точек либрации. Значения их эксцентриситетов и наклонений могут достигать 0.5° и 20° соответственно (Kaplan, Cengiz, 2020). Возможно, большие, чем на рис. 3, наклонения орбит астероидов, находящихся в резонансе 1 : 1 с движением Юпитера и Земли, связаны с тем, что в наших расчетах орбиты планетезималей из окрестности планеты Проксима *c* раскачивались в основном только этой планетой.

Примеры резонансов средних движений для стабильных орбит включают резонанс 5 : 4 для обоих значений e_0 , а также резонансы среднего движения 3 : 2, 3 : 4, 2 : 3, 4 : 7 и 5 : 9 для $e_0 = 0.15$. При $e_0 = 0.02$ вблизи резонанса 1 : 1 имелись две подобласти с отношением n_{rel} среднего движения планетезималей к среднему движению планеты Проксима *c*, близким к 0.98 и 1.02. Только одна планетезималь (с $a_{j0} \approx 1.5004$ а. е.) все еще двигалась вблизи резонанса 1 : 1 для $e_0 = 0.15$ при $T = 1000$ млн лет. Значение $n_{\text{rel}} = 1.42$ в табл. 1 близко к 7/5. Астероид 279 Туле в Солнечной системе движется в резонансе 4 : 3 с Юпитером. В наших расчетах для планеты Проксима *c* не было никаких планетезималей, находящихся в резонансе 4 : 3 через несколько сотен миллионов лет.

Резонансы среднего движения для a_{j0} , при которых планетезимали выбрасывались на гиперболические орбиты или сталкивались с планетами, включали резонансы 5 : 4, 8 : 11, 4 : 5 и 7 : 10 для $e_0 = 0.02$ и резонанс 7 : 4 для $e_0 = 0.15$. В табл. 2 значения отношения n_{rel} среднего движения планетезималей к среднему движению планеты Проксима *c*, равные 1.68 и 1.65, близки к 5/3. Для этого резонанса на рис. 1 вместо одной щели имеются две близкие узкие щели.

В планетных системах с одной доминирующей планетой, таких как Проксима Центавра, внутри зоны питания планеты могло быть несколько подобластей (не только троянцев) больших полуосей орбит, в которых тела могут двигаться длительное время. Аналогов астероидного и транснептунового поясов у Проксимы Центавра (α Cen C) может быть больше, чем у Солнечной системы. Меньшее отношение массы планеты Проксима *c* к массе звезды, чем у Юпитера, большее отношение больших полуосей орбит планет Проксима

Центавра *c* и *b*, чем аналогичное отношение для Юпитера и Марса, и только одна крупная планета в системе Проксима Центавра могут быть причинами таких возможных различий в поясах и возможного существования планеты (планет) между орбитами планет Проксима *b* и *c*. Столкновения и взаимное гравитационное влияние планетезималей могли препятствовать долгому движению планетезималей по устойчивым орбитам внутри зоны питания планеты. Эти же эффекты могли способствовать попаданию тел в подобласти вне зоны питания планеты, из которых тела могут удаляться из-за их движения при некоторых резонансах.

На рис. 4–5 приведены примеры изменений a , $q = a(1 - e)$, и $Q = a(1 + e)$ со временем для орбит планетезималей, движущихся в резонансе 5 : 4 с планетой Проксима *c* при $e_0 = 0.02$ и $e_0 = 0.15$. Эти планетезимали еще двигались в этом резонансе, хотя рисунки приведены через 300 или 910 млн лет после начала эволюции орбит. Элементы e , q и Q их орбит изменялись с периодом T_0 , равным 885 годам при $e_0 = 0.02$ и 36 тыс. лет при $e_0 = 0.15$, т.е. период был значительно больше при больших начальных эксцентриситетах. На рис. 6–7 показаны изменения a , q и Q со временем для орбит планетезималей, движущихся в резонансе 1 : 1 с планетой Проксима *c*. Периоды основных изменений q и Q составляют около 15 тыс. лет при $e_0 = 0.02$ и 8 тыс. лет при $e_0 = 0.15$. Эти изменения в основном соответствуют изменениям большой полуоси на рис. 6 и изменениям эксцентриситета на рис. 7. Планетезимали все еще двигались в резонансе 1 : 1 спустя сотни миллионов лет. На рис. 8–9, планетезимали двигались в резонансе 3 : 4. Для этих рисунков период T_q равен 3 тыс. лет при $e_0 = 0.02$ и 12.45 тыс. лет при $e_0 = 0.15$. Отношение периодов T_q при $e_0 = 0.15$ к периодам при $e_0 = 0.02$ составило 4 и 41 для резонансов 3 : 4 и 5 : 4 соответственно. Максимальные эксцентриситеты орбит планетезималей в вариантах, представленных на рис. 4, 6 и 8 (при $e_0 = 0.02$), равнялись 0.12, 0.09 и 0.12 соответственно. В вариантах, приведенных на рис. 5, 7 и 9 (при $e_0 = 0.15$), такие максимальные эксцентриситеты равнялись 0.31, 0.15 и 0.22 соответственно.

На рис. 10 и 11 приведены примеры эволюции орбит, при которых планетезималь, двигавшаяся долгое время (1–2 млн лет) по хаотической орбите, попадала в резонансы 5 : 2 и 3 : 10 с планетой Проксима *c*. В вариантах, представленных на этих рисунках, планетезимали продолжали двигаться в этих резонансах на всем рассмотренном интервале времени (равном 100 млн лет).

В расчетах с массой зародыша планеты Проксима *c*, равной $k_c = 0.5$ или $k_c = 0.1$ от ее современной массы m_c (т.е. равной $3.5m_E$ или $0.7m_E$), при

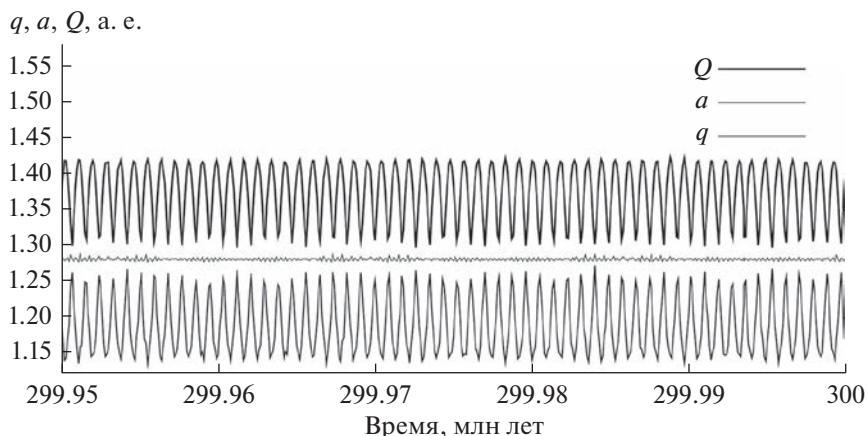


Рис. 4. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q (в а. е.) орбиты планетезимали при $a_0 = 1.28062$ а. е., $a_{\min} = 1.2$ а. е., $e_0 = 0.02$, $k_c = 1$, и $t_s = 1^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 5 : 4 с планетой Проксима Центавра c .

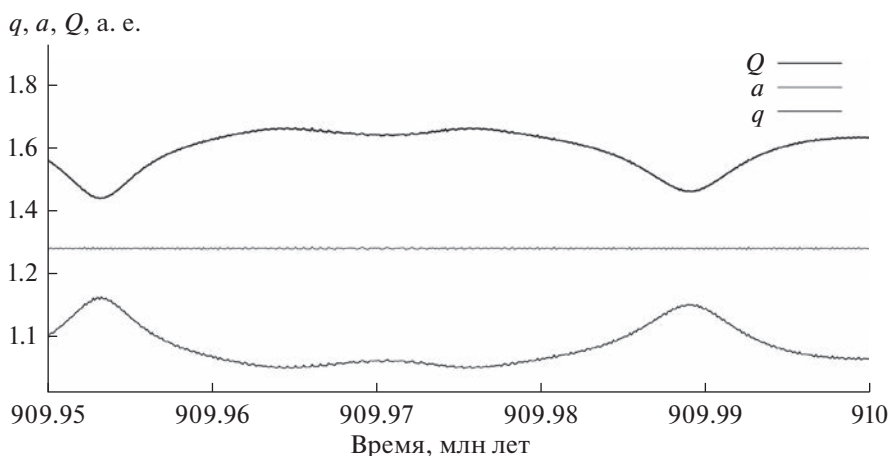


Рис. 5. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q (в а. е.) орбиты планетезимали при $a_0 = 1.28530$ а. е., $a_{\min} = 1.2$ а. е., $e_0 = 0.15$, $k_c = 1$, и $t_s = 1^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 5 : 4 с планетой Проксима Центавра c .

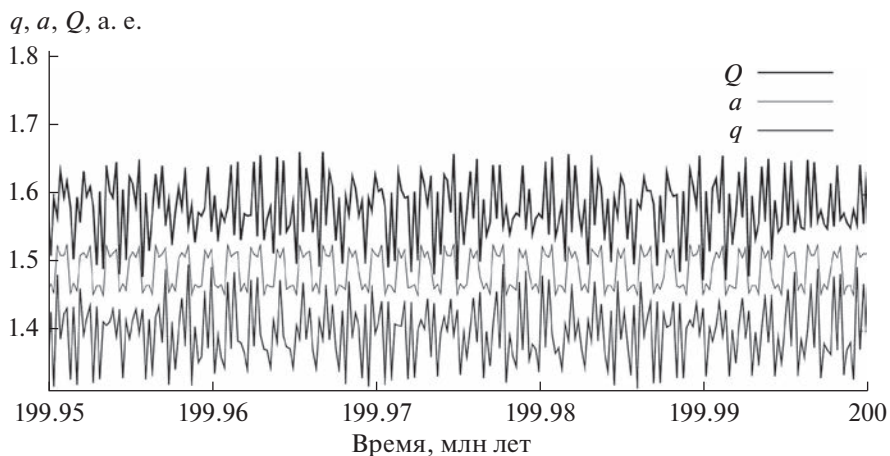


Рис. 6. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q орбиты (в а. е.) планетезимали при $a_0 = 1.50824$ а. е., $a_{\min} = 1.5$ а. е., $e_0 = 0.02$, $k_c = 1$, и $t_s = 1^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 1 : 1 с планетой Проксима Центавра c .

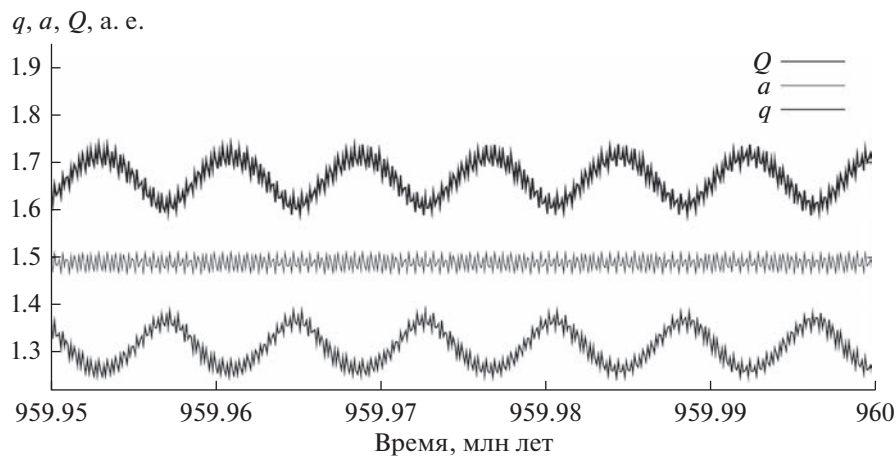


Рис. 7. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q (в а. е.) орбиты планетезимали при $a_0 = 1.50041$ а. е., $a_{\min} = 1.5$ а. е., $e_0 = 0.15$, $k_c = 1$, и $t_s = 1^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 1 : 1 с планетой Проксима Центавра c .

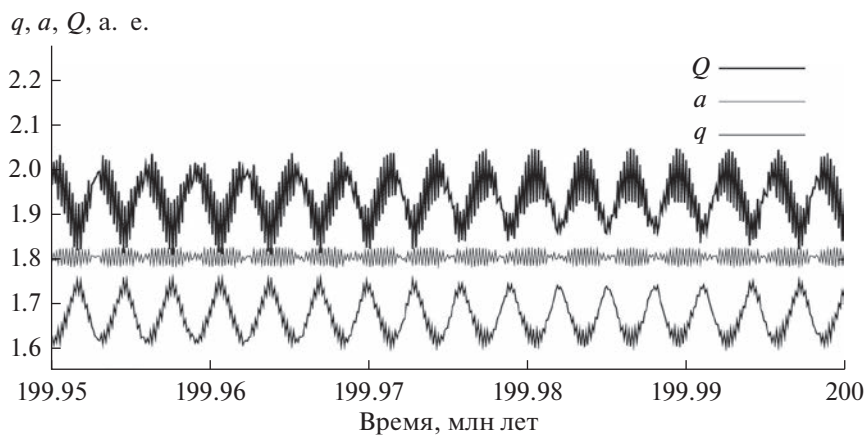


Рис. 8. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q (в а. е.) орбиты планетезимали при $a_0 = 1.78634$ а. е., $a_{\min} = 1.7$ а. е., $e_0 = 0.02$, $k_c = 1$, и $t_s = 1^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 3 : 4 с планетой Проксима Центавра c .

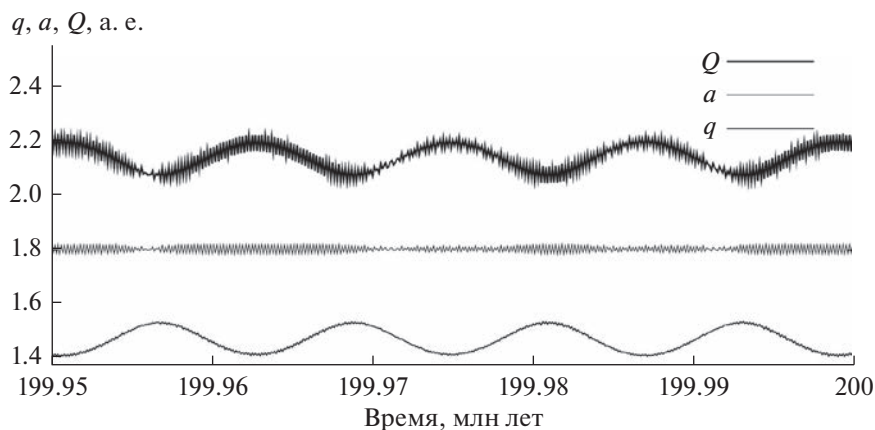


Рис. 9. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q (в а. е.) орбиты планетезимали при $a_0 = 1.78830$ а. е., $a_{\min} = 1.7$ а. е., $e_0 = 0.15$, $k_c = 1$, и $t_s = 1^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 3 : 4 с планетой Проксима Центавра c .

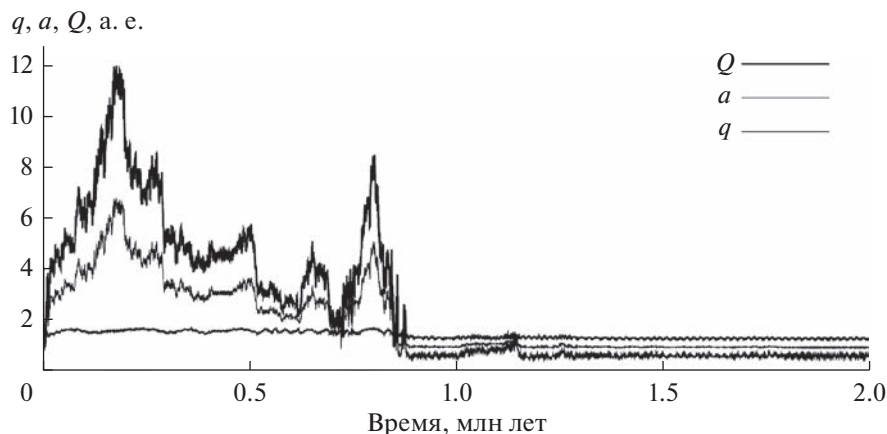


Рис. 10. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q (в а. е.) орбиты планетезимали при $a_0 = 1.53877$ а. е., $a_{\min} = 1.5$ а. е., $e_0 = 0.15$, $k_c = 1$, и $t_s = 2^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 5 : 2 с планетой Проксима Центавра c после 0.9 млн лет.

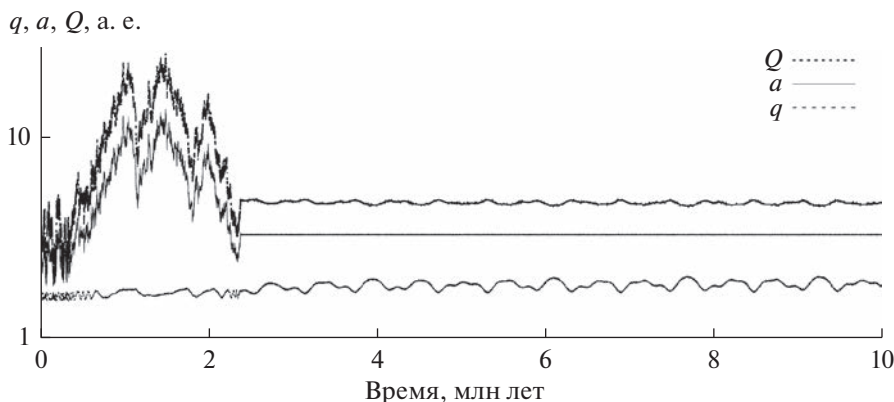


Рис. 11. Эволюция со временем (в млн лет) большой полуоси a , перигелийного и афелийного расстояний q и Q (в а. е.) орбиты планетезимали при $a_0 = 2.01877$ а. е., $a_{\min} = 2.0$ а. е., $e_0 = 0.15$, $k_c = 1$, и $t_s = 2^d$. Планетезималь двигалась в резонансе 3 : 10 с планетой Проксима Центавра c после 2.4 млн лет.

$e_0 = 0.02$ через 100 млн лет планетезимали продолжали двигаться по эллиптическим орбитам в случае, когда начальные большие полуоси a_{i0} (в а. е.) орбит находились в пределах (1.464, 1.514) и (1.472, 1.507) при $k_c = 0.5$ и $k_c = 0.1$ соответственно. При $k_c = 1$ и $e_0 = 0.02$ в середине аналогичного интервала для устойчивых орбит, который находится вблизи резонанса 1 : 1 с планетой Проксима c , находился подинтервал (1.476, 1.500 а. е.), соответствующий планетезималиям, выброшенным на гиперболические орбиты или столкнувшимся с планетами (см. табл. 1). В случае $e_0 = 0.15$ интервал a_{i0} (в а. е.), соответствующий планетезималиям, которые продолжали двигаться по эллиптическим орбитам, составлял (1.478, 1.502 а. е.) при $k_c = 0.1$, было два диапазона (1.4805, 1.4848 а. е.) и (1.493, 1.498 а. е.) (с тремя значениями a_{i0} между ними) при $k_c = 0.5$, и было только одно значение $a_{i0} = 1.504$ а. е. при $k_c = 1$. То, что планетезимали

двигались в резонансе 1 : 1 при разных массах планеты, может свидетельствовать в пользу того, что часть троянцев Юпитера — это не пришлые тела, а те, что могли остаться со времени образования Юпитера.

ВЫВОДЫ

Рассмотрена зона питания планеты Проксима Центавра c , включая подинтервалы больших полуосей устойчивых орбит внутри основной зоны питания и люки вне основной зоны. Исследования основаны на результатах моделирования эволюции орбит планетезималей под влиянием звезды и планет Проксима c и b на интервале времени до миллиарда лет. Начальные эксцентриситеты e_0 орбит планетезималей равнялись 0.02 или 0.15, а их начальные наклонения равнялись $e_0/2$ радиан.

Если рассматривать начальные значения произведения $a \times e$, характеризующего изменения расстояния от звезды до двигавшихся планеты Проксима c и планетезимали (например, $e_c a_c$ и $e_0 a_{\min 002}$), то имеем

$$a_c - a_{\min 002} = 0.04a_c + 0.02a_{\min 002} + 2.54a_c \mu^{1/3},$$

$$a_{\max 002} - a_c = 0.04a_c + 0.02a_{\max 002} + 2.40a_c \mu^{1/3},$$

$$a_c - a_{\min 015} = 0.04a_c + 0.15a_{\min 015} + 2.23a_c \mu^{1/3},$$

$$\text{и } a_{\max 015} - a_c = 0.04a_c + 0.15a_{\max 015} + 4.3a_c \mu^{1/3},$$

где a_c и $e_c = 0.04$ — большая полуось и эксцентриситет орбиты планеты Проксима c , μ — отношение массы планеты Проксима c к массе звезды, $a_{\min 002}$, $a_{\max 002}$, $a_{\min 015}$ и $a_{\max 015}$ — минимальные и максимальные начальные значения больших полуосей рассмотренных орбит планетезималей в зоне питания планеты Проксима c при начальных эксцентриситетах e_0 орбит планетезималей, равных 0.02 и 0.15 соответственно. Коэффициенты перед $a_c \mu^{1/3}$ в трех вышеприведенных формулах составляют примерно 2.2–2.5, т.е. близки к коэффициентам в $\gamma = (2.1–2.45)\mu^{1/3}$ для круговых начальных орбит.

После аккумуляции планеты Проксима c некоторые планетезимали могли продолжать двигаться по устойчивым эллиптическим орбитам внутри ее зоны питания, в основном очищенной от планетезималей. Обычно такие планетезимали могут двигаться в некоторых резонансах с планетой Проксима c , например, в резонансах 1 : 1 (как троянцы Юпитера), 5 : 4 и 3 : 4, и обычно имеют небольшие эксцентриситеты. Некоторые планетезимали, двигавшиеся долгое время (1–2 млн лет) по хаотическим орбитам, попадали в резонансы 5 : 2 и 3 : 10 с планетой Проксима c и двигались в них минимум десятки миллионов лет.

Динамические характеристики планетной системы у Проксимы Центавра таковы, что аналог астероидного и транснептунового поясов в этой системе может быть больше, чем в Солнечной системе. Меньшее отношение массы планеты Проксима c к массе звезды, чем у Юпитера, большее отношение больших полуосей орбит планет Проксима c и b , чем аналогичное отношение для Юпитера и Марса, и только одна крупная планета в системе Проксима Центавра могут быть причинами таких возможных различий в поясах и возможного существования планеты (планет) между орбитами планет Проксима b и c .

Автор выражает глубокую признательность рецензентам за полезные замечания, способствовавшие улучшению статьи.

Исследования были поддержаны грантом 075-15-2020-780 Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брюно А.Д. Ограниченная задача трех тел. Плоские периодические орбиты. М.: Наука, 1990. 295 с.
- Демидова Т.В., Шевченко И.И. Долговременная динамика планетезималей в хаотических зонах планет // Письма в Астрон. журн. 2020. Т. 46. № 11. С. 827–836.
- Демидова Т.В., Шевченко И.И. Эволюция хаотических зон планет в планетезимальных дисках // Письма в Астрон. журн. 2021. Т. 47. № 11. С. 800–811.
- Ипатов С.И. О гравитационном взаимодействии двух планетезималей // Астрон. журн. 1981. Т. 58. № 3. С. 620–629.
- Ипатов С.И. Изменения эксцентриситетов орбит астероидного типа в окрестности резонанса 2 : 5 // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. № 8. С. 750–760.
- Ипатов С.И. Изменения элементов орбит астероидного типа при резонансе 2 : 5 // Астрон. вестн. 1992. Т. 26. № 6. С. 26–53. (Ipatov S.I. Numerical model of the evolution of asteroid orbits at the 2 : 5 resonance // Sol. Syst. Res. 1992. V. 26. № 6. P. 520–541.)
- Ипатов С.И. Миграция тел в процессе аккумуляции планет // Астрон. вестн. 1993. Т. 27. № 1. С. 83–101. (Ipatov S.I. Migration of bodies in the accretion of planets // Sol. Syst. Res. 1993. V. 27. № 1. P. 65–79.)
- Ипатов С.И. Гравитационное взаимодействие двух планетезималей, движущихся по близким орбитам // Астрон. вестн. 1994. Т. 28. № 6. С. 10–33. (Ipatov S.I. Gravitational interaction of two planetesimals moving in close orbits // Sol. Syst. Res. 1994. V. 28. № 6. P. 494–512. https://www.academia.edu/44448100/Gravitational_interaction_of_two_planetesimals_moving_in_close_orbits.)
- Ипатов С.И. Миграция небесных тел в Солнечной системе. М.: Изд-во УРСС, 2000. 320 с. Изд. стереотип. М.: URSS (Ленанд), 2021. 320 с. <https://doi.org/10.17513/np.451>.
- Маркеев А.П. Точки либрации в небесной механике и космодинамике. М.: Наука, 1978. 312 с.
- Artymowicz P. Self regulating protoplanet growth // Icarus. 1987. V. 70. P. 303–318.
- Birn J. On the stability of the planetary system // Astron. and Astrophys. 1973. V. 24. P. 283–293.
- Demidova T.V., Shevchenko I.I. Three-lane and multilane signatures of planets in planetesimal disks // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2016. V. 463. P. L22–L25.
- Dermott S.F. The dynamics of tadpole and horseshoe orbits. I. Theory // Icarus. 1981a. V. 48. № 1. P. 1–11.
- Dermott S.F. The dynamics of tadpole and horseshoe orbits. II. The coorbital satellites of Saturn // Icarus. 1981b. V. 48. P. 12–22.
- Duncan M.J., Quinn T., Tremaine S. The long-term evolution of orbits in the Solar System: a mapping approach // Icarus. 1989. V. 82. P. 402–418.
- Dvorak R., Kubala M. Are the long-living Hilda-like asteroids between Jupiter and Saturn? // Astron. Nachr.

2022. V. 343. id. e220009 (13 p.).
<https://doi.org/10.1002/asna.20220009>
- Farinella P., Froeschlé Ch., Froeschlé C., Gonczi R., Hahn G., Morbidelli A., Valsecchi G.B.* Asteroids falling onto the Sun // *Nature*. 1994. V. 371. P. 314–317.
- Frantseva K., Nesvorný D., Mueller M., van der Tak F.F.S., ten Kate I.L., Pokorný P.* Exogenous delivery of water to Mercury // *Icarus*. 2022. V. 383. id. 114980 (11 p.).
- Gladman B.* Dynamics of systems of two close planets // *Icarus*. 1993. V. 106. № 1. P. 247–263.
- Gladman B., Duncan M.* On the fates of minor bodies in the outer Solar System // *Astron. J.* 1990. V. 100. № 5. P. 1680–1693.
- Goldreich P., Tremaine S.* The dynamics of planetary rings // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.* 1982. V. 20. P. 249–284.
- Goldberg M., Batygin K., Morbidelli A.* A criterion for the stability of planets in chains of resonances // *Icarus*. 2022. V. 388. id. 115206 (6 p.).
- Gratia P., Lissauer J.J.* Eccentricities and the stability of closely-spaced five-planet systems // *Icarus*. 2020. V. 358. id. 114038 (9 p.).
- Greenzweig Y., Lissauer J.J.* Accretion rates of protoplanets. II. Gaussian distribution of planetesimal velocities // *Icarus*. 1992. V. 100. P. 440–463.
- Hasegawa M., Nakazawa K.* Distant encounter between Keplerian particles // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 227. P. 619–627.
- Holt T.R., Nesvorný D., Horner J., King R., Marschall R., Kamrowski M., Carter B., Brookshaw L., Tylor C.* Stability of Jovian Trojans and their collisional families // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 495. P. 4085–4097.
<https://doi.org/10.1093/mnras/staa1348>
- Ida S., Nakazawa K.* Collisional probability of planetesimals revolving in the solar gravitational field. III // *Astron. and Astrophys.* 1989. V. 224. P. 303–315.
- Ipatov S.I.* Evolution of asteroidal orbits at the 5 : 2 resonance // *Icarus*. 1992. V. 95. P. 100–114.
- Ipatov S.I.* Delivery of water and volatiles to planets in the habitable zone in the Proxima Centauri system // Abstracts of the AASTCS Habitable Worlds 2021 Workshop (22–26 February 2021, a virtual conference). Open Engagement Abstracts, Bulletin of the American Astronomical Society, 2021. V. 53. № 3. id 2021n3i1126 (5 p.)
<https://baas.aas.org/pub/2021n3i1126/release/2>.
- Ipatov S.I.* Scattering of planetesimals from the feeding zone of Proxima Centauri c // Thirteenth Moscow Solar System Symposium (13M-S3) (October 10–14, 2022, Moscow, the Space Research Institute). P. 372–374.
<https://doi.org/10.21046/13MS3-2022>. 2022. 13MS3-EP-08.
- Jewitt D.C., Trujillo C.A., Luu J.X.* Population and size distribution of small Jovian Trojan asteroids // *Astron. J.* 2000. V. 120. № 2. P. 1140–1147.
<https://doi.org/10.1086/301453>
- Kaplan M., Cengiz S.* Horseshoe co-orbitals of Earth: current population and new candidates // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 496. P. 4420–4432.
<https://doi.org/10.1093/mnras/staa1873>
- Kazantsev A., Kazantseva L.* On the possibility of transfer of asteroids from the 2 : 1 mean motion resonance with Jupiter to the Centaur zone // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 505. P. 408–414.
- Kohne T., Batygin K.* On the dynamical origins of retrograde Jupiter Trojans and their connection to high-inclination TNOs // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2020. V. 132. id. 44 (11 p.).
- Levison H.F., Duncan M.J.* The long-term dynamical behavior of short-period comets // *Icarus*. 1994. V. 108. P. 18–36.
- Levison H.F., Shoemaker E.M., Shoemaker C.S.* Dynamical evolution of Jupiter's Trojan asteroids // *Nature*. 1997. V. 385. P. 42–44.
- Lissauer J.J., Kary M.* The origin of the systematic component of planetary rotation. I. Planet on a circular orbit // *Icarus*. 1991. V. 94. P. 126–159.
- Mikkola S., Innanen K.A.* Studies on Solar System dynamics. II. The stability of Earth's Trojans // *Astron. J.* 1990. V. 100. № 1. P. 290–293.
- Mikkola S., Innanen K.A.* A numerical exploration of the evolution of Trojan-type asteroidal orbits // *Astron. J.* 1992. V. 104. № 4. P. 1641–1649.
- Morrison S., Malhotra R.* Planetary chaotic zone clearing: Destinations and timescales // *Astrophys. J.* 2015. V. 799. id. 41 (8 p.).
- Nishida S.* Collisional processes of planetesimals with a protoplanet under the gravity of the proto-Sun // *Prog. Theor. Phys.* 1983. V. 70. № 1. P. 93–105.
- Petit J.M., Henon M.* Satellite encounters // *Icarus*. 1986. V. 66. № 3. P. 536–555.
- Qi Y., Qiao D.* Stability analysis of Earth co-orbital objects // *Astron. J.* 2022. V. 163. id. 211 (14 p.).
- Rabe E.* Determination and survey of periodic Trojan orbits in the restricted problem of the three bodies // *Astron. J.* 1961. V. 66. № 9. P. 500–513.
- Rabe E.* Periodic librations about the triangular solutions of the restricted Earth-Moon problem and their orbital stabilities // *Astron. J.* 1962. V. 67. № 10. P. 732–739.
- Shevchenko I.I.* Lyapunov and clearing timescales in planetary chaotic zones // *Astron. J.* 2020a. V. 160. № 5. id. 212 (12 p.).
- Shevchenko I.I.* Dynamical chaos in planetary systems // *Astrophys. and Space Sci. Library*. Springer, 2020b. 376 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-030-52144-8>.
- Shevchenko I.I.* Extended planetary chaotic zones // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 515. P. 3996–4004.
<https://doi.org/10.1093/mnras/staa1348>. arXiv:2207.12747.
- Schwarz R., Bazso A., Georgakarakos N., Loibnegger B., Maindl T.I., Bancelin D., Pilat-Lohinger E., Kislyakova K.G., Dvorak R., Dobbs-Dixon I.* Exocomets in the Proxima Centauri system and their importance for water transport // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 480. P. 3595–3608.
<https://doi.org/10.1093/mnras/sty2064>

- Scholl H., Froeschle C.F.* Asteroidal motion at the 5/2, 7/3 and 2/1 resonances // *Astron. and Astrophys.* 1975. V. 42. P. 457–463.
- Scholl H., Froeschle C.F.* Orbital evolution of known asteroids in the ν_5 secular resonance region // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 227. P. 255–263.
- Scholl H., Froeschle C.F.* The ν_6 secular resonance region near 2 AU: A possible source of meteorites // *Astron. and Astrophys.* 1991. V. 245. P. 316–321.
- Sidlichovsky M., Melendo B.* Mapping for 5/2 asteroidal commensurability // *Bull. Astron. Inst. Czech.* 1986. V. 37. № 2. P. 65–80.
- Szebehely V.* Theory of orbits. The restricted problem of three bodies. N.Y. and London: Acad. Press, 1967. 684 p.
- Tanikawa K., Kikuchi N., Sato I.* On the origin of the planetary spin by accretion of planetesimals. II. Collisional orbits at the Hill surface // *Icarus.* 1991. V. 94. P. 112–125.
- Weissman P.R., Wetherill G.W.* Periodic Trojan-type orbits in the Earth-Sun system // *Astron. J.* 1974. V. 79. № 3. P. 404–412.
- Wisdom J.* The origin of the Kirkwood gaps: a mapping for asteroidal motion near the 3/1 commensurability // *Astron. J.* 1982. V. 87. P. 577–593.
- Wisdom J.* Chaotic behavior and the origin of the 3/1 Kirkwood gap // *Icarus.* 1983. V. 56. P. 51–74.
- Yoshikawa M.* Motions of asteroids at the Kirkwood gaps. II. On the 5 : 2, 7 : 3, and 2 : 1 resonances with Jupiter // *Icarus.* 1991. V. 92. P. 94–117.
- Zhang-yin Z., Lin L.* The stable regions of the triangular libration points of the planets // *Icarus.* 1992. V. 100. P. 136–142.

УДК 523-52

ДЖИНСОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ САМОГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ ПРИ НАЛИЧИИ ВЫСОКОГО РАДИАЦИОННОГО ДАВЛЕНИЯ И ДИФфуЗИОННОГО ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. А. В. Колесниченко*

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

**e-mail: kolesn@keldysh.ru*

Поступила в редакцию 26.06.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 28.12.2022 г.

В рамках проблемы моделирования эволюции протозвездного диска обсуждается влияние излучения на джинсовскую гравитационную неустойчивость для самогравитирующей оптически толстой (для собственного инфракрасного излучения) газопылевой среды, с учетом влияния на критическую длину волны возмущения радиационного давления и диффузионного лучистого переноса. Рассмотрены два приближения радиационной диффузии: случай идеального теплового равновесия, когда температуры вещества и излучения одинаковы; случай зависимости поля излучения от времени, когда имеет место энергетическое разделение между излучением и веществом. При использовании анализа нормального режима мод выведены дисперсионные соотношения, позволяющие получить модификации классического критерия неустойчивости Джинса под влиянием радиационного давления и диффузии излучения. В частности, показано, что в отличие от локального термодинамического равновесия системы, когда акустическая скорость возмущенного газа распространяется с изотермической скоростью звука, в случае различия температур излучения и газа возмущающая волна распространяется с адиабатической скоростью звука в газе. Полученные результаты направлены на решение проблемы гравитационной неустойчивости отдельных массивных протозвездных дисков или самогравитирующих радиационных сред, характеризующихся большими оптическими глубинами для собственного инфракрасного излучения, трансформированного пылью.

Ключевые слова: критерий неустойчивости Джинса, радиационное давление, чернотельное излучение, диффузионный перенос излучения

DOI: 10.31857/S0320930X23030040, **EDN:** IGNBVM

ВВЕДЕНИЕ

Заключительным этапом эволюции маломассивного протозвездного объекта является звезда типа Т Тау, окруженная газопылевым диском. Изучение этих дисков вызывает особый интерес, поскольку в них, по современным представлениям, происходит образование планетных систем, подобных Солнечной системе. При этом критерии гравитационной неустойчивости в горячей газе имеют ключевое значение в понимании процессов эволюции подобных околозвездных дисков. Именно гравитационная неустойчивость Джинса играет главную роль в процессе фрагментации дискового вещества. В частности, экзопланетные диски формируются из самогравитирующих околозвездных дисков в результате потери ими гравитационной устойчивости. Однако полной ясности в том, какие физико-механические свойства

подобной звездной системы доминируют при их формировании, до сих пор нет. Большинство обнаруженных на сегодняшний день экзопланетных дисков вокруг галактических звезд заметно отличаются от протопланетного диска Солнца (Маров, Шевченко, 2017; Бисикало и др., 2021).

Классическая теория гравитационной неустойчивости Джинса предполагает, что среда однородна и изотропна и характеризуется баротропным уравнением состояния (Jeans, 1902). Существенное усовершенствование этой теории при учете различных предположений о вращении астрофизической системы и пронизывающего ее магнитного поля было выполнено Чандрасекаром (Chandrasekhar, 1961). В дальнейшем многочисленные исследователи обсуждали гравитационную неустойчивость в линейном и нелинейном приближениях для вращающихся газа и плазмы в

разных аспектах относительной ориентации магнитного поля, оси вращения и вектора распространения волны возмущения, а также с учетом влияния различных физических процессов и явлений (см., например, Bhatia, 1967; Aggarwal, Talwar, 1969; Sharma, 1974; Fridman, Polyachenko, 1984; Sharma, Singh, 1988; Bora, Nayyar, 1991; Хоперсков, Храпов, 1999; Jacobs, Shukla, 2005; Borah, Sen, 2007; Dhiman, Dadwal, 2011; 2012; Shaikh и др., 2008; Фридман, Хоперсков, 2011; Kaothekar, Chhajlani, 2012; Prajapati и др., 2012; Argal и др., 2014; Joshi, Pensia, 2017; Kumar и др., 2017; Pensia и др., 2018; Колесниченко, 2020).

В литературе имеется также относительно небольшое число работ, в которых при различных предположениях относительно направления магнитного поля и режимов распространения волны возмущения было исследовано влияние взвешенных пылевых частиц и процессов лучевой теплопроводности на магнито-гравитационную неустойчивость вращающейся плазмы (см., например, Chhajlani, Vaghela, 1987; Tsintsadze и др., 2008; Prajapati, Chhajlani, 2011; Prajapati, Bhakta, 2015; Sharma, Patidar, 2017; Kumar и др., 2018). Во всех перечисленных выше публикациях показано, что критерий неустойчивости Джинса сохраняется с некоторыми модификациями, связанными с учетом влияния разнообразных параметров.

И совсем немного на сегодняшний день имеется работ, в которых исследуется неустойчивость самогравитирующих астрофизических объектов в приближении чернотельного излучения (см., например, Vranješ, Čadež, 1990; Vranješ, 1990; Vaghela, Shrivastava, 1994; Prajapati, Chhajlani, 2011; Kumar и др., 2017; Kolesnichenko, 2020; 2021). Обычно, температура газа в околозвездных дисках растет с приближением к аккрецирующему объекту. С ростом температуры увеличивается значимость давления излучения в эволюции диска по сравнению с газовым давлением. Наиболее ранняя работа, посвященная эволюции самогравитирующих радиационных сред с преобладанием давления излучения, была проведена в публикациях (Silk, 1967; 1968), а затем дополнена в работах (Peebles, Yu, 1970; Weinberg, 1971; Hu, Sugiyama, 1996; Dodelson, 2003) в контексте затухания акустических волн первичных флуктуаций под действием радиационной диффузии. Однако в этих работах не рассматривались модифицированные критерии Джинса, когда давление излучения динамически доминирует в системе, и не обсуждалась физика медленных диффузионных мод. Кроме того, в этих и в некоторых цитируемых выше работах по проблеме неустойчивости радиационно-доминирующей области астрофизического объекта рассматривались только изоэнтропические волновые возмущения, при которых энтропия каждого элемента массы на всем его пути сохраняется. В этом случае мелкомасштабные эйлеро-

вы вариации давления δP , плотности $\delta \rho$ и температуры δT в линеаризованном уравнении сохранения энергии определялись, как правило, на основе известных адиабатических соотношений Эддингтона—Чандрасекхара (см. Тассуль, 1982). И хотя для большинства астрофизических приложений эти соотношения представляют собой достаточно разумное приближение, во многих более реалистических ситуациях необходимо учитывать отклонение от изоэнтропичности, при которой элементы массы приобретают или теряют тепло (например, в звездах верхней части главной последовательности, в которых давление излучения преобладает над газовым давлением). В этом случае относительно простые адиабатические соотношения Эддингтона—Чандрасекхара более не применимы и следует использовать более общие соотношения (Cox, Giuli, 1968; Cox, 1979), усложненные за счет учета вектора потока энергии, обусловленного всеми возможными механизмами переноса (излучением, теплопроводностью, конвекцией, нейтринными потерями, потерями массы и т.п.).

Вопрос о неустойчивости самогравитирующего газового облака, с учетом чернотельного излучения в неизоэнтропическом случае, обсуждался в литературе также недостаточно. Лишь в немногих публикациях (см., например, Blaes, Socrates, 2001; 2003; Kaneko и др., 2005; Kaneko, Morita, 2006; Колесниченко, 2022) было исследовано распространение одномерных малоамплитудных возмущений в излучающей и рассеивающей серой среде идеального газа с учетом диффузионного переноса излучения.

В связи со сказанным, представляется вполне оправданным появление публикаций, целью которых является исследование того, как классический критерий гравитационной неустойчивости модифицируется для оптически толстых (для собственного инфракрасного излучения) астрофизических дисков в случае неизоэнтропичности возмущений совокупных структурных параметров вещества и излучения и при наличии динамически значимого давления излучения и радиационной диффузии, которая является немаловажным источником затухания акустических волн. При этом, сами акустические волны могут быть нестабильными из-за динамического воздействия нестационарной радиации, связанной с временной эволюцией поля излучения.

Представленная статья посвящена исследованию эволюции самогравитирующих протозвездных дисков, строение которых характеризуется высокой плотностью энергии излучения и высокой плотностью вещества, а также оптическими глубинами для собственного инфракрасного излучения, переработанного пылью. В каждом из подобных протозвездных дисков гравитационное

давление может быть сравнимо с радиационным давлением, а связанная с ним плотность энергии фотонов соперничает только с плотностью энергии турбулентности и, возможно, с энергетическими вкладами космических лучей и магнитных полей (Blaes, Socrates, 2001; 2003). Проведенный здесь анализ может представлять определенный интерес для исследования джинсовской неустойчивости отдельных массивных звезд на ранней стадии их образования, а также для самогравитирующих астрофизических сред, радиационное давление в которых, связанное с воздействием излучения, доминирует над давлением вещества.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ИДЕАЛЬНОГО СОВЕРШЕННОГО ГАЗА С УЧЕТОМ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим некоторую область протозвездного диска как идеализированную астрофизическую среду, для которой возможно моделировать только физику взаимодействия излучения и вещества, без учета сложности реального диска. В этом случае система уравнений радиационной гидродинамики для идеального совершенного газа в нерелятивистском приближении, состоящая из трех уравнений гидродинамики, уравнения Пуассона и двух моментных уравнений излучения, имеет следующий вид (Hsieh, Spiegel, 1976; Buchler, 1979; Kaneko и др., 1976; Mihalas D., Mihalas B.W., 1984; Бисикало и др., 2013):

$$\frac{\mathcal{D}\rho}{\mathcal{D}t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\mathcal{D}\mathbf{v}}{\mathcal{D}t} = -\nabla P_g + \frac{\kappa_F \rho}{c} \mathcal{F}_r + \rho \nabla \Phi, \quad (2)$$

$$\rho T_g \frac{\mathcal{D}s_g}{\mathcal{D}t} = \rho \left[\frac{\mathcal{D}e_g}{\mathcal{D}t} + P_g \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}t} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = \kappa \rho (c \rho e_r - 4\pi \mathcal{J}_r), \quad (3)$$

$$\rho T_r \frac{\mathcal{D}s_r}{\mathcal{D}t} = \rho \left[\frac{\mathcal{D}e_r}{\mathcal{D}t} + P_r \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}t} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = -\nabla \cdot \mathcal{F}_r - \hat{\mathbf{P}}_r : \nabla \mathbf{v} + \kappa \rho (4\pi \mathcal{J}_r - c \rho e_r), \quad (4)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\mathcal{D}\mathcal{F}_r}{\mathcal{D}t} + \nabla \cdot \mathbf{P}_r = -\frac{1}{c} \kappa \rho \mathcal{F}_r, \quad (5)$$

$$\Delta \Phi = -4\pi G \rho. \quad (6)$$

Здесь $\mathcal{D}/\mathcal{D}t = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$; $\rho(\mathbf{r}, t)$ – массовая плотность; $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ – гидродинамическая скорость потока; c – скорость света; $T_g(\mathbf{r}, t)$ – температура вещества (газа); $e_g(\mathbf{r}, t) = C_{Vg} T_g = P_g/(\gamma - 1)\rho$ – удельная (на единицу массы) внутренняя энергия газа; $P_g(\mathbf{r}, t) = (\mathcal{R}/\bar{\mu})\rho T_g$ – давление газа; $\gamma = C_{Pg}/C_{Vg}$ – показатель адиабаты (отношение удельных теплоемко-

стей при постоянном давлении $C_{Pg} = \gamma(\mathcal{R}/\bar{\mu})/(\gamma - 1)$ и постоянном объеме $C_{Vg} = (\mathcal{R}/\bar{\mu})/(\gamma - 1)$; $s_g(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\gamma - 1} \times (\mathcal{R}/\bar{\mu}) \ln(P_g/\rho^\gamma) + \text{const}$ – удельная энтропия газа; $\Phi(\mathbf{r}, t)$ – ньютоновский гравитационный потенциал, являющийся решением уравнения Пуассона (6); G – гравитационная постоянная; $\mathcal{F}_r(\mathbf{r}, t)$ – интегральный поток энергии излучения; $e_r(\mathbf{r}, t) = a T_r^4/\rho$ – удельная энергия излучения; $T_r(\mathbf{r}, t)$ – температура поля излучения; $s_r(\mathbf{r}, t) = 4a T_r^3/3\rho$ – удельная энтропия излучения; $\mathbf{P}_r(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{P}}_r + P_r \mathbf{I}$ – интегральный тензор анизотропного давления излучения (в приближении Эддингтона $\mathbf{P}_r = \mathbf{f}_E \rho e_r$, где тензор $\mathbf{f}_E = f_E \mathbf{I}$ (здесь f_E – фактор Эддингтона, равный $f_E = 1/3$ в случае оптически толстой среды; для оптически тонкой среды $f_E = 1$); $P_r(\mathbf{r}, t)$ – давление излучения; $\hat{\mathbf{P}}_r(\mathbf{r}, t)$ – бесследный тензор радиационного давления; $\mathcal{J}_r(\mathbf{r}, t)$ – интегральная функция источника излучения; κ – коэффициент усредненной непрозрачности Росселанда (коэффициент поглощения излучения веществом), который в общем случае может быть функцией плотности и температуры газа, а также плотности энергии излучения). Более подробное описание поля излучения, когда учитывается различие между рассеянием излучения и чистой поглощающей непрозрачностью, рассматривается, например, в работах (Blaes, Socrates, 2003; Kaneko и др., 2005).

Отметим также, что в случае приближения Эддингтона эффектом фотонной вязкости можно пренебречь (Agol, Krolik, 1998). Кроме этого, рассматривая далее излучение, захваченное пылевой непрозрачностью¹, мы, тем не менее, в уравнениях (1)–(6) будем пренебрегать двухфазностью астрофизической среды, предполагая идеальную столкновительную и энергетическую связь между газом и пылью (более общий случай рассмотрен, например, в работах (Pier, Krolik, 1992; Thompson и др., 2005; Chang и др., 2007; Sharma, Patidar, 2017; Kumar и др., 2018; Колесниченко, 2022)).

Полная плотность энергии излучения $u_r(\mathbf{r}, t) = \rho e_r$, поток $\mathcal{F}_r(\mathbf{r}, t)$ и тензор давления $\mathbf{P}_r(\mathbf{r}, t)$ излучения определяются через угловые моменты от удельной спектральной интенсивности излучения $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$ соотношениями

¹ В работе считается, что излучение перерабатывается только газом и пылью; при этом взаимодействие между фотонами можно считать полностью отсутствующим (см. Ландау, Лифшиц, 1976).

$$u_r = \frac{1}{c} \int_0^\infty dv \oint d\Omega I_v, \quad \mathcal{F}_r = \int_0^\infty dv \oint d\Omega I_v \mathbf{n}, \quad (7)$$

$$\mathbf{P}_r = \frac{1}{c} \int_0^\infty dv \oint d\Omega I_v \mathbf{n} \mathbf{n},$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении распространения излучения, которому соответствует элемент телесного угла $d\Omega$.

ЛОКАЛЬНОЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ

В случае ЛТР, когда излучение в каждой точке находится в равновесии с веществом при температуре $T_r = T_g = T(\mathbf{r}, t)$, суммирование уравнений (3) и (4) приводит к уравнениям для полной энтропии $s(\mathbf{r}, t) = s_g + s_r$ и полной энергии $e(\mathbf{r}, t) = e_g + e_r$ газа и излучения

$$\rho T \frac{\mathcal{D}s}{\mathcal{D}t} = -\nabla \cdot \mathcal{F}_r - \hat{\mathbf{P}}_r : \nabla \mathbf{v}, \quad (8)$$

$$\rho \left[\frac{\mathcal{D}e}{\mathcal{D}t} + P \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}t} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = -\nabla \cdot \mathcal{F}_r - \hat{\mathbf{P}}_r : \nabla \mathbf{v}, \quad (9)$$

где

$$P = P_g + P_r = P_g + f_E u_r \quad (10)$$

— полное давление в системе.

При ЛТР равновесная интенсивность излучения I_v^{eq} описывается независимой от направления потока излучения $\mathbf{n}$ термодинамической формулой Планка

$$I_v^{eq}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{B}_v(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (11)$$

Поскольку имеют место соотношения

$$\oint d\Omega = 4\pi, \quad \oint \mathbf{n} d\Omega = 0, \quad \oint \mathbf{n} \mathbf{n} d\Omega = \frac{4}{3} \pi \mathbf{I}, \quad (12)$$

то в этом случае для интегральных плотности энергии $u_r(\mathbf{r}, t) = \rho e_r(\mathbf{r}, t)$, потока $\mathcal{F}_r(\mathbf{r}, t)$ и давления $P_r(\mathbf{r}, t)$ излучения справедливы следующие представления

$$u_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \mathcal{B}(T) = a T^4, \quad \mathcal{F}_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (13)$$

$$P_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{3c} \mathcal{B}(T) = \frac{a}{3} T^4.$$

Здесь $\mathcal{B}(T) = acT^4/4\pi$ — интегрированная по всем частотам функция Планка;

$$a = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^2} = 7.565 \times 10^{-15} \text{ г/см}^2 \text{ с}^2 \text{ град}^4$$

— постоянная давления излучения. Кроме этого, для черного излучения удельные энтропия $s_r(\mathbf{r}, t)$ и теплоемкость $C_{Vr}(\mathbf{r}, t)$ при постоянном давлении определяются выражениями (см. Ландау, Лифшиц, 1976)

$$s_r(\mathbf{r}, t) = (4/3)aT^3/\rho + \text{const}, \quad (14)$$

$$C_{Vr}(\mathbf{r}, t) = 4aT^3/\rho,$$

а функция источника $\mathcal{S}_r(\mathbf{r}, t)$ принимает вид:

$$\mathcal{S}_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{B}(T) = acT^4/4\pi, \quad (15)$$

в результате этого слагаемые $\text{кр}(s_{re} - 4\pi\mathcal{S}_r)$ в уравнениях (3) и (4) исчезают.

Диффузионное приближение

При строгом тепловом равновесии вещества и излучения поток излучения в любом направлении отсутствует, $\mathcal{F}_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = 0$. Можно, однако, показать, что соотношения (10) и (11) все же могут быть использованы (с высокой точностью) даже в присутствии небольшого отличия от нуля спектрального потока $\mathcal{F}_r^{eq}$, если градиент интенсивности излучения мал. С этой целью рассмотрим уравнение для спектрального потока излучения

$$c^{-1} \mathcal{D}\mathcal{F}_v / \mathcal{D}t + \oint \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \nabla I_v) d\Omega = -\kappa_v \rho \mathcal{F}_v, \quad (16)$$

которое является первым угловым моментом уравнения переноса излучения в случае, когда поле излучения лишь слегка анизотропно. Здесь $\kappa_v(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$ — коэффициент поглощения (непрозрачность) излучения в интервале частот $(\nu, \nu + d\nu)$, определенный так, что величина $\kappa_v \rho I_v d\nu d\Omega$ представляет собой соответствующую энергию, поглощенную в единице объема среды в единицу времени из пучка излучения данной интенсивности $I_v(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$. Если теперь предположить, что излучение является квазистационарным в каждый момент времени, то это уравнение (16) сводится к следующему виду:

$$\oint \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \nabla I_v) d\Omega = -\kappa_v \rho \mathcal{F}_v. \quad (17)$$

Для слегка анизотропного поля излучения можно оценить левую часть этого уравнения следующим образом

$$\oint \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \nabla I_v) d\Omega \approx \nabla I_v^{eq} \oint \mathbf{n} \mathbf{n} d\Omega =$$

$$= \frac{c}{3} \nabla u_v^{eq} = \frac{4\pi}{3} \nabla \mathcal{B}_v,$$

где использовано первое соотношение (11). В результате, после интегрирования по всем частотам, получим

$$\mathcal{F}_r(\mathbf{r}, t) = -\frac{c}{3\rho} \int_0^\infty (1/\kappa_\nu) \nabla u_\nu^{eq} d\nu. \quad (18)$$

Если теперь ввести усредненную по Росселанду непрозрачность коэффициента κ

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa} &= \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{du_\nu^{eq}}{dT} d\nu \bigg/ \int_0^\infty \frac{du_\nu^{eq}}{dT} d\nu = \\ &= \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{du_\nu^{eq}}{dT} d\nu \bigg/ \frac{du_r^{eq}}{dT}, \end{aligned}$$

то интегральный поток излучения (18) может быть записан в виде следующего закона лучистой теплопроводности:

$$\mathcal{F}_r = -\frac{c}{3\rho} \int_0^\infty (1/\kappa_\nu) \nabla u_\nu^{eq} d\nu = -\frac{c}{3\rho\kappa} \nabla u_r^{eq} = -\lambda_r \nabla T, \quad (19)$$

где $\lambda_r = \frac{4}{3}(ac/\rho\kappa)T^3$ — коэффициент лучистой теплопроводности.

Балансовое уравнение для полной энтропии

Известно, что закон лучистой теплопроводности можно использовать и для нестационарного поля излучения при наличии источников энергии². В этом случае уравнение (8) для полной энтропии

$$\begin{aligned} s(\mathbf{r}, t) &= \frac{4aT^3}{3\rho} + \frac{(\mathcal{R}/\bar{\mu})}{\gamma-1} \ln \left(\frac{T}{\rho^{\gamma-1}} \right) = \\ &= \frac{C_{Vr}}{3} + C_{Pg} \ln \left(\frac{T}{P_g^{(\gamma-1)/\gamma}} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

совершенного газа и черного излучения с постоянными теплоемкостями принимает вид:

$$\rho T \frac{\mathcal{D}s}{\mathcal{D}t} = \rho \left[\frac{\mathcal{D}e}{\mathcal{D}t} + P \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}t} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = \lambda_r \nabla^2 T. \quad (21)$$

Этому уравнению можно придать следующие (удобные для астрофизических приложений) две эквивалентные формы:

$$\begin{aligned} T \frac{\mathcal{D}s}{\mathcal{D}t} &= \frac{P}{\rho} \times \\ &\times \left[\left(\frac{\beta + 12(1-\beta)(\gamma-1)}{(\gamma-1)} \right) \frac{\mathcal{D} \ln T}{\mathcal{D}t} - (4-3\beta) \frac{\mathcal{D} \ln \rho}{\mathcal{D}t} \right] = \\ &= C_{V\Sigma} \rho T^2 \left[\frac{\mathcal{D} \ln T}{\mathcal{D}t} - (\Gamma_3 - 1) \frac{\mathcal{D} \ln \rho}{\mathcal{D}t} \right] = \lambda_r \nabla^2 T \end{aligned} \quad (22)$$

² В диффузионном приближении существенное изменение плотности энергии излучения (за счет нестационарности) и источников энергии имеет место только в тех областях среды, где пробег излучения больше всех характерных длин рассматриваемого явления, например, у самой поверхности звезды (Франк-Каменецкий, 1959).

и

$$\begin{aligned} T \frac{\mathcal{D}s}{\mathcal{D}t} &= \frac{P}{\rho} \left[\left(\frac{\beta + 12(1-\beta)(\gamma-1)}{(\gamma-1)(4-3\beta)} \right) \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{\mathcal{D} \ln P}{\mathcal{D}t} - \beta \frac{\mathcal{D} \ln \rho}{\mathcal{D}t} \right) - (4-3\beta) \frac{\mathcal{D} \ln \rho}{\mathcal{D}t} \right] = \\ &= \frac{1}{\Gamma_3 - 1} \frac{\mathcal{D} \ln}{\mathcal{D}t} - \frac{\Gamma_1}{\Gamma_3 - 1} \frac{\mathcal{D} \ln \rho}{\mathcal{D}t} = \lambda_r \nabla^2 T. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь величины Γ_1 и Γ_3 (обобщенные показатели адиабаты для смеси газа и черного излучения) определяются соотношениями (Chandrasekhar, 1961)

$$\Gamma_1 := \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_s = \beta + \frac{(4-3\beta)^2(\gamma-1)}{\beta + 12(\gamma-1)(1-\beta)}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_3 &:= 1 + \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho} \right)_s = \\ &= 1 + \frac{(4-3\beta)(\gamma-1)}{\beta + 12(\gamma-1)(1-\beta)} = \frac{\Gamma_1 - \beta}{4-3\beta}, \end{aligned} \quad (25)$$

в которых параметр

$$\beta := P_g/(P_g + P_r) \quad (26)$$

характеризует долю газа в полном давлении смеси.

Когда $P_g \gg P_r$, то $\beta \approx 1$ и все обобщенные показатели адиабаты для смеси “газ + излучение” совпадают с показателем адиабаты совершенного газа $\Gamma_1 = \Gamma_3 = \gamma$, а если присутствует одно лишь излучение абсолютно черного тела ($P_g \ll P_r$), то они равны 4/3. Таким образом, для рассматриваемой астрофизической системы обобщенные показатели адиабаты принимают промежуточные значения от 4/3 до 5/3.

Для полной удельной теплоемкости газа и излучения имеем

$$\begin{aligned} C_{V\Sigma} &= C_{Vg} + C_{Vr} = \frac{(\mathcal{R}/\bar{\mu})}{\gamma-1} + \frac{4aT^3}{\rho} = \\ &= \frac{1}{\rho T} \left(\frac{P_g}{\gamma-1} + 12P_r \right) = \\ &= \frac{C_{Vg}(\gamma-1)(4-3\beta)^2}{\beta} = \frac{C_{Vg}}{\beta} [\beta + 12(1-\beta)(\gamma-1)]. \end{aligned} \quad (27)$$

Уравнения (22) и (23), записанные в изоэнтропическом случае, также позволяют найти выражения для полных удельных теплоемкостей (при постоянном объеме и при постоянном давлении) смеси материи и излучения

$$C_{V\Sigma} = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_\nu = \frac{(\mathcal{R}/\bar{\mu})}{\beta} \left(\frac{\beta + 12(1-\beta)(\gamma-1)}{(\gamma-1)} \right), \quad (28)$$

$$C_{P\Sigma} = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P = C_{Vg} \frac{\Gamma_1(\gamma-1)(4-3\beta)^2}{\beta^2(\Gamma_1-\beta)} = \frac{C_{Vg}}{\beta^2} [\beta^2 + (\gamma-1)(4-3\beta)^2 + 12\beta(\gamma-1)(1-\beta)]. \quad (29)$$

Из формул (28) и (29) следует, что отношение полных удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме и обобщенная формула Майера для смеси совершенного газа и черного излучения имеют вид:

$$C_{P\Sigma}/C_{V\Sigma} = \Gamma_1/\beta, \quad C_{P\Sigma} - C_{V\Sigma} = (\mathcal{R}/\bar{\mu}) \left(\frac{4-3\beta}{\beta} \right)^2. \quad (30)$$

ВЛИЯНИЕ ЧЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЖИНСОВСКУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Линеаризованные уравнения радиационной газодинамики в диффузионном приближении

Для изучения мелкомасштабных возмущений линеаризуем систему уравнений (1), (2), (6) и (9), записанную в приближении оптически толстой среды. С этой целью представим газодинамические переменные в виде сумм невозмущенных величин $\rho_0, T_0, P_0, \mathbf{v}_0 = 0, \mathcal{F}_0 = 0, \Phi_0 \equiv 0$ (далее используется так называемое “мошенничество” Джинса) и возмущенных величин $\delta\rho, \delta T, \delta P, \delta\mathbf{v}, \delta\mathcal{F}, \delta\Phi^3$. Невозмущенные величины описывают, по предположению, некоторое равновесное состояние системы, а возмущенные — суть малые пульсации параметров, слабо нарушающие невозмущенное состояние. Для состояния равновесия излучения будем предполагать однородное и изотропное поле излучения; при этом средняя непрозрачность $\kappa = \text{const}$. Кроме этого, будем (для простоты) считать, что характерная длина волны возмущения мала по сравнению с характерным пространственным изменением как структурных гидродинамических параметров P_0, T_0, ρ_0 , так и других характерных длин задачи (т.е. ограничимся так называемым приближением коротковолновой акустики). В этом случае в линеаризованных уравнениях можно пренебречь всеми пространственными производными. Далее индекс “0” у невозмущенных величин будем опускать.

С учетом сделанных упрощающих предположений дифференциальные уравнения (1), (2), (6) и (9) при выполнении всех необходимых разложений и удержании членов первого порядка от-

носительно малых возмущений принимают следующий линеаризованный вид:

$$\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \delta\mathbf{v} = 0, \quad (31)$$

$$\rho \frac{\partial \delta\mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \nabla \delta P - \nabla \delta\Phi = 0, \quad (32)$$

$$\frac{\partial \delta P}{\partial t} = \Gamma_1 \frac{P}{\rho} \frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + (\Gamma_3 - 1) \lambda_r \nabla^2 \delta T, \quad (33)$$

$$\Delta \delta\Phi = -4\pi G \delta\rho. \quad (34)$$

Здесь энергетическое уравнение (9) записано в форме (23). К уравнениям (31)–(34) необходимо добавить линеаризованное уравнение состояния смеси (вещество + излучение). С учетом формулы (26), характеризующей долю вещества в полном давлении системы, эйлерову вариацию полного давления можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \delta P &= \delta P_g + \delta P_r = \frac{\mathcal{R}T}{\bar{\mu}} \delta\rho + \left\{ \frac{\mathcal{R}\rho}{\bar{\mu}} + \frac{4}{3} a T^3 \right\} \delta T = \\ &= \beta P \left\{ \frac{\delta\rho}{\rho} + \frac{(4-3\beta)\delta T}{\beta T} \right\}. \end{aligned} \quad (35)$$

Поскольку уравнения (31)–(35), описывающие эволюцию малых неизоэнтропических возмущений параметров радиационной среды с черным излучением на фоне ее равновесного состояния, являются линейными однородными уравнениями в частных производных, то к ним применим метод нормальных колебаний (метод мод). Рассмотрим далее плоскую волну возмущения однородного фона и будем предполагать, что волны возмущения эволюционируют во времени по закону $\sim \exp(\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, где ω — частота гармонических колебаний (частота мод), $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $|\mathbf{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$ — волновое число.

Комбинируя записанное для возмущений уравнение (33) и соотношение (35), получим ключевую для дальнейшего связь между термодинамическими возмущениями (пульсациями) полного давления среды δP и плотности $\delta\rho$:

$$\delta P = \left[(\omega c_{gr}^2 + \mathcal{A}) / (\omega + \mathcal{B}) \right] \delta\rho. \quad (36)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &:= (\Gamma_3 - 1) \beta \frac{\lambda_r T}{\rho(4-3\beta)} \mathbf{k}^2, \\ \mathcal{B} &:= (\Gamma_3 - 1) \frac{\lambda_r T}{P(4-3\beta)} \mathbf{k}^2, \end{aligned} \quad (37)$$

³ Через δ обозначены эйлеровы вариации, которые коммутируют с операторами градиента ∇ и временной производной $\partial/\partial t$.

$$c_{GR} := \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}} = \sqrt{\frac{P}{\rho}} \Gamma_1 = \sqrt{(\mathcal{R}/\bar{\mu})T \left[1 + \frac{(4-3\beta)^2(\gamma-1)}{\beta[\beta+12(\gamma-1)(1-\beta)]} \right]} \quad (38)$$

— невозмущенная адиабатическая скорость звука вещества и черного излучения. Заметим, что в случае, когда параметр $\beta \rightarrow 1$, выражение для скорости c_{GR} совпадает с классическим выражением для адиабатической скорости звука в газе, $c_{GR}|_{\beta \rightarrow 1} \rightarrow c_{gs} := (\partial P_g / \partial \rho)|_{s_g} = \sqrt{\gamma P_g / \rho}$.

Из уравнений (31) и (34) следуют еще два соотношения для возмущений скорости и плотности:

$$\omega \delta \rho + i \rho (\mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{v}) = 0, \quad \mathbf{k}^2 \delta \Phi = 4\pi G \delta \rho. \quad (39)$$

Используя (34), (35) и (39) при преобразовании уравнения (18) для пульсаций скорости $\delta \mathbf{v}$, в результате получим:

$$\omega \delta \mathbf{v} + i \frac{\mathbf{k}}{k^2} \Omega_T^2 \left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right) = 0. \quad (40)$$

Наконец, взяв дивергенцию от уравнения (32) и учитывая соотношение (34), найдем еще одно соотношение для возмущений плотности:

$$(\omega^2 + \Omega_T^2) \frac{\delta \rho}{\rho} = 0. \quad (41)$$

При написании алгебраических уравнений (40) и (41) были использованы обозначения:

$$\Omega_T^2 := \frac{\Omega_I^2 + \omega \Omega_J^2}{\omega + \mathcal{B}}, \quad \Omega_I^2 := \mathcal{A} \mathbf{k}^2 - (4\pi G \rho) \mathcal{B}, \quad (42)$$

$$\Omega_J^2 := c_{GR}^2 \mathbf{k}^2 - 4\pi G \rho.$$

*Дисперсионные соотношения
в среде с черным излучением*

Полученная система однородных линейных уравнений (39)–(41) для пульсаций скорости и плотности является исходной для дальнейшего анализа динамики малых возмущений в модели газа с чернотельной радиацией. Она имеет решение, отличное от тривиального только в том случае, когда определитель системы равен нулю. Опуская несложные выкладки, сразу приведем получаемое при этом общее дисперсионное соотношение:

$$\omega^3 \left(\omega^2 + \frac{\Omega_I^2 + \omega \Omega_J^2}{\omega + \mathcal{B}} \right) = 0, \quad (43)$$

которое описывает связанное поведение вещества и поля излучения в равновесном случае. Это соотношение состоит из двух сомножителей, приравнивание каждого из которых к нулю приводит к двум независимым режимам распростра-

нения волны возмущения. Первое решение $\omega = 0$ уравнения (43) описывает минимально устойчивый режим распространения волны возмущения (так называемый энтропийный режим). Другие корни уравнения (43) являются решениями алгебраического кубического уравнения $\omega^2(\omega + \mathcal{B}) + \Omega_I^2 + \omega \Omega_J^2 = 0$, которое с учетом обозначений (42) можно записать в виде дисперсионного уравнения

$$\omega^3 + \omega^2 \mathcal{B} + \omega (\mathbf{k}^2 c_{GR}^2 - 4\pi G \rho) + (\mathbf{k}^2 c_{gs}^2 - 4\pi G \rho) \mathcal{B} = 0. \quad (44)$$

При написании уравнения (44) использованы преобразованные с учетом (24), (25) и (28) формулы для величин $\mathcal{A}$ и $\mathcal{B}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{B} &:= \frac{(\Gamma_3 - 1) \lambda_r T}{(4 - 3\beta)} \frac{\mathbf{k}^2}{P} = \frac{C_{Vg}}{C_{V\Sigma}} (\gamma - 1) \frac{\lambda_r \mathbf{k}^2}{(\mathcal{R}/\bar{\mu})/\rho} = \\ &= \frac{\lambda_r k^2}{\rho C_{V\Sigma}} = \frac{C_{Vr}}{C_{V\Sigma}} \left(\frac{c \mathbf{k}^2}{3\rho k} \right) = \left(1 + \frac{u_g}{4u_r} \right)^{-1} \frac{c \mathbf{k}^2}{3\rho k} = \\ &= \left(1 + \frac{1}{12(\gamma - 1)} \frac{P_g}{P_r} \right)^{-1} \frac{c \mathbf{k}^2}{3\rho k} \end{aligned} \quad (45)$$

— так называемая скорость диффузии излучения (по шкале $|\mathbf{k}|^{-1}$),

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &:= \frac{(\Gamma_3 - 1) \beta \lambda_r T}{(4 - 3\beta)} \frac{\mathbf{k}^2}{\rho} = \frac{\Gamma_1}{\beta C_{P\Sigma}} \frac{\lambda_r P_g}{\rho \rho} \mathbf{k}^2 = \\ &= \frac{1}{C_{V\Sigma}} \frac{\lambda_r c_{gs}^2}{\rho} \mathbf{k}^2 = \frac{C_{Vr}}{C_{V\Sigma}} \left(\frac{c \mathbf{k}^2}{3\rho k} \right) c_{gs}^2, \end{aligned} \quad (46)$$

— величина, связанная с $\mathcal{B}$ соотношением $\mathcal{A} = \mathcal{B} c_{gs}^2$. Здесь

$$c_{gs}' = \sqrt{(\partial P_g / \partial \rho)_T} = \sqrt{(\mathcal{R}/\bar{\mu})T} = \sqrt{\beta P / \rho} = c_{gs} / \sqrt{\gamma} \quad (47)$$

— изотермическая скорость звука газовой составляющей протозвездного диска.

Сразу отметим, что в пределе медленной диффузии, когда преобладает газовое давление в системе (при этом справедливы пределы $\beta \rightarrow 1$, $u_r/u_g \rightarrow 0$, $c_{GR}^2|_{\beta \rightarrow 1} \rightarrow c_{gs}^2 = \gamma P_g / \rho$, $\mathcal{B} = (1 + u_g/4u_r)^{-1} c \mathbf{k}^2 / 3\rho k \rightarrow 0$), уравнение (44) сводится к классическому уравнению Джинса $\omega^3 + (\mathbf{k}^2 c_{GR}^2 - 4\pi G \rho) \omega = 0$, которое включает энтропийный режим $\omega = 0$ и явно содержит адиабатическую скорость c_{gs}^2 звука газа. Из этого уравнения следует дисперсионное соотношение:

$$\omega^2 + (\mathbf{k}^2 c_{gs}^2 - 4\pi G\rho) \equiv 0, \quad (48)$$

из которого вытекает классический критерий неустойчивости Джинса для газа⁴

$$\mathbf{k}^2 \leq 4\pi G\rho / c_{gs}^2 = k_J^2. \quad (49)$$

Здесь k_J — классическое волновое число Джинса, $k_J^2 := 4\pi G\rho / c_{gs}^2$.

Из неравенства (49) можно сделать вывод, что лучистая теплопроводность не влияет на стандартный классический критерий Джинса в радиационной газовой среде в случае медленной диффузии излучения. Другими словами, в оптически толстой для инфракрасного излучения среде при медленной диффузии излучения адиабатичность волны возмущения не нарушается.

В противоположном пределе, когда доминирует радиационное давление в системе, имеем: i) $\mathcal{B} \rightarrow c\mathbf{k}^2/3\kappa\rho$ (здесь $\tau = \kappa\rho|\mathbf{k}|^{-1}$ — оптическая глубина по шкале $\sim|\mathbf{k}|^{-1}$); ii) полная адиабатическая скорость звука c_{GR} вещества и черного излучения переходит в адиабатическую радиационную скорость звука c_{rs} , которая в этом случае много больше термической скорости звука c'_{gs} в веществе

$$\begin{aligned} c_{GR}^2 &\equiv \Gamma_1 P / \rho \rightarrow c_{rs}^2 \equiv \\ &\equiv (4/3) P \rho^{-1} \gg c_{gs}^{\prime 2} = \gamma P \rho^{-1}. \end{aligned} \quad (50)$$

В результате дисперсионное соотношение для акустических волн в оптически толстой среде с радиационным давлением и в предположении быстрой диффузии излучения принимает вид:

$$\begin{aligned} \omega^3 + \omega^2 \frac{c\mathbf{k}^2}{3\kappa\rho} + \omega(\mathbf{k}^2 c_{rs}^2 - 4\pi G\rho) + \\ + (\mathbf{k}^2 c_{gs}^{\prime 2} - 4\pi G\rho) \frac{c\mathbf{k}^2}{3\kappa\rho} = 0. \end{aligned} \quad (51)$$

Для того чтобы точнее охарактеризовать проблему гравитационной неустойчивости в случае быстрой диффузии излучения, введем три безразмерных параметра, которые влияют на характер эволюции волны возмущения: $\vartheta_T = \mathbf{k}^2 c_{gs}^{\prime 2} / 4\pi G\rho$ — изотермическое число Джинса, определяющее

роль газового давления в поддержании среды в масштабе $|\mathbf{k}|^{-1}$; $\vartheta_{rs} = \mathbf{k}^2 c_{rs}^2 / 4\pi G\rho$ — адиабатическое число Джинса, определяющее роль радиационного давления в распространении волны возмущения; $\mathcal{B}_{rs} = c\mathbf{k}^2 / 3\kappa\rho\sqrt{4\pi G\rho}$ — безразмерное число, характеризующее скорость диффузии равновесного излучения (при $\mathcal{B}_{rs} \gg 1$ имеет место быстрая диффузия излучения, а при $\mathcal{B}_{rs} \ll 1$ — медленная). Используя также безразмерную частоту $\varpi = \omega / \sqrt{4\pi G\rho}$, перепишем уравнение (51) в виде

$$\varpi^3 + \varpi^2 \mathcal{B}_{rs} + \varpi(\vartheta_{rs} - 1) + (\vartheta_T - 1)\mathcal{B}_{rs} = 0. \quad (52)$$

Точное решение этого алгебраического уравнения третьей степени может быть найдено методом Кардана. Однако подобное решение не приводит, к сожалению, к наглядным формулам для различных показателей роста. По этой причине нахождение критерия неустойчивости может быть выполнено при некотором упрощении уравнения (52), связанном с оценкой численных значений безразмерных параметров, соответствующих той или иной области протозвездного диска.

В частности, в пределе быстрой диффузии излучения в оптически толстой среде, когда $\mathcal{B}_{rs} \gg 1$, ϑ_T , и ϑ_{rs} , уравнение (52) принимает вид

$$\omega^2 + (\mathbf{k}^2 c_{gs}^{\prime 2} - 4\pi G\rho) \equiv 0.$$

Для того, чтобы это уравнение имело действительный корень, необходимо выполнение неравенства $\mathbf{k}^2 c_{gs}^{\prime 2} - 4\pi G\rho < 0$. Отсюда следует модифицированный изотермический критерий неустойчивости для газа,

$$k^2 \leq 4\pi G\rho / c_{gs}^{\prime 2} = k_J^2 / \gamma. \quad (53)$$

Из неравенства (53), представляющего собой модификацию критерия Джинса, можно сделать вывод, что в случае быстрой диффузии излучения диффузия теплового излучения влияет на стандартный критерий Джинса в радиационной газовой среде, приводя к замене адиабатической скорости звука c_{gs} на изотермическую c'_{gs} . Другими словами, быстрая диффузия обеспечивает изотермичность волны возмущения в радиационной среде.

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГРАВИТАЦИОННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. УРАВНЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ АКУСТИКИ

С целью получения уравнений радиационной акустики в случае отсутствия равновесия между веществом и излучением, линеаризуем записан-

⁴ Напомним, что для неустойчивых волн возмущения частота $\omega > 0$, тогда как устойчивость соответствует условию $\omega < 0$. Эти два класса разделяет случай нейтральной устойчивости $\omega = 0$, что соответствует модам с критической длиной волны возмущения $\lambda_{cr} = 2\pi/k_{cr}$ (для идеального газа: $k_{cr}^2 = \omega_{cr}^2 / c_{gs}^2$, $\omega_{cr}^2 = 4\pi G\rho$) является размером мельчайших “капель” рассматриваемой среды, которые могут удерживаться вместе собственным гравитационным притяжением.

ные для оптически толстой среды базовые уравнения радиационной гидродинамики (1)–(6). В качестве начального состояния газа примем равновесное состояние, при котором $\rho_0 = \text{const}$, $P_{g0} = \text{const}$, $\mathbf{v}_0 = 0$ и все производные по времени исчезают. Для начального состояния излучения примем ЛТР, при котором $T_g \cong T_r = T$ и справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \frac{c}{4\pi} u_{r0} - \mathcal{F}_{r0} &\equiv \frac{c}{4\pi} a T_0^4 - \mathcal{B}(T) = 0, \\ \mathcal{F}_{r0} &= 0, \quad P_{r0} = f_E u_{r0} = \frac{1}{3} u_{r0}, \end{aligned} \quad (54)$$

где $u_{r0} = a T_0^4$; фактор Эддингтона считается постоянным, $f_E = 1/3$. Кроме этого, будем считать, что средняя непрозрачность Росселанда κ также постоянна. Далее индекс “0” у невозмущенных величин будем опускать.

С учетом сделанных упрощающих предположений дифференциальные уравнения радиационной гидродинамики (1)–(6) при выполнении необходимых разложений и удержании только членов первого порядка относительно малых возмущений, а также при использовании “мошенничества” Джинса принимают следующий линеаризованный вид:

$$\partial \delta \rho / \partial t + \rho \nabla \cdot \delta \mathbf{v} = 0, \quad (55)$$

$$\rho \partial \delta \mathbf{v} / \partial t + \nabla \delta P_g - \rho \nabla \delta \Phi - \kappa c^{-1} \delta \mathcal{F}_r = 0, \quad (56)$$

$$\partial \delta u_g / \partial t + \gamma u_g \nabla \cdot \delta \mathbf{v} - \kappa c (\delta u_r - \delta u_B) = 0, \quad (57)$$

$$\nabla^2 \delta \Phi = -4\pi G \delta \rho, \quad (58)$$

$$\begin{aligned} \partial \delta u_r / \partial t + \nabla \cdot \delta \mathcal{F}_r + (4/3) u_r \nabla \cdot \delta \mathbf{v} + \\ + \kappa c (\delta u_r - \delta u_B) = 0, \end{aligned} \quad (59)$$

$$\partial \delta \mathcal{F}_r / \partial t + c^2 \nabla \delta u_r + c \kappa \rho \delta \mathcal{F}_r = 0. \quad (60)$$

К этим уравнениям необходимо добавить выражения для вариации функции источника

$$\delta u_B = \frac{4\pi}{c} \delta \mathcal{B}(T) = 4a T^3 \delta T. \quad (61)$$

Заметим, что уравнения (55)–(60) для вариаций параметров состояния системы (с учетом динамики поля излучения), в отличие от уравнений (31)–(34), позволяют моделировать энергетическую развязку между излучением и веществом. Эти уравнения, описывающие эволюцию малых возмущений структурных параметров среды с неравновесным излучением на фоне ее равновесного состояния, являются линейными однородными уравнениями в частных производных, следовательно, к ним применим метод нормальных колебаний. Далее рассмотрим плоскую волну возмущения однородного фона и будем предполагать, что возмущения эволюционируют во времени по

закону $\sim \exp(\omega t + i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, где ω – частота гармонических колебаний (при этом ω является комплексным числом), а $\mathbf{k}$ – волновой вектор, т.е. все величины $\delta \rho$, $\delta \mathbf{v}$, $\delta \mathcal{F}_r$, δu_g и δu_r зависят только от $\mathbf{r}$ и t . В этом случае система уравнений (55)–(60) принимает вид:

$$-\omega \delta \rho + i \rho \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{v} = 0, \quad (62)$$

$$-\omega \delta \mathbf{v} + i \mathbf{k} \frac{\delta P_g}{\rho} - i \mathbf{k} \delta \Phi - \frac{\kappa}{c} \delta \mathcal{F}_r = 0, \quad (63)$$

$$-\omega \delta u_g + i \gamma u_g \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{v} + \kappa c (\delta u_r - 4a T^3 \delta T) = 0, \quad (64)$$

$$-\mathbf{k}^2 \delta \Phi + 4\pi G \delta \rho = 0, \quad (65)$$

$$\begin{aligned} -\omega \delta u_r + i \frac{4}{3} u_r \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{v} + \\ + i \mathbf{k} \cdot \delta \mathcal{F}_r \kappa c (\delta u_r - 4a T^3 \delta T) = 0, \end{aligned} \quad (66)$$

$$-\omega \delta \mathcal{F}_r + \frac{c^2}{3} i \mathbf{k} \delta u_r + \kappa c \delta \mathcal{F}_r = 0. \quad (67)$$

Эта система однородных линейных уравнений имеет решение, отличное от тривиального, только в том случае, когда определитель системы равен нулю. Опуская несложные выкладки, сразу напишем основное дисперсионное соотношение, которое в общем случае неравновесного излучения принимает вид:

$$\begin{aligned} &\omega^5 + \omega_p (\Gamma + 2) \omega^4 + \omega_p^2 \times \\ &\times \left[(\Gamma + 1) + \frac{c_F^2 \mathbf{k}^2}{\omega_p^2} + \frac{(c_{rs}^2 + c_{gs}^2) \mathbf{k}^2 - 4\pi G \rho}{\omega_p^2} \right] \omega^3 + \\ &+ \omega_p \left[\Gamma c_F^2 \mathbf{k}^2 + 2 \left(\frac{2\Gamma}{3\gamma} + 1 \right) c_{gs}^2 \mathbf{k}^2 + \right. \\ &+ (3\gamma + \Gamma - 2) c_{rs}^2 \mathbf{k}^2 - (\Gamma + 2) 4\pi G \rho \left. \right] \omega^2 + \\ &+ \omega_p^2 \left[\gamma c_{gs}'^2 \mathbf{k}^2 \left(\frac{c_F^2 \mathbf{k}^2}{\omega_p^2} + \frac{4\Gamma}{3\gamma} + 1 \right) + \right. \\ &+ (3\gamma + \Gamma - 3) c_{rs}^2 \mathbf{k}^2 - \left(1 + \Gamma + \frac{c_F^2 \mathbf{k}^2}{\omega_p^2} \right) 4\pi G \rho \left. \right] \omega + \\ &+ \omega_p \Gamma (c_{gs}'^2 \mathbf{k}^2 - 4\pi G \rho) c_F^2 \mathbf{k}^2 = 0. \end{aligned} \quad (68)$$

Здесь введены следующие параметры:

$$\begin{aligned} c_{gs} &= \sqrt{(\partial P_g / \partial \rho)_{s_g}} = \sqrt{\gamma (P_g / \rho)} = \sqrt{\gamma} c_{gs}', \\ c_{gs}' &= \sqrt{P_g / \rho}, \end{aligned}$$

– соответственно адиабатическая и изотермическая скорость звука в газе; $c_F = \sqrt{c^2/3}$ – скорость радиационной волны; $\omega_p = \kappa c$ – частота, характеризующая затухание потока энергии излучения (эта величина связана с длиной свободного пробега фотона

$l_p = 1/\kappa\rho$ и со средним временем пробега фотона $t_p = l_p/c = 1/\omega_p$, которое является временным масштабом, характеризующим затухание потока энергии излучения); $\Gamma = 4u_r/u_g = 12(\gamma - 1)P_r/P_g = C_{Vr}/C_{Vg}$ — отношение удельных теплоемкостей излучения $C_{Vr} = T(\partial s_r/\partial T)_V = 4aT^3/\rho$ и вещества $C_{Vg} = (\mathcal{R}/\bar{\mu})/(\gamma - 1)$ при постоянном объеме; $c_{rs}^2 = (\partial P_r/\partial \rho)_{s_r} = (4/9)u_r/\rho$ — квадрат радиационной скорости звука (заметим, что введенная ранее результирующая скорость звука для смеси вещества и излучения, равная $c_{RG} = \sqrt{c_{rs}^2 + c_{gs}^2}$, связана с обменом импульсами между газом и излучением); величина $\frac{c_F^2 \mathbf{k}^2}{\omega_p^2} = \frac{1}{3} \frac{1}{(\kappa\rho|\mathbf{k}|^{-1})^2} = \frac{1}{3} \frac{1}{\tau_p^2}$ является обратной квадрату оптической глубины среды $\tau = \kappa\rho|\mathbf{k}|^{-1}$ по шкале $\sim|\mathbf{k}|^{-1}$.

На основе дисперсионного уравнения (68) возможно изучение гидродинамических линейных волн, возникающих при малоамплитудных начальных флуктуациях с волновым числом $\mathbf{k}$ в излучающей среде с учетом эффектов гравитационной неустойчивости. Поскольку аналитическое решение уравнения (68) в общем случае затруднительно, то строгий количественный анализ на его основе возможен только с помощью численных методов. Вместе с тем некоторые критерии неустойчивости радиационной среды могут быть найдены при упрощении уравнения (68), связанном с предварительной оценкой численных значений параметров, характеризующих ту или иную область протозвездного диска.

Проиллюстрируем возможность такого подхода на простом примере определения условий возникновения джинсовской неустойчивости в случае большой оптической глубины $\tau \equiv \kappa\rho|\mathbf{k}|^{-1}$ дисковой среды. В этом случае для третьего и пятого членов уравнения (68) справедлива оценка $c_F^2 \mathbf{k}^2 / \omega_p^2 = 1/3\tau^2 \ll 1 \ll \Gamma$. Кроме того, для нерелятивистской среды в четвертом члене уравнения (68) справедливы оценки $c_F^2 \mathbf{k}^2 \gg c_{rs}^2 \mathbf{k}^2$, $c_{gs}^2 \mathbf{k}^2$ и $4\pi G\rho$. Используя этот порядок величин и разделив (68) на $(n_p \Gamma)^2$, получим (при учете $c_F^2 \mathbf{k}^2 / \omega_p^2 = c\mathbf{k}^2 / 3\kappa\rho = \omega_{diff}^2$ — частота диффузии излучения) следующее дисперсионное соотношение:

$$\begin{aligned} & \frac{\omega^5}{(\omega_{th})^2} + \frac{\omega^4}{\omega_{th}} + \omega^3 + \frac{c\mathbf{k}^2}{3\kappa\rho} \omega^2 + \\ & + \left[\left(\frac{4}{3} c_{gs}^2 + c_{rs}^2 \right) \mathbf{k}^2 - 4\pi G\rho \right] \omega + \\ & + \left(c_{gs}^2 \mathbf{k}^2 - 4\pi G\rho \right) \frac{1}{\Gamma} \frac{c\mathbf{k}^2}{3\kappa\rho} \equiv 0. \end{aligned} \quad (69)$$

Здесь

$$\omega_{th} = \Gamma \omega_p = 4 \frac{u_r}{u_g} \kappa\rho c \quad (70)$$

— характерная частота теплообмена (обмена энергией между веществом и полем излучения) (Blaes, Socrates, 2003).

Из сопоставления этого уравнения с уравнением (44) видно, что последние четыре члена (69) качественно идентичны членам (44) в пределе с преобладанием давления излучения $\Gamma \approx 1$. Следовательно, появление первых двух членов в уравнении (69) связано с вовлеченностью в анализ переноса неравновесного излучения дополнительного уравнения (60) для зависящего от времени потока излучения $\mathcal{F}_r(t)$. При этом значимость этих членов определяются величиной частоты ω_{th} затухания потока энергии.

Когда частота велика ($\omega_{th} \gg 1$), первые два члена в уравнении (69) могут быть опущены. В результате получим уравнение

$$\begin{aligned} & \omega^3 + \frac{c\mathbf{k}^2}{3\kappa\rho} \omega^2 + \left[\left(\frac{4}{3} c_{gs}^2 + c_{rs}^2 \right) \mathbf{k}^2 - 4\pi G\rho \right] \omega + \\ & + \left(c_{gs}^2 \mathbf{k}^2 - 4\pi G\rho \right) \frac{1}{\Gamma} \frac{c\mathbf{k}^2}{3\kappa\rho} = 0, \end{aligned} \quad (71)$$

аналогичное уравнению (51), которое было проанализировано выше.

Если частота диффузии излучения $\omega_{diff} \equiv c\mathbf{k}^2 / 3\kappa\rho$ мала (т.е. преобладает газовое давление в системе), то уравнение (71) принимает вид:

$$\omega \left\{ \omega^2 + \left[\left(\frac{4}{3} c_{gs}^2 + c_{rs}^2 \right) \mathbf{k}^2 - 4\pi G\rho \right] \right\} \approx 0. \quad (72)$$

Отсюда следует модифицированный критерий неустойчивости Джинса

$$\mathbf{k}^2 < \frac{4\pi G\rho}{(4/3)c_{gs}^2 + c_{rs}^2}. \quad (73)$$

Можно показать, что для больших значений параметра $\Gamma = 4u_r/u_g$ выражение $(4/3)c_{gs}^2 + c_{rs}^2$ сводится к адиабатической скорости звука для излучения c_{rs}^2 , а для малых величин Γ переходит в c_{gs}^2 . Таким образом, для диска с большой оптической глубиной и в случае медленной диффузии, крите-

рий неустойчивости (53) сохраняется для малых Γ (но уже в случае отсутствия равновесия между веществом и излучением, когда нет энергетической связи между ними), а для больших Γ видоизменяется и принимает вид

$$k^2 < 4\pi G\rho/c_{rs}^2. \quad (74)$$

Таким образом, в оптически толстом пределе с медленной диффузией давление неравновесного излучения способствует устойчивости системы к гравитационному коллапсу.

В противоположном случае, когда $\omega_p \rightarrow 0$, $c_f^2 |k|^2 / \omega_p^2 \gg \Gamma, 1$, $\Gamma c_f^2 |k|^2$, уравнение (68) сводится к

$$\omega^3 - (c_{gs}^2 k^2 - 4\pi G\rho) \omega \approx 0. \quad (75)$$

Отсюда следует, что, в отличие от критерия неустойчивости (53) (полученного выше для случая быстрой диффузии, $\mathcal{B} = \Gamma \omega_{diff} \gg 1$ и согласно которому скорость акустической моды газа равна изотермической скорости звука c'_{gs}), в случае, когда энергетическая связь между излучением и газом незначительна, акустические моды распространяются с адиабатической скоростью звука c_{gs} , т.е. имеет место классический газовый критерий Джинса. Этот эффект отсутствует в случае совершенной энергетической связи.

Более полное численное исследование дисперсионного уравнения (68) предполагается рассмотреть в последующих публикациях автора. Подобная задача связана с необходимостью выбора ad hoc конкретного астрофизического объекта, характеризующегося своими специфическими исходными параметрами, и с разработкой, в общем случае, адекватных вычислительных методов для проведения количественных оценок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью работы является получение модифицированных излучением критериев джинсовской неустойчивости для космологических самогравитирующих газопылевых сред (на примере эволюции радиационно-доминирующих аккреционных астрофизических систем) в плохо изученном в литературе случае, когда учитывается влияние на критическую длину волны возмущения динамически важного радиационного давления, сравнимого с давлением газа, и диффузионного переноса излучения, взятого в приближении различных температур вещества и излучения (т.е. когда имеет место энергетическое разделение между излучением и веществом). Изучены основные режимы радиационных гидродинамических линейных волн, возникающих из одномерных малоамплитудных возмущений в радиационной среде с учетом гра-

витационных эффектов. Уравнения радиационной акустики выводятся из уравнений гидродинамики, уравнения Пуассона и двух моментных уравнений излучения, используемых в приближении Эддингтона. Получены дисперсионные соотношения, позволяющие получить модифицированные критерии гравитационной неустойчивости Джинса под влиянием радиационного давления и диффузии излучения. Рассмотрены два приближения радиационной диффузии: случай идеального теплового равновесия, когда температуры вещества и излучения одинаковы; случай временной зависимости поля излучения, когда имеет место энергетическая развязка между излучением и веществом. Показано, что в отличие от ЛТР системы, когда скорость волны возмущения совпадает с изотермической скоростью звука, в случае различия температур излучения и газа возмущающая волна распространяется с адиабатической скоростью звука в газе.

Полученные здесь результаты, направленные на решение проблемы гравитационной неустойчивости отдельных массивных протозвездных дисков или самогравитирующих радиационных астрофизических сред, характеризующихся большими оптическими глубинами для собственного инфракрасного излучения (трансформированного пылью), закладывают необходимую теоретическую основу для будущих разработок более адекватных численных моделей эволюции указанных космологических объектов, для которых излучение играет доминирующую динамическую роль.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бисикало Д.В., Жилкин А.Г., Боярчук А.А. Газодинамика тесных двойных звезд. М.: Физматлит, 2013. 632 с.
- Бисикало Д.В., Шематович В.И., Кайгородов П.В., Жилкин А.Г. Газовые оболочки экзопланет — горячих юпитеров // Успехи физ. наук. 2021. Т. 191. № 8. С. 785–845.
- Колесниченко А.В. Вывод в рамках неэкстенсивной кинетики критерия гравитационной неустойчивости Джинса для допланетного вращающегося облака с учетом радиации и магнитного поля // *Mathematica Montisnigri*. 2020. V. XLVII. P. 176–200.
- Колесниченко А.В. Роль черного излучения в модификации критериев неустойчивости Джинса для экзопланетного пылевого плазменного диска при учете магнитной вязкости и лучевого теплообмена // Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша. 2022. № 3. 40 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая механика. М.: Наука, 1976. 588 с.
- Маров М.Я., Шевченко И.И. Экзопланеты. Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2017. 140 с.
- Тассуль Ж.-Л. Теория вращающихся звезд. М.: Мир, 1982. 472 с.
- Франк-Каменецкий Д.А. Физические процессы внутри звезд. М.: Физматгиз, 1959. с. 543.

- Фридман А.М., Хоперсков А.В. Физика галактических дисков. М.: Физматлит, 2011. 640 с.
- Хоперсков А.В., Храпов С.С. Неустойчивость тепловой, вязкой и акустических мод в тонких аккреционных дисках // Астрон. журн. 1999. Т. 76. № 4. С. 256–269.
- Agol E., Krolik J. Photon damping of waves in accretion disks // *Astrophys. J.* 1998. V. 507. № 1. P. 304–315.
- Aggrawal M., Talwar S.P. Magnetothermal instability in a rotating gravitating fluid // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1969. V. 146. P. 235–242.
- Argal S., Tiwari A., Sharma P.K. Jeans instability of a rotating self-gravitating viscoelastic fluid // *Europhys. Lett.* 2014. V. 108. id. 35003.
- Bhatia P.K. Gravitational instability of a rotating anisotropic plasma // *Physics of Fluids.* 1967. V. 10. № 8. P. 1652–1653.
- Blaes O., Socrates A. Local dynamical instabilities in magnetized, radiation pressure supported accretion disks // *Astrophys. J.* 2001. V. 553. № 2. P. 987–998.
- Blaes O., Socrates A. Local radiative hydrodynamic and magnetohydrodynamic instabilities in optically thick media // *Astrophys. J.* 2003. V. 596. № 1. P. 509–537.
- Bora M.P., Nayyar N.K. Gravitational instability of a heat-conducting plasma // *Astrophys. and Space Sci.* 1991. V. 179. P. 313–320.
- Borah A.C., Sen A.K. Gravitational instability of partially ionized molecular clouds // *J. Plasma Physics.* 2007. V. 73. № 6. P. 831–838.
- Buchler J.R. Radiation hydrodynamics in the fluid frame // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 1979. V. 22. P. 293–300.
- Chandrasekhar S. *Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability.* Oxford: Clarendon Press, 1961. 588 p.
- Chang P., Quataert E., Murray N. From thin to thick: The impact of X-ray irradiation on accretion disks in active galactic nuclei // *Astrophys. J.* 2007. V. 662. № 1. P. 94–101.
- Chhajlani R.K., Vaghela D.S. Gravitational stability of finitely conducting two-component plasma through porous medium // *Astrophys. and Space Sci.* 1987. V. 139. P. 337–352.
- Cox J.P. *Theory of Stellar Pulsation.* Princeton, New Jersey: Princeton Univ. Press, 1979. 378.
- Cox J.P., Giuli R.T. *Principles of Stellar Structure.* New York: Gordon and Breach, 1968. 568 p.
- Dhiman J.S., Dadwal R. The gravitational instability of a non-uniformly rotating heat conducting medium in the presence of non-uniform magnetic field // *Astrophys. and Space Sci.* 2011. V. 332. № 2. P. 373–378.
- Dhiman J.S., Dadwal R. On the Jeans criterion of a stratified heat conducting gaseous medium in the presence of non-uniform rotation and magnetic field // *J. Astrophys. and Astron.* 2012. V. 33. P. 363–373.
- Dodelson S. *Modern Cosmology.* Amsterdam (Netherlands): Acad. Press, 2003. 440 p.
- Fridman A.M., Polyachenko V.L. *Physics of Gravitating System.* N.Y.: Springer-Verlag. 1984. V. 1. 468 p.; V. 2. 358 p.
- Jacobs G., Shukla P.K. Stability of molecular clouds in partially ionized self-gravitating space plasmas // *J. Plasma Physics.* 2005. V. 71. № 4. P. 487–493.
- Jeans J.H. The stability of spherical nebulae // *Philosoph. Transact. Roy. Soc.* 1902. V. 199. P. 1–53.
- Joshi H., Pensia R.K. Effect of rotation on Jeans instability of magnetized radiative quantum plasma // *Physics of Plasmas.* 2017. V. 24. № 3. id. 032113.
- Hsieh S.-H., Spiegel E.A. The equations of photohydrodynamics // *Astrophys. J.* 1976. V. 207. P. 244–252.
- Hu W., Sugiyama N. Small-scale cosmological perturbations: An analytic approach // *Astrophys. J.* 1996. V. 471. P. 542–570.
- Kaneko N., Tamazawa S., Ono Y. Linear waves in a radiating and scattering grey medium // *Astrophys. and Space Sci.* 1976. V. 42. № 2. P. 441–461.
- Kaneko N., Morita K., Satoh T., Hayasaki K. Small-amplitude disturbances in a radiating and scattering grey medium II. Solutions of given real wave number k // *Astrophys. and Space Sci.* 2005. V. 299. P. 263–306.
- Kaneko N., Morita K. Small-amplitude disturbances in a radiating and scattering grey medium III. Gravitational effects on the solutions of given real wave number k // *Astrophys. and Space Sci.* 2006. V. 305. P. 349–376.
- Kaothekar S., Chhajlani R.K. Effect of radiative heat-loss function and finite Larmor radius corrections on Jeans instability of viscous thermally conducting self-gravitating astrophysical plasma // *ISRN Astron. and Astrophys.* 2012. V. 2012. id. 420938 (14 p.).
- Kolesnichenko A.V. Jeans instability of a protoplanetary gas cloud with radiation in nonextensive Tsallis kinetics // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 2. P. 137–149.
- Kolesnichenko A.V. Jeans instability of a protoplanetary circular disk taking into account the magnetic field and radiation in nonextensive Tsallis kinetics // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. № 2. P. 132–149.
- Kumar A., Sutar D.L., Pensia R.K., Sharma S. Effect of fine dust particles and finite electron inertia of rotating magnetized plasma // *AIP Conf. Proc.* 2018. V. 1953. № 1. id. 060036 (4 p.).
- Kumar A., Sutar D.L., Pensia R.K. Jeans instability of a monatomic gas in the presence of thermal radiation // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 836. id. 012012 (3p.).
- Mihalas D., Mihalas B.W. On the propagation of acoustic waves in a radiative fluid // *Astrophys. J.* 1984. V. 283. P. 469.
- Pensia R.K., Sutar D.L., Sharma S. Analysis of Jeans instability of optically thick quantum plasma under the effect of modified Ohms law // *AIP Conf. Proc.* 2018. V. 1953. № 1. id. 060044 (4 p.).
- Pier E.A., Krolik J.H. Radiation-pressure-supported obscuring tori around active galactic nuclei // *Astrophys. J.* 1992. V. 399. № 1. P. L23–L26.
- Peebles P.J.E., Yu J.T. Primeval adiabatic perturbation in an expanding universe // *Astrophys. J.* 1970. V. 162. P. 815–836.
- Prajapati R.P., Chhajlani R.K. Gravitational Instability of Dusty Plasma with Radiative Process // *AIP Conf. Proc.* 2011. V. 1397. P. 267–268.
- Prajapati R.P., Sharma P.K., Sanghvi R.K., Chhajlani R.K. Jeans instability of self-gravitating magnetized strongly coupled plasma // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2012. V. 365. id. 012040 (4 p.).

- Prajapati R.P., Bhakta S.* Influence of dust charge fluctuation and polarization force on radiative condensation instability of magnetized gravitating dusty plasma // *Phys. Lett. A.* 2015. V. 379. № 42. P. 2723–2729.
- Silk J.* Fluctuations in the primordial fireball // *Nature.* 1967. V. 215. № 5106. P. 1155–1156.
- Silk J.* Cosmic black-body radiation and galaxy formation // *Astrophys. J.* 1968. V. 151. P. 459–471.
- Shaikh S., Khan A., Bhatia P.K.* Jeans' gravitational instability of a thermally conducting plasma. // *Phys. Lett. A.* 2008. V. 372. № 9. P. 1451–1457.
- Sharma R.C.* Gravitational instability of a rotating plasma // *Astrophys. and Space Sci.* 1974. V. 29. P. L1–L4.
- Sharma R.C., Patidar A.* Effect of ion radiative cooling on Jeans instability of partially ionized dusty plasma with dust charge fluctuation // *Physics of Plasmas.* 2017. V. 24. id. 013705 (13 p.).
- Sharma R.C., Singh B.* Gravitational instability of a rotating and partially-ionized plasma in the presence of variable magnetic field // *Astrophys. and Space Sci.* 1988. V. 143. P. 233–239.
- Thompson T.A., Quataert E., Murray N.* Radiation pressure-supported starburst disks and active galactic nucleus fueling // *Astrophys. J.* 2005. V. 630. № 1. P. 167–185.
- Tsintsadze N.L., Chaudhary R., Shah H.A., Murtaza G.* Jeans instability in a magneto-radiative dusty plasma // *J. Plasma Physics.* 2008. V. 74. № 6. P. 847–853.
- Vaghela D.S., Shrivastava H.S.P.* Magnetogravitational instability of a rotating homogeneous gas cloud with radiation // *Czechoslovak J. Physics.* 1994. V. 44. № 10. P. 905–911.
- Vranješ J.* Gravitational instability of a quasi-homogeneous plasma cloud with radiation // *Astrophys. and Space Sci.* 1990. V. 173. № 2. P. 293–298.
- Vranješ J., Čadež V.* Gravitational instability of a homogeneous gas cloud with radiation // *Astrophys. and Space Sci.* 1990. V. 164. № 2. P. 329–331.
- Weinberg S.* Entropy generation and the survival of proto-galaxies in an expanding universe // *Astrophys. J.* 1971. V. 168. P. 175–194.

УДК 52-424

ПАДЕНИЕ НА ЗЕМЛЮ ФРАГМЕНТОВ РАЗРУШЕННОГО АСТЕРОИДА

© 2023 г. В. В. Светцов*

Институт динамики геосфер им. М.А. Садовского РАН, Москва, Россия

**E-mail: svetstov07@rambler.ru*

Поступила в редакцию 24.11.2022 г.

После доработки 27.12.2022 г.

Принята к публикации 06.01.2023 г.

Проведены оценки влияния разрушения астероидов на орбитах при их приближении к Земле на последствия их ударов. Определены площади поражения ударной волной, сейсмической волной и излучением при ударе каменных астероидов по суше или при входе в атмосферу над сушей со скоростью 20 км/с для диапазона их размеров 20–500 м. Получено, что произвольное разрушение астероида недалеко от Земли может приводить к увеличению суммарной площади поражения ударными волнами и тепловым излучением при ударах отдельных фрагментов. В общем случае уменьшения ущерба при разрушении астероидов с диаметрами 150–500 м можно добиться, если основную массу фрагментов составляют тела с размерами менее 20–30 м, которые не представляют катастрофической опасности.

Ключевые слова: астероид, разрушение, удар, ударная волна, тепловое воздействие

DOI: 10.31857/S0320930X2303009X, **EDN:** BSAD1H

ВВЕДЕНИЕ

Столкновение Земли с астероидом размером ~20 м и больше, как показывает падение Челябинского метеорита 15 февраля 2013 г., представляет угрозу для жизни и здоровья людей и может привести к значительному общему ущербу (Brown и др., 2013; Ророва и др., 2013). Для предотвращения столкновения с опасным объектом предлагались и неоднократно обсуждались методы увода объекта со столкновительной орбиты: ударно-кинетическое воздействие массивного тела, запущенного к объекту, гравитационный увод, использование малой реактивной тяги, взрыв под или над поверхностью объекта и их различные варианты (см., например, Акимов и др., 2015; Hussein и др., 2016; Morrison, 2019; Lubin, 2021; Nolan и др., 2021).

При относительно небольших временах от момента обнаружения объекта до момента столкновения (порядка года и меньше) взрыв становится наиболее эффективным средством изменения орбиты (Perna и др., 2013; Акимов и др., 2015; Nolan и др., 2021). При необходимом отклонении орбиты взрывом целесообразно не разрушать объект, ограничивая энергию взрыва, так как удар осколков может также быть опасен. Но при еще меньших временах, когда орбиту изменить практически невозможно, единственным способом снижения угрозы может быть разрушение объекта взрывом. Последствия такого разрушения не вполне пред-

сказуемы, они зависят от массы, прочности и структуры объекта, расстояния до объекта и его орбиты и могут привести к еще более опасному столкновению Земли с осколками разрушенного тела.

Взрывом можно разрушить астероид при удельной энергии воздействия 400–500 Дж/г; так взрывом с энергией свыше 3 Мт ТНТ можно заведомо разрушить астероид хондритного типа с диаметром 200 м (Аристова и др., 2018). Разрушение может быть эффективным средством защиты даже для времен порядка месяцев. Моделирование (Kaplinger и др., 2012) разрушения астероида подповерхностным взрывом и дальнейшего движения расширяющегося облака осколков к Земле показало, что разрушение астероида с диаметром 1 км (массой $\sim 10^{12}$ кг) зарядом с энергией 1 Мт за 200 дней до столкновения с Землей уводит большую часть осколков со столкновительных орбит и уменьшает суммарную массу входящих в атмосферу осколков до 3×10^9 кг (такая масса соответствует телу с плотностью гранита с диаметром 130 м). Такая же суммарная масса ударяющих осколков получается, если астероид меньшего диаметра, 270 м, разрушается зарядом с энергией 300 кт ТНТ за 20 дней до столкновения. Разрушение такого же непористого астероида при надповерхностном нейтронном взрыве с энергией 70 кт ТНТ (Syal и др., 2013) за 20 дней до столкновения практически не дает эффекта уменьшения ударяющей массы, и лишь разрушение за 1000 дней

уменьшает эту массу до $\sim 1\%$ от начальной. Снижение ударяющей массы до 1% для пористого тела происходит при взрыве за 60 дней до столкновения.

В работе (King и др., 2021) рассмотрены времена воздействия на опасный объект более одной недели до столкновения, когда средства отклонения не применимы, причем сделан акцент на наиболее точный расчет орбит осколков после разрушения астероида. Получено, что для астероида с диаметром 100 м, если его разрушение произойдет за месяц до столкновения, достигнимо уменьшение ударяющей массы на два порядка, а в случае особенных орбит можно достигнуть уменьшения на три порядка. Для астероида Апофис, размером около 300 м, уменьшение ударяющей массы на два порядка достигается также при разрушении примерно за месяц до столкновения, но при разрушении за две недели возможны варианты, когда все фрагменты столкнутся с Землей.

Возможность перехвата и разрушения небольших тел с размерами 50–150 м при очень небольших временах предупреждения об опасности порядка нескольких дней и даже часов рассматривалась в (Нурр и др., 2015). Разрушение в этом случае возможно с помощью современных ракет наземного базирования, но последствия удара раздробленного тела остаются неясными. Заранее известно, что опаснее — удар неразрушенного тела или множественные удары его осколков.

В данной работе рассматриваются возможные последствия удара астероида с размером до 500 м по суше в случае, когда он разрушен, но большая часть фрагментов сталкивается с Землей. В первом разделе “Воздействие воздушной ударной волны” рассматривается действие воздушной ударной волны, а в разделе “Выбросы из кратера и сейсмический эффект” — сейсмическое воздействие и выбросы из кратера при падении астероидов с размерами от 20 до 500 м. Для получения областей опасного воздействия в этих разделах использовался онлайн-калькулятор. В разделе “Тепловое излучение” рассматривается воздействие теплового излучения, которое может привести к воспламенению материалов. В разделе “Падение осколков астероида”, не затрагивая проблему самого разрушения астероидов, мы сравниваем последствия ударов неразрушенного астероида и астероида, разрушенного на достаточно мелкие фрагменты.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

При ударе космического объекта по суше различные разрушения и бедствия могут вызывать: ударная волна, распространяющаяся в воздухе по поверхности Земли, выбросы из кратера, если космический объект достаточно массивен, земле-

трясение и тепловое излучение. Наибольшую площадь разрушений создает ударная волна, основной характеристикой которой является избыточное давление за ее фронтом, ΔP , по отношению к атмосферному давлению на поверхности. Согласно данным, полученным при проведении взрывов в атмосфере, стены, построенные из бетонных блоков толщиной 24–36 см, разрушаются при $\Delta P \approx 35$ кПа, а кирпичные стены такой же толщины — при $\Delta P \approx 20$ кПа (Glasstone, Dolan, 1977). При $\Delta P \approx 25$ кПа происходит вывал деревьев на 90%, а при $\Delta P \approx 15$ кПа — на 40% (Glasstone, Dolan, 1977). Меньшие избыточные давления 3.5–5 кПа приводят к разрушениям окон, настенных панелей, крыш (Mannan, Lees, 2005). При еще меньших давлениях, 1–2 кПа, повреждаются оконные стекла и наблюдаются такие травмы у людей, как порезы, ушибы, переломы, сотрясения мозга, нарушение слуха (Ророва и др., 2013; Kartashova и др., 2018). Значительное количество людей после прихода ударной волны попадает в панику или приходит в состояние стресса (Kartashova и др., 2018).

В работе (Artemieva, Shuvalov, 2019) моделировалось падение космических тел на Землю в широком диапазоне их параметров и рассчитывалось распространение ударных волн в атмосфере Земли на большие расстояния. На основании этих расчетов были предложены аппроксимационные формулы (Глазачев и др., 2021), которые реализованы в онлайн-калькуляторе “ImpactEffects” (<http://AsteroidHazard.pro>). Для заданных размера астероида, его плотности, скорости и угла входа в атмосферу калькулятор позволяет определить избыточное давление для заданных точек на поверхности Земли. По этим данным мы вычислили площадь поверхности S , где избыточное давление в воздушной ударной волне после падения астероида выше определенного значения ΔP .

Для оценки астероидной опасности введем эффективность ударного воздействия ϵ_s , а именно отношение квадратного корня из площади поверхности S , где ΔP выше определенного предела, к диаметру астероида D . На рис. 1 показаны зависимости эффективности воздействия для $\Delta P > 1, 5$ и 20 кПа от D . Предполагается, что астероид с плотностью 3000 кг/м³ входит в атмосферу со скоростью 20 км/с под углами $\alpha = 90^\circ$ (вертикально), 45° и 15° . Видно, что эффективности ударного воздействия в широком диапазоне размеров астероида, от 20 до 500 м, изменяются не сильно — не более чем в 1.5 раза при углах входа $\alpha = 90^\circ$ и 45° и в 2 раза при $\alpha = 15^\circ$. Наибольшая эффективность оказывается у тел с диаметрами 50–150 м, а при ударах под очень острыми углами, $\alpha = 15^\circ$, наоборот, у тел с размерами ~ 300 м.

Поведение эффективности ϵ_s в зависимости от D качественно объяснимо. При торможении от-

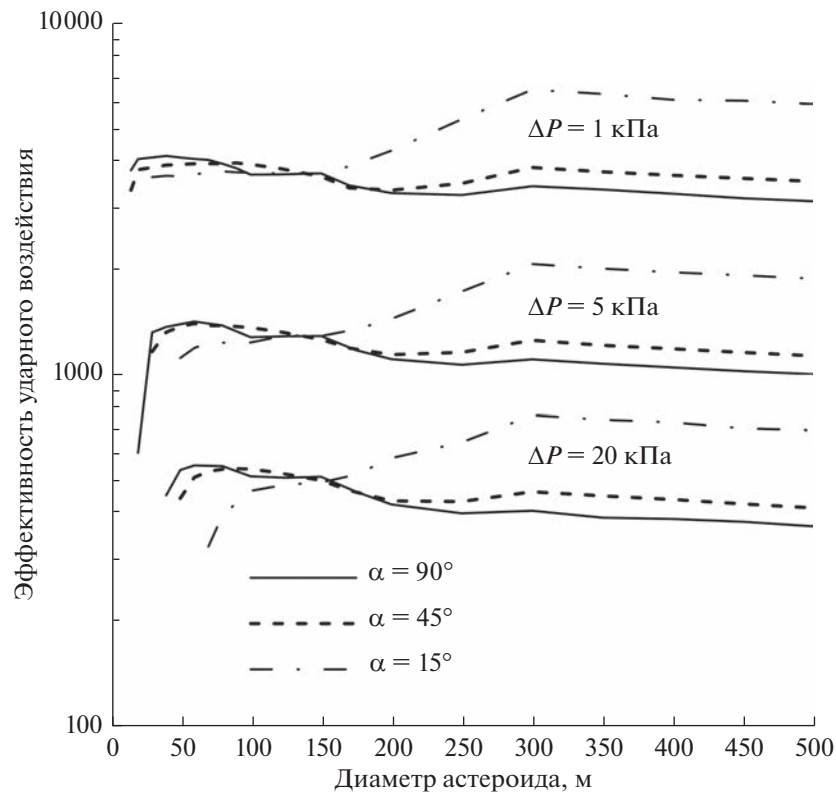


Рис. 1. Эффективности ударного воздействия в зависимости от диаметра астероида, входящего в атмосферу со скоростью 20 км/с под углом α к поверхности Земли, для трех предельных избыточных давлений ΔP . Вычисления проведены с помощью онлайн-калькулятора.

носителю небольшого астероида на значительной высоте давление в ударной волне, когда она приходит на поверхность, не достигает заданного значения. Это происходит в нашем случае, когда диаметр астероида составляет 20–30 м. При торможении астероидов вблизи поверхности (для D до 80 и 100 м при $\alpha = 90^\circ$ и 45°) эффективность ударного воздействия была бы в однородной атмосфере примерно постоянной. Действительно, при взрыве в однородной атмосфере расстояние, на котором достигается определенное давление в ударной волне, ΔP , пропорционально кубическому корню из энергии взрыва или, в нашем случае, диаметру астероида (Зельдович, Райзер, 1966; Садовский, 1952), т.е. рассматриваемая нами эффективность воздействия взрыва слабо зависит от его энергии. Но при увеличении диаметра астероида ударная волна вследствие неоднородности атмосферы ускоряется вверх, куда уходит часть энергии. При еще больших диаметрах астероид ударяет по поверхности, и энергия идет на ударную волну в грунте и выброс породы из кратера. Поэтому эффективность воздействия с ростом D уменьшается.

При ударах под острыми углами, в нашем случае $\alpha = 15^\circ$, астероид большего размера, до 300 м, создает при торможении в атмосфере ударную

волну вытянутой, приближенно цилиндрической, формы, что приводит к увеличению площади воздействия ударной волны по сравнению с компактным выделением энергии.

ВЫБРОСЫ ИЗ КРАТЕРА И СЕЙСМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Вследствие торможения в атмосфере удар по Земле и образование кратера происходят, начиная с определенного размера астероида. При ударах астероидов под углом 45° со скоростью 20 км/с образовывать кратер могут тела с размерами более 100 м, то есть довольно крупные тела, которые могут быть фрагментами раздробленного еще более крупного астероида. Выбросы из кратера могут быть очень опасны на относительно небольших расстояниях от кратера. Объем выбросов, которые падают на расстояниях от центра кратера больше r , уменьшается примерно как $1/r$, так что 75% выбросов падают на расстояниях от центра кратера, равном $4R_c$ (R_c – радиус кратера), а 90% – на расстоянии $10R_c$ (Мелощ, 1994). На таких расстояниях покров выбросов не является сплошным.

При диаметре астероида $D = 500$ м средняя толщина выбросов по приближенным формулам,

Характеристики эффективности воздействия ударов

D , км	D_{fc} , км	M	R_{VIII} , км	R_{VII} , км	ϵ_{VIII}	ϵ_{VII}	ϵ_{s20}	ϵ_{s5}	ϵ_{r1}	ϵ_{r2}
500	6.9	7.7	60	190	210	670	430	1150	800	1300
300	4.4	7.2	40	100	230	590	470	1270	515	1150
200	3.0	6.7	20	47	180	415	450	1160	530	1000
150	2.6	6.2	~10	30	110	350	510	1280	540	920
100	—	5.0	—	—	—	—	550	1380	550	840

Примечание: D — диаметр астероида, D_{fc} — диаметр кратера, M — магнитуда сейсмического события, R_{VIII} и R_{VII} — радиусы проявления землетрясения интенсивностью VIII и VII по шкале Меркалли, ϵ_{VIII} и ϵ_{VII} — соответствующие эффективности сейсмического воздействия, ϵ_{s20} и ϵ_{s5} — эффективности ударного воздействия при $\Delta P = 20$ и 5 кПа, ϵ_{r1} и ϵ_{r2} — эффективности радиационного воздействия путем зажигания древесины и легко воспламеняющихся материалов, соответственно. D_{fc} , M , R_{VIII} и R_{VII} взяты из онлайн-калькулятора.

вставленным в онлайн-калькулятор, составляет 2–3 см на расстоянии $r = 100$ км от центра кратера и около 20 см на расстоянии 50 км. Приняв это расстояние как границу области сильного поражения, можно получить, что эффективность воздействия выбросов ($\epsilon_e = \pi^{1/2}r/D$ в прежнем определении) равна 180. Это существенно меньше эффективности поражения ударной волной $\epsilon_s = 600$ при $\Delta P = 20$ кПа, когда разрушаются кирпичные стены с толщиной 24–36 см. При диаметре астероида $D = 300$ м средняя толщина выбросов около 20 см оказывается на расстоянии 30 км и эффективность ϵ_e также равна 180. Такой же остается ϵ_e и при ударе астероида с диаметром $D = 150$ м.

Падение астероида вызывает сейсмический эффект определенной магнитуды как при ударе астероида о поверхность, так и при торможении в атмосфере путем воздействия на поверхность ударной волны (Светцов и др., 2017; Хазинс и др., 2018). Площадь, охваченную сильными разрушениями, можно оценить по интенсивности проявления землетрясения на различных расстояниях от места падения, которое дается в онлайн-калькуляторе по шкале Меркалли. При интенсивности VIII наблюдаются разрушительные воздействия — значительные повреждения в обычных зданиях с частичным обрушением, полностью рушатся плохо построенные здания, фабричные трубы, башни, памятники, стены. При интенсивности VII значительные разрушения наблюдаются только в плохо построенных или плохо спроектированных зданиях. А при интенсивности VI, хотя она и ощущается всеми, трескаются штукатурка и кирпичная кладка, лопаются оконные стекла, но значительных повреждений не происходит.

Интенсивность VII достигается около кратера при увеличении диаметра астероида D до 110 м, когда магнитуда сейсмического возмущения достигает 5.7. При $D = 150$ м интенсивность VII достигается на расстоянии $r = 30$ км, где $\Delta P = 14$ кПа. При $D = 200$ м интенсивность VII достигается при $r = 47$ км, где $\Delta P = 10$ кПа. Эффективности сей-

смического воздействия ϵ_{VII} и ϵ_{VIII} при интенсивностях VII и VIII для D больше 100 м помещены в таблице, где приведены также эффективности поражения ударной волной ϵ_s для $\Delta P = 5$ кПа и $\Delta P = 20$ кПа. ϵ_{VII} существенно ниже ϵ_s для $\Delta P = 5$ кПа, а ϵ_{VIII} существенно ниже ϵ_s для $\Delta P = 20$ кПа. Таким образом, эффективность (или площадь) поражения выбросами из кратера и сейсмической волной ниже эффективности поражения воздушной ударной волной при сравнимой степени разрушений.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Тепловое излучение при ударе астероида может быть не менее опасно, чем воздействие ударной волны. Энергия излучения составляет определенную долю γ от энергии астероида, причем γ при ударах астероидов с диаметрами от 20 до 300 м под разными углами может изменяться в диапазоне от ~1 до 20% (Svetsov, Shuvalov, 2018; 2019). При мощных взрывах в атмосфере, сопоставимых по энергии с астероидами с диаметрами ~50 м, опасные значения поверхностной плотности энергии облучения E начинаются от ~10 Дж/см², когда возникают ожоги кожи. При E от 40 до 60 Дж/см² происходит обугливание древесины, загораются газеты, трава; при $E \sim 100$ Дж/см² загорается одежда из хлопка, черная резина (Glasstone, Dolan, 1977).

При взрывах в атмосфере энергия облучения поверхности пропорциональна излучаемой энергии $E_r \sim \gamma D^3$ (энергия астероида пропорциональна D^3) и в первом приближении обратно пропорциональна квадрату расстояния до облучаемого предмета r^2 . Поэтому, если определить эффективность облучения ϵ_r аналогично эффективности ударного воздействия как отношение квадратного корня из площади, где E превышает заданный уровень, к диаметру астероида, то $\epsilon_r \sim r/D \sim (E_r/E)^{1/2}/D \sim (\gamma/E)^{1/2}D^{1/2}$.

В действительности не только доля излучаемой энергии зависит от D , но также и опасная энергия облучения E . Чем больше энергия взры-

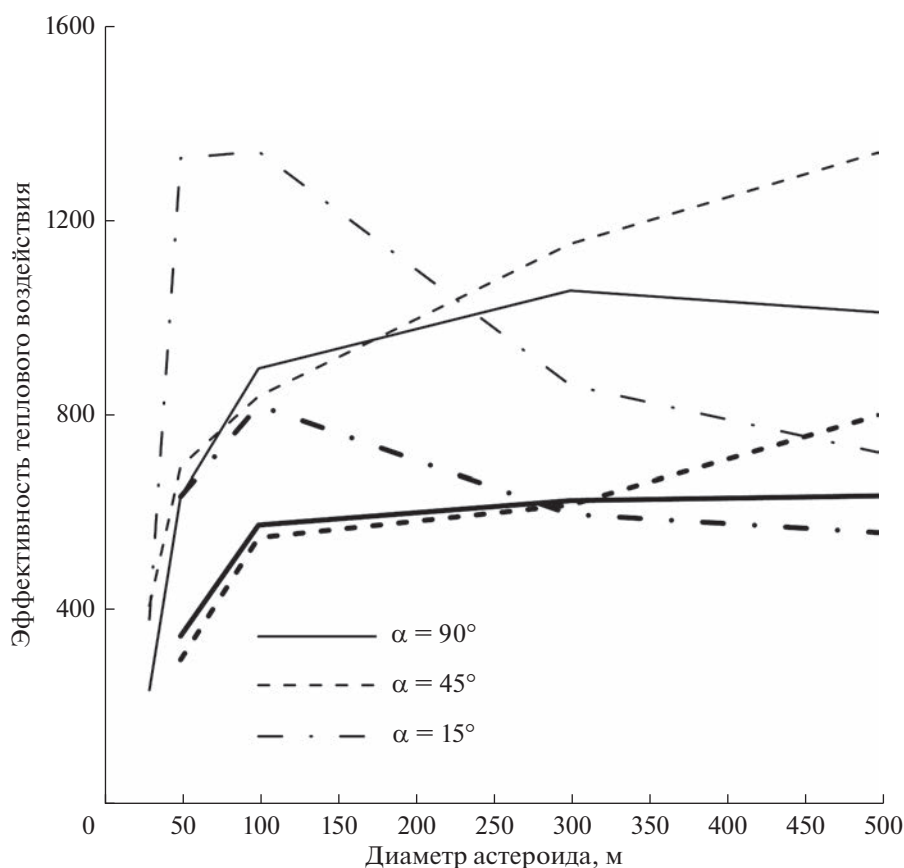


Рис. 2. Эффективности теплового воздействия в зависимости от диаметра астероида, входящего в атмосферу со скоростью 20 км/с под углом α к поверхности Земли. Более толстые линии соответствуют воздействию, когда загорается сухая древесина, более тонкие — когда поджигаются легко воспламеняющиеся материалы. Эффективности получены на основании результатов работ (Svetsov, Shuvalov, 2018; 2019).

ва, тем больше величина поверхностной плотности энергии облучения E , необходимая для достижения определенного теплового эффекта, например, для воспламенения того или иного материала (Glasstone, Dolan, 1977), поскольку с ростом энергии взрыва или диаметра астероида растет длительность теплового импульса. Но экспериментальных данных по E для энергий взрыва больше 20 Мт нет.

В работах (Svetsov, Shuvalov, 2018; 2019) путем математического моделирования падений тел и на основании теоретических оценок E были определены площади, где поджигаются наиболее легко воспламеняемые предметы (например, сухие листья, трава и сухая пористая лесная подстилка) и воспламеняется сухая древесина. Используя эти площади, можно определить эффективность теплового воздействия для достижения соответствующих эффектов. Эти эффективности приведены на рис. 2.

Для углов входа $\alpha = 90^\circ$ и 45° и $D > 100$ м эффективность теплового воздействия с поджиганием сухих листьев изменяется от 900 до 1300, что примерно соответствует эффективности ударного

воздействия для $\Delta P = 5$ кПа от 1000 до 1400, когда происходят значительные, но не катастрофические разрушения. Эффективность теплового воздействия с поджиганием сухой древесины изменяется от 600 до 800, что несколько выше эффективности ударного воздействия для $\Delta P = 20$ кПа от 400 до 550, когда рушатся кирпичные стены и происходит вывал деревьев. Таким образом, тепловое и ударное воздействие при этих α подвергают значительной опасности примерно одинаковые площади.

При уменьшении диаметров астероида ниже 100 м эффективность теплового воздействия падает, в отличие от ударного воздействия, которое усиливается. Для косых ударов $\alpha = 15^\circ$ наивысшая эффективность теплового воздействия достигается при $D \sim 100$ м, в то время как эффективность ударного воздействия наиболее высокая при $D = 300-500$ м.

ПАДЕНИЕ ОСКОЛКОВ АСТЕРОИДА

Если астероид разрушен недалеко от Земли (от 2500 км (Hupp и др., 2015) до ~ 0.01 а. е. (Kaplinger

и др., 2012; Syal и др., 2013)), то фрагменты могут разойтись на различные расстояния. Они могут войти в атмосферу как один объект, состоящий из осколков, летящих на небольшом расстоянии друг от друга. При большем интервале времени от разрушения до удара фрагменты могут войти в атмосферу независимо друг от друга, но под одним углом. А при еще большем времени фрагменты могут быть рассеяны по большой площади и войти в атмосферу в разных местах под разными углами.

Рассмотрим случай, когда осколки входят под одним углом. Суммарная область поражения всеми фрагментами составляет

$$S_f = \sum_{i=0}^n S_i = \sum_{i=0}^n (\epsilon_i D_i)^2 = S \sum_{i=0}^n (\epsilon_i D_i / \epsilon_s D)^2, \quad (1)$$

где суммирование ведется по всем фрагментам, S_i — площадь поражения i -м фрагментом, ϵ_i — эффективность ударного воздействия и D_i — диаметр i -го фрагмента, ϵ_s — эффективность и S — площадь поражения при ударе целого астероида. Пусть фрагменты имеют одинаковый размер D_i и их число равно n . Тогда $S_f = n S_i = n (\epsilon_i D_i)^2$. Поскольку $D_i = D/n^{1/3}$, где D — диаметр астероида, то $S_f = (\epsilon_i / \epsilon_s)^2 S n^{1/3}$.

Допустим, что астероид диаметром 500 м, входящий под углом $\alpha = 45^\circ$ ($\epsilon_s = 1150$, $S = 330 \times 10^3 \text{ км}^2$ при $\Delta P > 5 \text{ кПа}$), разрушен на 1000 одинаковых фрагментов размером 50 м ($\epsilon_i = 1400$, $S_i = 4.9 \times 10^3 \text{ км}^2$). Тогда при ударе фрагментов суммарная площадь поражения увеличится в 15 раз по сравнению с ударом целого астероида и составит $5 \times 10^6 \text{ км}^2$. Область более сильного поражения с $\Delta P > 20 \text{ кПа}$ увеличится в 11 раз. Аналогично и при вертикальном входе под углом $\alpha = 90^\circ$ области поражения ударной волной увеличатся в 19 и 21 раз для $\Delta P > 5 \text{ кПа}$ и $\Delta P > 20 \text{ кПа}$ соответственно. Увеличение зоны поражения за счет относительно небольших фрагментов столь значительно, что если пятидесятиметровых фрагментов не 1000, а 50–100 (и они составляют 5–10% от массы астероида), то все равно произойдет некоторое увеличение площади поражения. Это касается и случая, когда после разрушения 90–95% массы астероида уходит со столкновительных орбит с Землей, но оставшиеся 5–10% состоят из фрагментов с размерами 50 м или больше, — при ударах по суше суммарная площадь поражения не уменьшится.

При ударе астероида диаметром $D = 50 \text{ м}$ под острым углом $\alpha = 15^\circ$ избыточное давление ΔP не достигает величины 20 кПа. Эффективность поражения с избыточным давлением $\Delta P > 5 \text{ кПа}$ также значительно меньше, чем при $D = 500 \text{ м}$, но суммарная площадь поражения фрагментами

размером 50 м в 3.5 раза больше, чем при ударе тела 500 м за счет большого числа фрагментов.

Если астероид диаметром 300 м разрушен на осколки размером 50 м численностью 216, то также происходит увеличение площади поражения в 5.5–7 раз при $\alpha = 45^\circ$, в 9.5–10 раз при $\alpha = 90^\circ$ и в 1.7 раза при $\alpha = 15^\circ$ и $\Delta P > 5 \text{ кПа}$. Увеличение площади поражения в 1.5–2 раза происходит и при дроблении стометрового астероида на фрагменты с размерами 50 м. Уменьшения площади поражения при дроблении астероида на одинаковые фрагменты можно добиться в большинстве случаев, если размеры фрагментов будут меньше 30 м. Но в отдельных случаях и при дроблении на осколки с размерами 20 м происходит увеличение площади, если взять предельное значение ΔP меньше или равным 5 кПа. Так при дроблении вертикально падающего астероида с диаметром 300 м на ~3000 осколков с размерами 20 м площадь поражения с избыточным давлением $\Delta P > 5 \text{ кПа}$ увеличивается в 5 раз.

Если астероид раздроблен на фрагменты разного размера, что более вероятно, чем дробление на одинаковые осколки, то для уменьшения суммарного ударного воздействия массовая доля относительно безопасных осколков с размерами меньше 20–30 м должна быть большой. Предположим, что распределение осколков по размерам подчиняется степенному закону, и запишем кумулятивный закон распределения в виде (Sanchez и др., 2008)

$$N(>m) = (m_{\max}/m)^b = (d_{\max}/d)^{3b}, \quad (2)$$

$$b = 1/(1+f),$$

$$f = m_{\max}/M = (d_{\max}/D)^3,$$

где $m_{\max}$ — масса самого большого фрагмента, $d_{\max}$ — его диаметр, f — фрагментационное отношение, а M — масса астероида. Число фрагментов в интервале диаметров от d_1 до d_2 равно

$$N(d_1 < d < d_2) = (d_{\max}/d_1)^{3b} - (d_{\max}/d_2)^{3b}. \quad (3)$$

На рис. 3 показаны числа фрагментов в выделенных интервалах при разрушении астероида диаметром 500 м при различных f . Зная эффективность ударного воздействия в интервалах, можно приближенно вычислить суммарную площадь воздействия S_f . Для области $\Delta P > 20 \text{ кПа}$ она оказывается в 4 раза больше площади поражения целого астероида S при $f = 0.5$ и в 1.1 раза больше при $f = 0.03$. Лишь при $f = 0.02$ S_f становится меньше S . При разрушении астероида с диаметром 300 м область поражения становится меньше S при $f = 0.06$. Такие же критические значения f получаются и для области $\Delta P > 5 \text{ кПа}$. Для того, чтобы лишь ненамного снизить площадь поражения, нужно раздробить астероид до состояния, когда размер максимального фрагмента будет 0.3–0.4

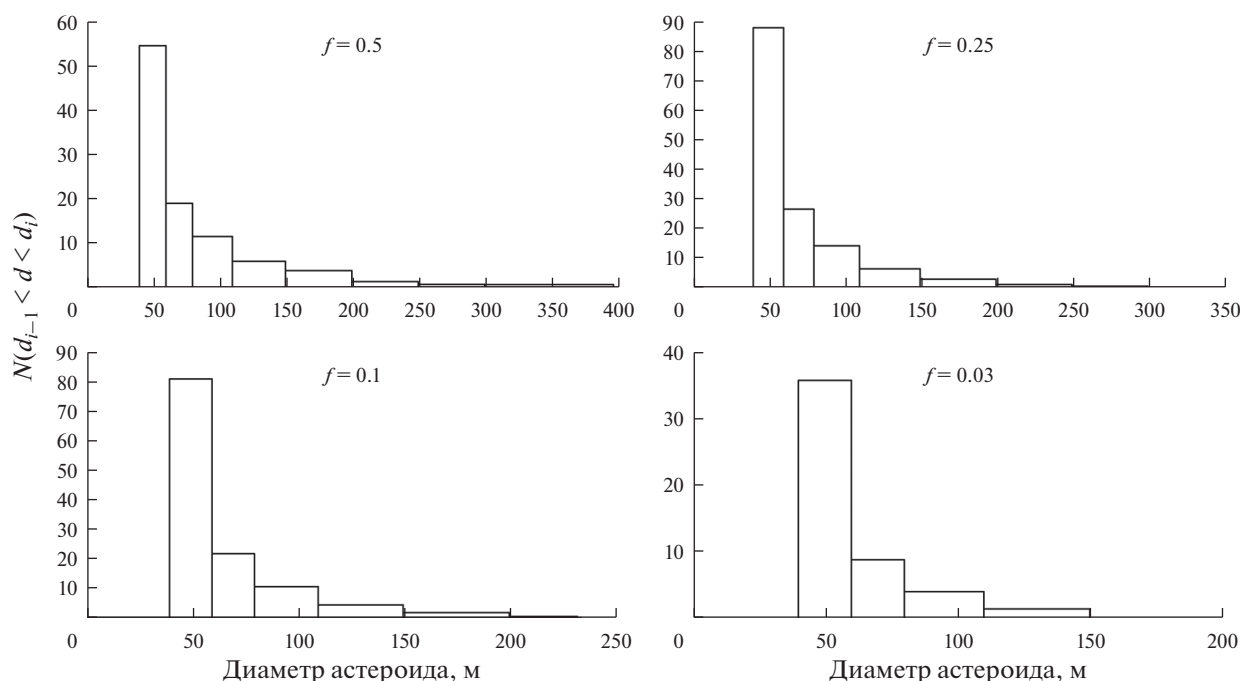


Рис. 3. Распределение фрагментов по размерам при дроблении астероида с диаметром 500 м по степенному закону для нескольких значений фрагментационного отношения f : 0.5, 0.25, 0.1 и 0.03. По вертикальной оси отложены количества фрагментов в отмеченных на горизонтальной оси интервалах диаметров фрагментов переменной ширины.

от размера астероида, при этом масса всех фрагментов с диаметрами менее 40 м составляет больше 90% от массы астероида. Таким образом, и при разрушении астероида с распределением размеров фрагментов по степенному закону для уменьшения опасности нужно раздробить его на очень мелкие по сравнению с размером астероида осколки.

Эффективность сейсмического воздействия существенна при диаметрах астероидов больше 100 м. Поэтому область поражения можно снизить при дроблении на более крупные осколки, чем необходимо для уменьшения разрушений ударной волной. Но площадь разрушений ударной волной больше площади сопоставимых разрушений сейсмической волной, и поэтому при оценке опасности в первую очередь следует рассматривать воздействие ударной волны, а не сейсмический эффект. Аналогичный вывод можно сделать и по поводу поражения выбросами из кратера.

Эффективность теплового воздействия при не очень острых углах входа падает при уменьшении диаметра тела до 100 м и меньше. Поэтому площадь поражения по сравнению с ударом целого астероида становится меньше при больших f . Так для $\alpha = 45^\circ$ это происходит при $f < 0.15$ для зоны воспламенения сухих листьев и $f < 0.18$ — сухой древесины, если $D = 500$ м. Если $D = 300$ м, то соответствующее условие $f < 0.2$. Но так как при та-

ких f зона поражения ударной волной велика, то с целью уменьшения угрозы нужно ориентироваться на опасность механического воздействия. К тому же воспламенение зависит от большего числа факторов, таких как климат, погода, влажность.

Если осколки астероида не успевают разойтись на такое расстояние, что их удары можно считать независимыми друг от друга, то необходимо рассмотреть падение роя фрагментов. В некотором приближении можно определить последствия падения тела, равного астероиду по массе, но пониженной плотности. Тела с плотностью $\rho = 500$ кг/м³, массы которых равны массам астероидов с $\rho = 3000$ кг/м³, имеют размеры в $6^{1/3}$ раз больше D . Объем пустот составляет 5/6 (83%) объема роя. Как показывают вычисления площади поражения, основанные на онлайн-калькуляторе, понижение плотности астероида при фиксированной массе приводит к увеличению эффективности ударного воздействия астероида в 1.4–1.5 раза, если $D = 500$ и 300 м, и в 1.1–1.3 раза, если $D = 100$ м. То есть рой фрагментов производит, вероятно, более сильное воздействие.

Если фрагменты расходятся на столь большое расстояние, что входят в атмосферу под разными углами, то и в этом случае необходимо, чтобы астероид был раздроблен на мелкие осколки. Но надо учитывать, что в этом случае часть фрагмен-

тов может упасть в ненаселенную местность или океан, что снизит ущерб.

Если известно, что астероид будет падать в океан, то с точки зрения уменьшения опасности цунами целесообразно раздробить его на фрагменты с размерами менее 100 м, которые будут тормозиться в атмосфере. Они могут создать опасность цунами для прибрежных районов только в случае падения вблизи берега, но в этом случае более серьезная опасность исходит не от цунами, а от воздушной волны (Berger, Goodman, 2018). Считается, что и удары астероидов с размерами менее 250 м вдали от побережья не создают угрозы для людей и инфраструктуры (Morrison, Venkatapathy, 2017). Астероиды с размерами 300–500 м при падении в тысяче километров от берега, когда воздушная ударная волна и тепловое излучение не опасны для объектов на суше, могут генерировать волну цунами, представляющую опасность для побережья (Chesley, Ward, 2006), но при этом предупреждение и эвакуация могут быть менее затратными, чем космическая миссия для отклонения или разрушения астероида (Gisler и др., 2011).

Моделирование образования и распространения цунами методами гидродинамики показывает, что только около 1% энергии астероида переходит в волну цунами (Robertson, Gisler, 2019). В этой работе утверждается, что при ударе астероидов с диаметрами 100–500 м в глубоководную часть океана вдали от шельфа волна существенно затухает и не представляет значительной опасности для всего побережья. Но вследствие сложностей моделирования многое остается неясным, например, насколько велика опасность, когда глубина кратера в воде составляет значительную долю от глубины океана, что важно при ударе тел с размерами ~500 м. Поэтому вопрос о том, насколько большим должен быть астероид, чтобы произвести опасное цунами, пока остается открытым. По-видимому, дробление 500-метрового астероида на фрагменты с размерами менее ~250 м существенно снизит опасность, если эти фрагменты упадут вдалеке от шельфа.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Мы оценили воздействие нескольких опасных факторов при падении на сушу астероидов с плотностью 3000 кг/м³ и со скоростью 20 км/с. На расстояниях в десятки и сотни километров от места падения тел с диаметрами 150–500 м действие ударной волны, теплового излучения и сейсмических волн приводит к колоссальным разрушениям, что делает необходимым развитие средств уменьшения угрозы. Наибольшую площадь разрушений создает воздушная ударная волна. Дробление опасного астероида очень близко от Земли, когда астероид входит в атмосферу как компакт-

ный рой фрагментов, не снижает ущерба. Если после дробления на более удаленном расстоянии фрагменты входят в атмосферу и воздействуют на объекты Земли независимо друг от друга, то уменьшения ущерба в общем случае можно добиться, если основную массу фрагментов составляют тела с размерами менее ~30 м, которые не представляют катастрофической опасности. В противном случае суммарная площадь поражения лишь увеличивается. Это же касается и дробления астероида на еще более удаленном расстоянии от Земли, когда часть фрагментов все-таки не сходит со столкновительных орбит. Если эти фрагменты крупнее ~30 м и масса этих фрагментов не очень мала, то это не уменьшает опасности.

Изменение скорости астероида, его плотности, пористости и структуры кардинально не затронет выводов, но могут измениться критические значения размеров фрагментов, падение которых не представляет существенной опасности. Реальные ситуации могут быть довольно разнообразны. Астероид может упасть в ненаселенной местности или, наоборот, фрагменты астероида, падение которого прогнозировалось в районе с высокой плотностью населения, могут упасть в необитаемые районы или океан. Эвакуация может быть менее затратной или, наоборот, практически невозможна. С помощью онлайн-калькулятора можно достаточно быстро оценивать последствия падений разрушенных тел в конкретных случаях.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания ИДГ РАН (рег. № 122032900176–3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акимов В.А., Глазачев Д.О., Емельяненко В.В., Краминцев А.П., Нароенков С.А., Овсяник А.И., Попова О.П., Пучков В.А., Рыхлова Л.В., Савельев М.И., Светцов В.В., Трубецкая И.А., Шувалов В.В., Шугаров А.С., Шустов Б.М. Астероидно-кометная опасность: стратегия противодействия. М.: ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ), 2015. 272 с.
- Аристова Е.Ю. и 39 соавторов. Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды // ЖЭТФ. 2018. Т. 153. С. 157–172.
- Глазачев Д.О., Попова О.П., Подобная Е.Д., Артемьева Н.А., Шувалов В.В., Светцов В.В. Эффекты ударной волны, генерируемой при падении космических тел размером от 20 м до 3 км // Физика Земли. 2021. № 5. С. 133–145.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994. 336 с.
- Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований // Физика взрыва. АН СССР. № 1. 1952. С. 20–110.

- Светцов В.В., Артемьева Н.А., Шувалов В.В. Сейсмическая эффективность метеорных взрывов // Докл. Акад. наук. 2017. Т. 475. № 5. С. 576–579.
- Хазинс В.М., Шувалов В.В., Светцов В.В. Сейсмическая эффективность ударов космических тел // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 6. С. 566–576. (Khazins V.M., Shuvalov V.V., Svetsov V.V. The seismic efficiency of space body impacts // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 6. P. 547–556.)
- Artemieva N., Shuvalov V. Atmospheric shock waves after impacts of cosmic bodies up to 1000 m in diameter // Meteoritics and Planet. Sci. 2019. V. 54. № 3. P. 592–608.
- Berger M., Goodman J. Airburst-generated tsunami // Pure and Appl. Geophysics. 2018. V. 175. P. 1525–1543.
- Brown P.G. and 32 co-authors. A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // Nature. 2013. V. 503. P. 238–241.
- Chesley S.R., Ward S.N. A quantitative assessment of the human and economic hazard from impact-generated tsunami // Natural Hazards. 2006. V. 38. P. 355–374.
- Gisler G., Weaver R., Gittings M. Calculations of asteroid impact into deep and shallow water // Pure and Appl. Geophysics. 2011. V. 168. P. 1187–1198.
- Glasstone S., Dolan P.J. The effects of nuclear weapons. Washington, DC: U.S. Dep. Defense, Dep. Energy, 1977. 653 p.
- Horan L.S. IV, Holland D.E., Syal M.B., Bevins J.E., Wasem J.V. Impact of neutron energy on asteroid deflection performance // Acta Astronautica. 2021. V. 183. P. 29–42.
- Hupp R., DeWald S., Wie B., Barbee B.W. Suborbital intercept and fragmentation of an asteroid with very short warning time scenario // 4th IAA Planetary Defense Conf. 2015. IAA-PDC-15-03-09.
- Hussein A., Rozenheck O., Utrilla C.M.E. From detection to deflection: Mitigation techniques for hidden global threats of natural space objects with short warning time // Acta Astronautica. 2016. V. 126. P. 488–496.
- Kaplinger B., Wie B., Dearborn D. Earth-impact modeling and analysis of a near-Earth object fragmented and dispersed by nuclear subsurface explosions // J. Astronautical Sci. 2012. V. 59. P. 103–121.
- Kartashova A.P., Popova O.P., Glazachev D.O., Jenniskens P., Emel'yanenko V.V., Podobnaya E.D., Skripnik A.Ya. Study of injuries from the Chelyabinsk airburst event // Planet. and Space Sci. 2018. V. 160. P. 107–114.
- King P.K., Syal M.B., Dearborn D.S.P., Managan R., Owen J.M., Raskin C. Late-time small body disruptions for planetary defense // Acta Astronautica. 2021. V. 188. P. 367–386.
- Lubin P. PI – Thermal planetary defense // Eprint arXiv:2110.07559. 2021.
<https://arxiv.org/abs/2110.07559>.
- Mannan S., Lees F.P. Lee's loss prevention in the process industries. V. 1: Hazard identification, assessment, and control. Amsterdam: Elsevier, 2005. id. 8 (79 p.)
- Morrison D., Venkatapathy E. Asteroid generated tsunami: Summary of NASA/NOAA workshop. 2017. NASA/Technical Memorandum (NASA/TM-219463).
- Morrison D. Overview of active planetary defense methods: Global collaboration for defending Earth from asteroids and comets // Planetary Defense, Space and Society. Springer Nature Switzerland, 2019. P. 113–121.
- Perna D., Barucci M.A., Fulchignoni M. The near-Earth objects and their potential threat to our planet // Astron. and Astrophys. Rev. 2013. V. 21. id. 65 (28 p.).
- Popova O.P. and 59 co-authors. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Science. 2013. V. 342. P. 1069–1073.
- Robertson D.K., Gisler G.R. Near and far-field hazards of asteroid impacts in oceans // Acta Astronautica. 2019. V. 156. P. 262–277.
- Sanchez J.P., Vasile M., Radice G. On the consequences of a fragmentation due to a NEO mitigation strategy // 59th Int. Astronautical Congress IAC 2008. IAC-08-C1.3.10.
- Svetsov V.V., Shuvalov V.V. Thermal radiation and luminous efficiency of superbolides // Earth and Planet. Sci. Lett. 2018. V. 503. P. 10–16.
- Svetsov V.V., Shuvalov V.V. Thermal radiation from impact plumes // Meteoritics and Planet. Sci. 2019. V. 54. № 1. P. 126–141.
- Syal M.B., Dearborn D.S.P., Schultz P.H. Limits on the use of nuclear explosives for asteroid deflection // Acta Astronautica. 2013. V. 90. P. 103–111.

УДК 520.644.07

НОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР ULTIMAN ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. О. Л. Вайсберг^a, *, С. Д. Шувалов^a

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*E-mail: olegv@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 07.10.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 04.01.2023 г.

Измерение распределения скоростей ионов является одной из основных целей исследований космической плазмы. Существует множество ионных и электронных спектрометров (см., например, Wüest и др., 2007; Young и др., 2007; Zurbuchen, Gershman, 2016; Vaisberg и др., 2016). Наиболее часто используемым ионным спектрометром является анализатор top-hat (Carlson др., 1983), состоящий из тороидального электростатического анализатора, электростатического сканера и времяпролетной секции с тонкой фольгой в качестве пускового элемента и предварительного ускорения ионов. В данной работе описывается новый энерго-масс анализатор с электростатическим сканером, обеспечивающим полусферическое поле зрения с малой абберацией, с тороидальным электростатическим анализатором и с времяпролетным синхронизатором с электрическим затвором. Он обеспечивает желаемое сканирование полусферы, широкий диапазон энергий и разрешение по массе, обеспечивающее решение большинство задач в области космических исследований. Он может обеспечить детальные измерения распределения ионных частиц по скоростям без значительных промежутков для получения структуры потока горячей плазмы. С помощью простых электрооптических элементов этот анализатор может быть легко модифицирован для многих целей исследований плазмы.

Ключевые слова: анализатор заряженных частиц, энерго-масс спектрометр, анализатор космической плазмы

DOI: 10.31857/S0320930X23030106, EDN: BSBYME

ВВЕДЕНИЕ

Измерения космической плазмы являются важным инструментом исследований Солнечной системы, включая солнечный ветер, его взаимодействие с планетами и другими телами Солнечной системы, планетарные магнитосферы и их потери и т.д. Наиболее часто используемым прибором для измерений горячей плазмы в космосе является ионный спектрометр top-hat (Carlson и др., 1983) с обзором полусферы и скромным разрешением по массе. Одним из преимуществ этого инструмента является его многолетнее наследие, которое побуждает космические агентства оказывать поддержку командам, использующим этот прибор.

Для некоторых космических проектов требуется разрабатывать специализированный анализатор плазмы. К таким примерам можно привести (1) ионный спектрометр PLASTIC для проекта STEREO, который измеряет спектры ионов с

помощью трех методов: электростатического анализа, анализа времени пролета и полной энергии (Galvin и др., 2008); (2) набор из восьми сравнительно простых анализаторов на быстро вращающихся космических аппаратах в проекте MMS для измерения распределения скоростей ионов и электронов с чрезвычайно высоким временным разрешением (Pollock, 2016); (3) энерго-масс анализатор с полем зрения 2π , обеспечивающий одномоментное измерение сечения потока ионов с конкретным отношением энергии на заряд E/q в полушарии и последовательным сканированием по отношению E/q (Vaisberg и др., 2016).

ОПИСАНИЕ

Схема нового энерго-масс анализатора показана на рис. 1. Это поперечное сечение цилиндрической модели SIMION (Manura, Dahl, 2008), включающей многоэлектродный угловой сканер 1, входное окно 2 с запорным электродом 3, торои-

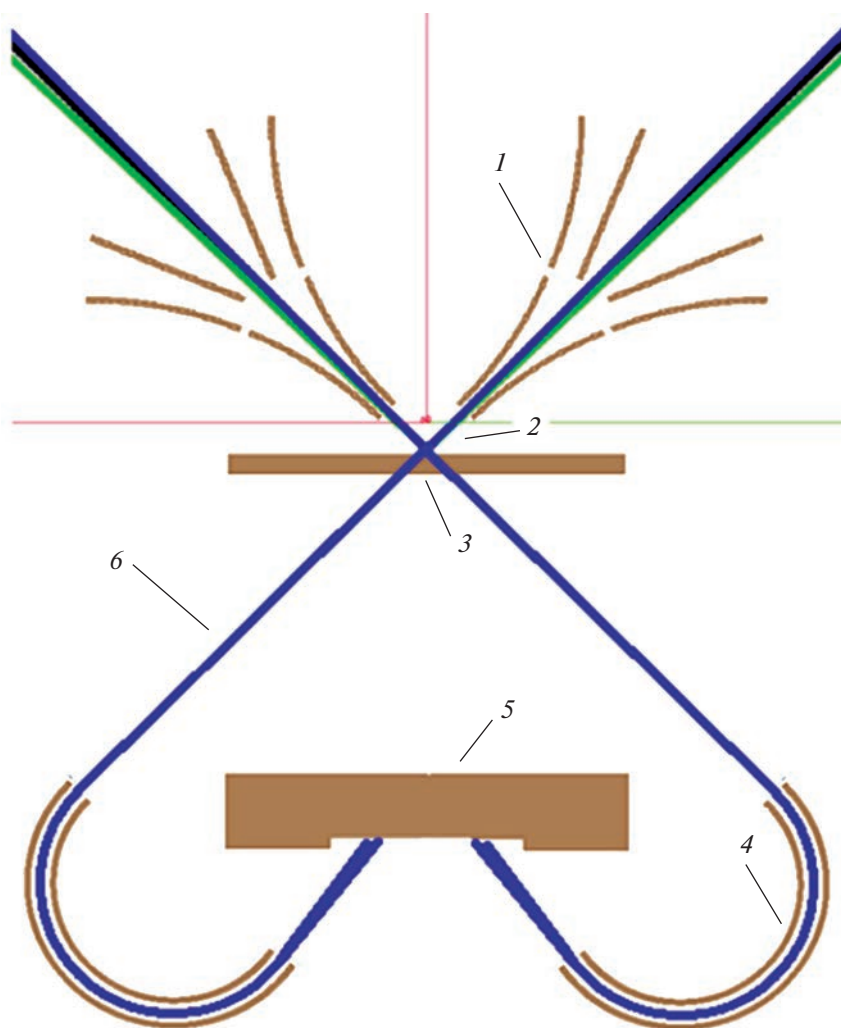


Рис. 1. Модель анализатора с использованием модели SIMION. 1 – угловой сканнер, 2 – входное коническое окно с коническим электродом 3, 4 – тороидальный анализатор, 5 – микроканальный детектор, 6 – траектории проходящих ионов.

дальный электростатический анализатор 4, микроканальный детектор 5 и траектории ионов 6. Траектории показаны для конуса обзора 45° , когда потенциалы на электродах сканера равны 0. Показанный пучок состоит из ионов, покрывающих все скоростное пространство анализатора. Параметры модели соответствуют микроканальному детектору (MCP) с диаметром чувствительной области 27 мм.

Входом анализатора является коническое отверстие 2 с конусом 3. Этот конус является элементом входного отверстия, определяющего ионный пучок, который поступает в электростатический анализатор. В режиме массового анализа конус находится под потенциалом, который направляет ионы во вход в тороидальный электростатический анализатор (ESA). Выбранный импульс на конусе генерирует короткий ионный пучок для времяпролетного режима анализатора.

Ионный пучок 6 поступает в тороидальный анализатор 4, который выбирает ионы с энергией на заряд, E/q , определяемый геометрией анализатора и потенциалами, приложенными к его электродам. Выбранные ионы подсчитываются детектором MCP 5. Сканирующая система 1 выбирает угол конуса ионов, выбранный анализатором. Изменение напряжений, подаваемых на электроды сканера, позволяет анализировать поток ионов внутри полусферы (рис. 2).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ

Для определения физических параметров энерго-масс анализатора было проведено компьютерное моделирование с ионами, запускае-

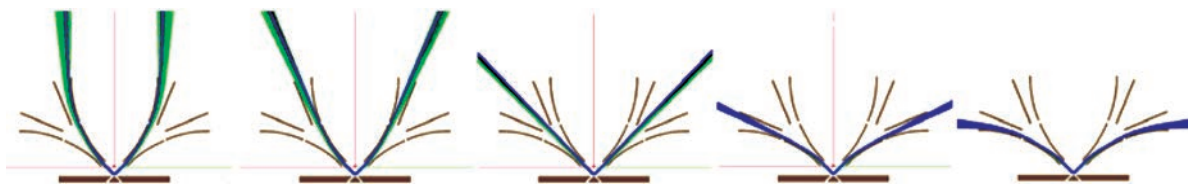


Рис. 2. Работа сканирующей системы, обеспечивающей обзор полусферы.

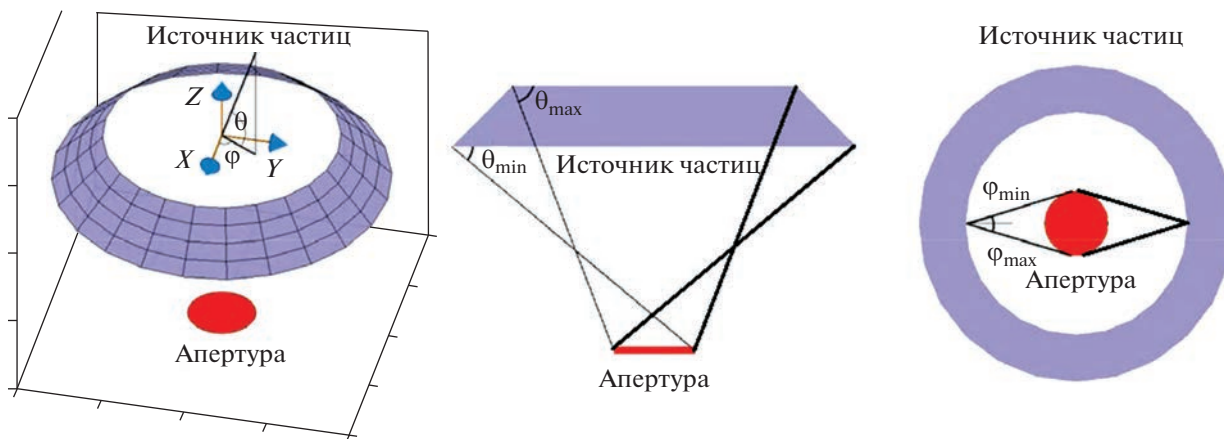


Рис. 3. Начальные условия для генерируемых частиц. Размеры не подлежат масштабированию.

мыми с поверхности на некотором расстоянии выше по потоку от апертуры прибора, показанной на рис. 3. Эта поверхность представляла собой усеченный конус (рис. 3). Энергия, начальная скорость и направление движения частиц имели случайные равномерные распределения по диапазонам $\Delta E = E_{\max} - E_{\min}$, $\Delta\theta = \theta_{\max} - \theta_{\min}$, $\Delta\varphi = \varphi_{\max} - \varphi_{\min}$, где E — энергия, θ — полярный угол и φ — азимут. Значения $E_{\max}$, $E_{\min}$, $\theta_{\max}$, $\theta_{\min}$, $\varphi_{\max}$, $\varphi_{\min}$ были созданы, чтобы покрыть всю энергию и угловой диапазон частот прибора. Обратите внимание, что поверхность, на которой образуются частицы, а также значения $\theta_{\max}$ и $\theta_{\min}$ уникальны для каждого состояния отклонения электростатического сканера.

Моделирование было выполнено для состояния отклонения электростатического сканера на 45° , когда на отклоняющих электродах были нулевые потенциалы. Параметры моделирования: $E_{\min} = 980$ эВ, $E_{\max} = 1110$ эВ, $\theta_{\min} = 43^\circ$, $\theta_{\max} = 47^\circ$, $\Delta\varphi = 6^\circ$. Количество сгенерированных частиц $N_{\text{in}} = 2 \times 10^6$ было установлено достаточным для того, чтобы ошибка моделирования составляла менее 0.05%.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Распределение энергии $C = 54459$ ионов, достигших детектора, показано на рис. 4. Полная

ширина распределения при половинном максимуме составляет $\Delta E = 62$ эВ, что для максимального положения пика $E = 1038$ эВ дает энергетическое разрешение, очень близкое 6%.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОР

Уравнение для геометрического коэффициента для одиночной энергии и угловой ячейки (без учета негеометрических эффектов, таких как эффективность обнаружения и прозрачность сеток) выглядит следующим образом:

$$CF = S \Omega \frac{C}{N_{\text{in}}} \frac{\Delta E}{E},$$

где GF — геометрический фактор прибора, S — площадь поверхности, через которую проходят частицы, а Ω — телесный угол, наблюдаемый из апертуры прибора, и отношение $\frac{\Delta E}{E}$ — конкретное соотношение, учитывающее полосу пропускания анализатора.

Для $\theta = 45^\circ$, выбранная поверхность для генерации частиц составляет 83 см^2 . Это приводит к величине

$$S \Omega = S \int_{0^\circ}^{6^\circ} \int_{43^\circ}^{47^\circ} \sin \theta d\theta d\varphi \approx 0.429 \text{ cm}^2 \text{ ster.}$$

В приведенной модели

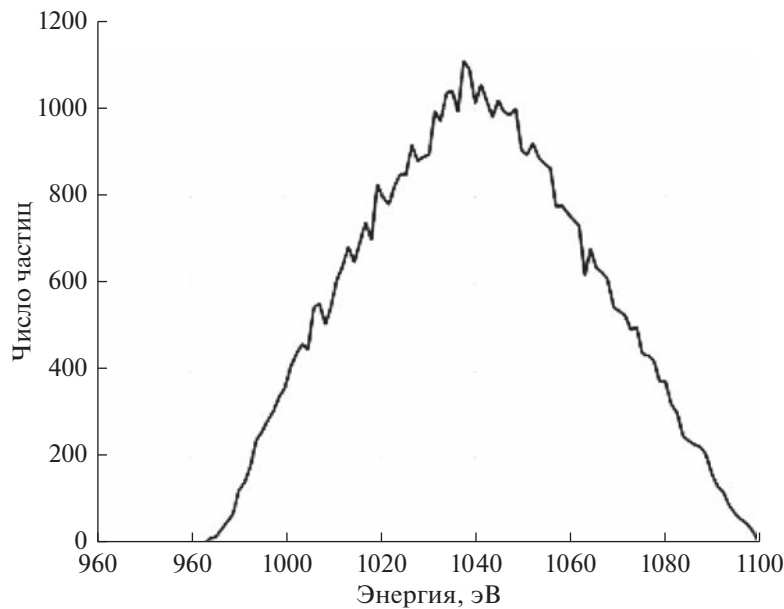


Рис. 4. Профиль энергетической полосы прибора.

$$\frac{C}{N_{in}} = 2.72 \times 10^{-2}$$

и

$$\frac{\Delta E}{E} = 6\%.$$

Для анализатора мы получаем:

$$GF = 6.73 \times 10^{-4} \frac{\text{cm}^2 \text{ step eV}}{\text{eV}}.$$

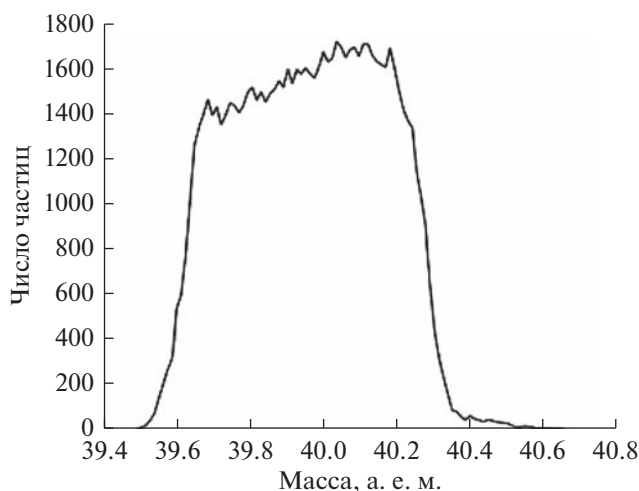


Рис. 5. Гистограмма TOF части частиц с массой 40 а. е. м., которые достигли детектора. Шкала времени преобразуется в шкалу массы.

МАССОВОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Чтобы оценить массовое разрешение прибора на основе компьютерного моделирования, пучок частиц с массой 40 а. е. м. был запущен из затвора в направлении детектора. Начальная энергия и направление частиц были равномерно распределены в диапазонах, достаточно широких, чтобы охватить всю полосу пропускания прибора. Время полета (TOF) t каждой частицы, достигшей детектора, регистрировалось в момент ее достижения модельного детектора. Затем была построена гистограмма зарегистрированного времени полета частиц (см. рис. 5), где шкала времени была преобразована в шкалу массы в соответствии с правилом $m = kt^2$, где m — масса частицы, а k — экспериментально рассчитанный коэффициент. Результирующее разрешение по массе составляет $m/\Delta m \approx 57$, где Δm — полная ширина в половине максимума пика на рис. 5.

ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОПИСАННОГО ПРИБОРА

Рассмотренный анализатор ионов может быть использован для исследования солнечного ветра и внешних плазменных оболочек объектов Солнечной системы. С учетом ограничения полезной нагрузки исследовательских аппаратов такой прибор будет иметь небольшую массу, что требует высокой точности в изготовлении элементов электронной оптики.

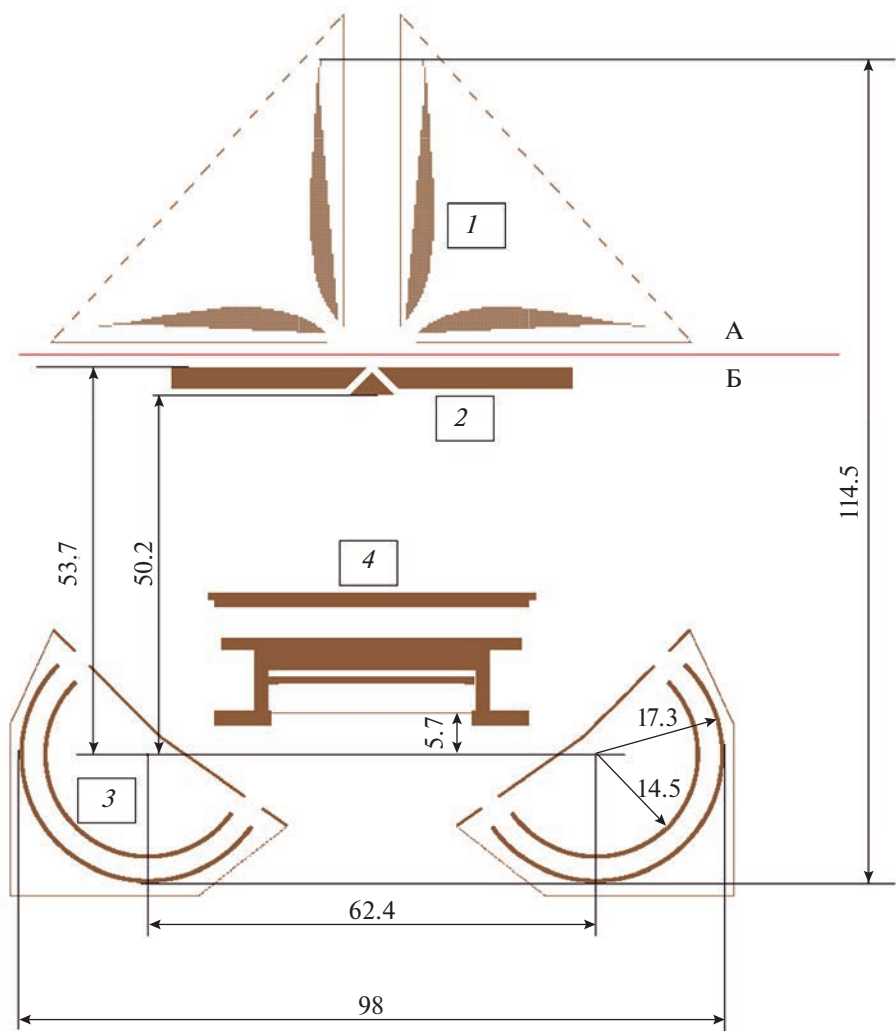


Рис. 6. Общая схема электронной оптики ULTIMAN. А – сканирующий модуль, Б – энерго-масс анализатор; 1 – угловой сканер, 2 – диафрагма с затвором, 3 – ЭСА, 4 – координатно-чувствительный детектор. Все размеры указаны в миллиметрах.

Структура электронной оптики

Прибор является энерго-масс анализатором, предназначенным для измерения отношения энергии к заряду, E/q , и скорости V ионов.

Основные элементы оптико-электронной схемы отмечены на рис. 6. Диапазон потенциалов, подаваемых на электроды электронно-оптической схемы, приведены в табл. 2 и 3.

Таблица 1. Относительное расположение реперных точек на поверхности электродов сканера

Размеры электрода 2	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	1.10	1.11	1.12
X, мм	6.45	8.42	10.08	12.36	14.51	16.73	20.42	24.86	29.29	33.48	37.80	–
Y, мм	4.92	6.30	7.04	7.72	8.15	8.33	8.27	7.66	7.04	6.18	5.77	–
Размеры электрода 1	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8	2.9	2.10	2.11	2.12
X, мм	4.76	6.76	7.72	8.03	8.44	8.35	8.52	8.20	7.95	7.74	7.50	7.12
Y, мм	6.55	9.77	12.57	15.16	18.21	21.28	25.54	28.24	31.97	35.91	39.51	42.55

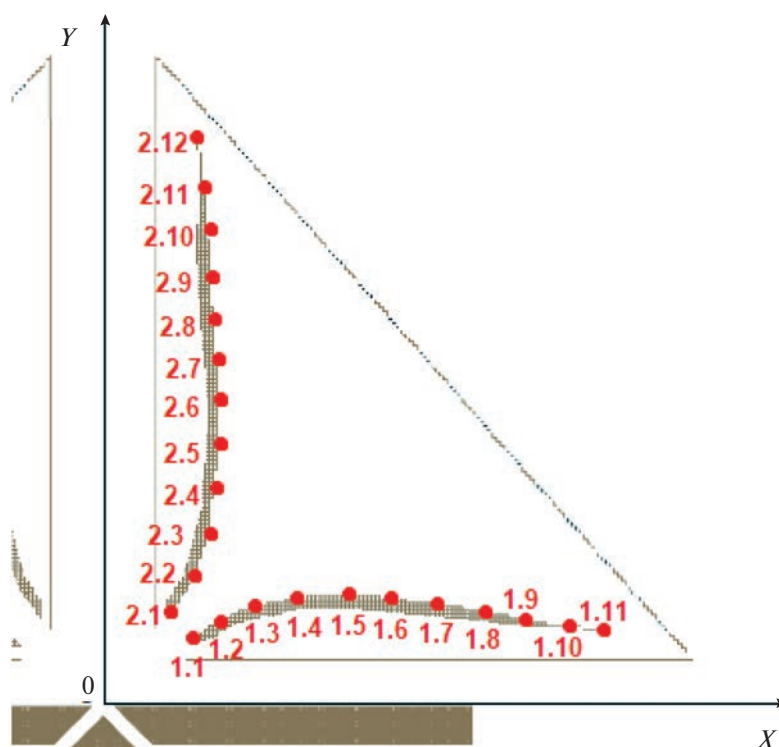


Рис. 7. Размеры и относительное положение элементов сканера и защитной сетки. Расстояние между защитным экраном и элементами сканера отсчитывается от внешней поверхности электрода.

Угловой сканер предназначен для селекции ионов по углам путем подачи положительного потенциала на электроды. Угловой сканер и энерго-масс измерительный модуль могут быть испытаны отдельно.

Угловой сканер

Сканер, состоящий из отклоняющих частицы электродов, является жесткой сборкой на проводящей плите, монтируемой на диафрагме с гейтом (рис. 7). Форма обкладок сканера задана ломаной линией в осесимметричном сечении, координаты точек которой приведены в табл. 1. Толщина обкладок сканера должна выбираться с учетом необходимости соблюдения осесимметричной формы и сохранения зазора между обкладками.

Для экранирования поля сканера частиц на его входе устанавливается проводящая сетка. Форма этого защитного экрана приведена на рис. 7.

Диафрагма с гейтом

Гейт представляет собой металлический электрод, закрепленный в плоскости диафрагмы, предназначенный для предотвращения пролета частиц в энерго-масс измерительный модуль при подаче на него потенциала. Размеры указаны на рис. 8. Гейт предназначен для периодического записывания пролета ионов в ЭСА путем подачи положительного потенциала на электрод.

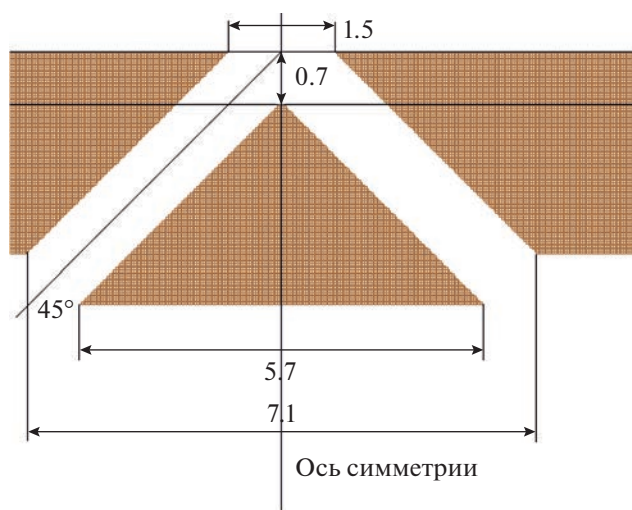


Рис. 8. Размеры элементов гейта. Все размеры указаны в миллиметрах.

Электростатический анализатор и детектор

Электростатический анализатор (ЭСА) представляет собой систему двух концентрических тороидальных электродов разных радиусов. Угол развертки составляет 180°. ЭСА предназначен для разделения ионного пучка по соотношению E/q . При этом внутренняя обкладка ЭСА заземлена, а внешняя обкладка ЭСА находится под положительным потенциалом. Геометрические характеристики обкладок ЭСА приведены на рис. 9. Размеры указаны для внутренних поверхностей. В данном варианте прибора в качестве детектора может использоваться микроканальный детектор МСР с диаметром 25 мм.

Требования к гейту

В табл. 2 ниже приведены желательные параметры электроники гейта. Указано минимальное напряжение для закрытия гейта, допускается большее значение потенциала на электроде гейта.

Надо учесть, что задание меньшего времени открытия гейта, чем то, что указано в табл. 2, приведет к снижению чувствительности прибора; увеличение этого времени приведет к снижению массового разрешения.

Потенциалы на электродах

Таблица 2. Параметры электроники гейта

Энергия частиц	5 эВ	1 кэВ	30 кэВ
Минимальное напряжение для закрытия гейта, В*	0.14	28.2	846
Время открытого гейта, мкс, не более**	0.879	0.062	0.011
Период открытия гейта, мкс, не менее**	29.07	2.06	0.37

* Данный параметр прямо пропорционален измеряемой энергии частиц.
** Данный параметр обратно пропорционален корню из энергии измеряемых частиц.

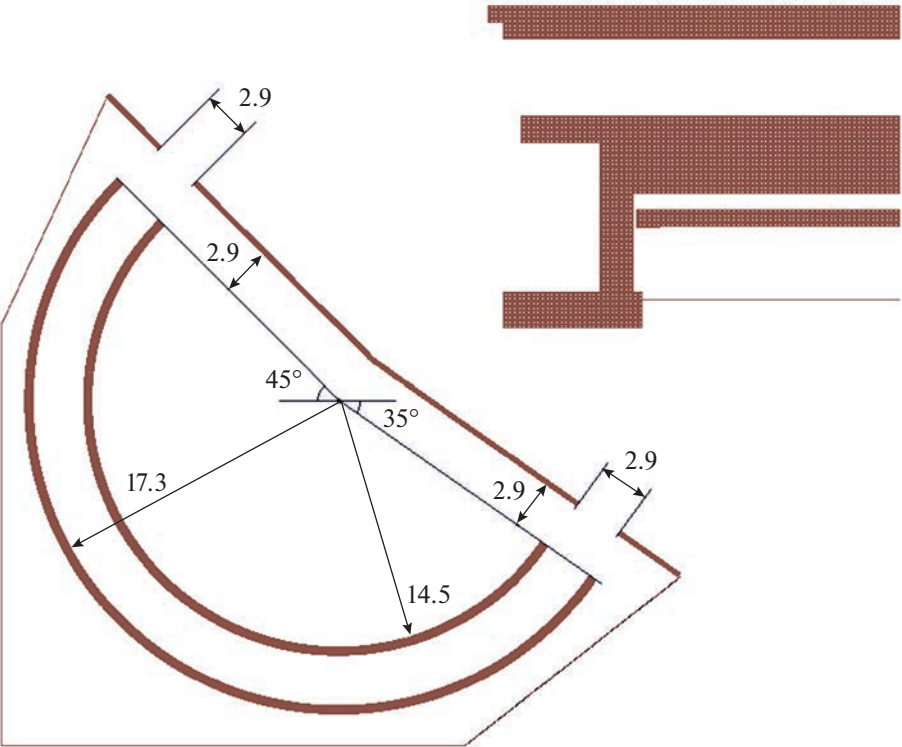


Рис. 9. Размеры элементов электростатического анализатора. Размеры указаны для внутренних поверхностей. Все размеры указаны в миллиметрах.

Таблица 3. Диапазон принимаемых значений потенциалов на элементах оптики, обозначенных на рис. 10, для регистрации частиц различных энергий. Потенциалы на электродах линейно зависят от измеряемой энергии. Значения потенциалов могут быть скорректированы по результатам испытаний образцов прибора

Измеряемая энергия	Точность задания потенциала, %	5 эВ		50 эВ		1 кэВ		30 кэВ	
№		от, В	до, В	от, В	до, В	от, В	до, В	от, В	до, В
1	2.5	0	2.926	0	29.264	0	585	0	17550
2	2.5	0	2.273	0	22.733	0	455	0	13650
3	—	0	0.14*	0	1.41*	0	28.2*	0	846*
4	2.5	1.55	1.55	15.5	15.5	310	310	9300	9300

* Допускается большее значение потенциала.

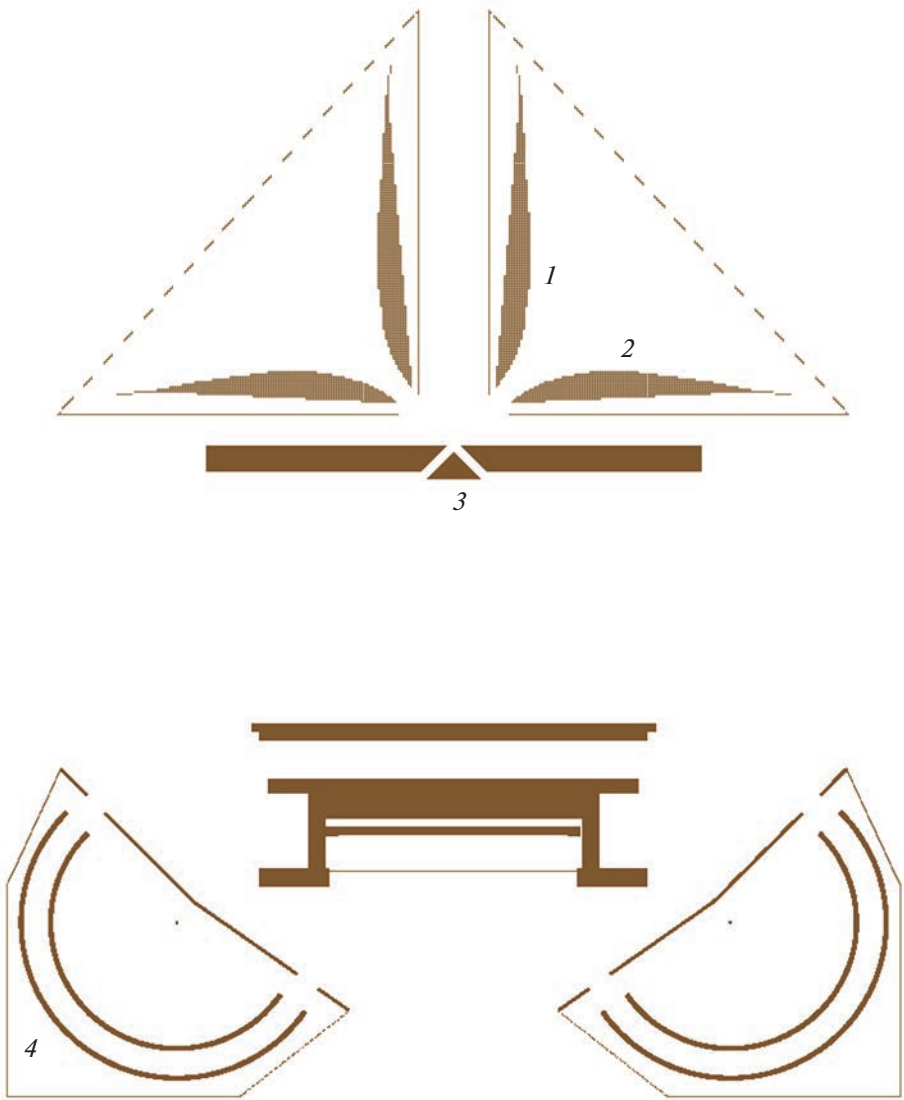


Рис. 10. Нумерация электродов: 1–2 – элементы сканера заряженных частиц, 3 – гейт, 4 – ЭСА.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный энерго-масс анализатор может стать “рабочей лошадкой” для космических миссий, предназначенных для изучения взаимодействия солнечного ветра с телами Солнечной системы и планетарной плазмой. Он может обеспечить полное трехмерное пространственное распределение скоростей ионов с адекватным диапазоном энергий (~3 эВ–30 кэВ) и массовым разрешением, достаточным для анализа как частиц солнечного ветра, так и ионов планетного или кометного происхождения. Ожидаемая масса прибора с небольшим количеством электрооптических элементов относительно невелика (в пределах 2 кг для одного полусферического анализатора FOV и ~3 кг для двух полусферических анализаторов с одним электронным блоком). Электрооптика спектрометра позволяет расширить поле зрения более чем на 3π, обеспечивая достаточный обзор для многих применений. Исходная модель, описанная в этой рукописи, предполагает дальнейшее уточнение. Описанная электрооптика может быть также использована для электронного спектрометра с меньшей массой, поскольку она не требует возможности массового разрешения и в большинстве случаев благодаря более высокому потоку электронов. Результаты лабораторных модельных испытаний будут вскоре представлены для публикации в научной литературе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Carlson C.W., Curtis D.W., Paschmann G., Michael W.* An instrument for rapidly measuring plasma distribution functions with high resolution // *Adv. Space Res.* 1983. V. 2. № 7. P. 67–70.
- Galvin A.B., Kistler L.M., Popecki M.A., Farrugia C.J., Simunac K.D.C., Ellis L., Möbius E., Lee M.A., Boehm M., Carroll J., Crawshaw A., Conti M., Demaine P., Ellis S., Gaidos J.A., и др.* The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) investigation on the STEREO observatories // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 136. № 1–4. P. 437–486.
- Manura D.J., Dahl D.A.* SIMION // Scientific Instrument Services, Inc. Idaho National Laboratory, Revision, 2008.
- Pollock C., Moore T., Jacques A., Burch J., Gliese U., Saito Y., Omoto T., Avakov L., Barrie A., Coffey V., Dorelli J., Gershman D., Giles B., Rosnack T., Salo C. и др.* Fast plasma investigation for Magnetospheric Multiscale // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 199. № 1–4. P. 331–406. <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4>
- Vaisberg O., Berthellier J.-J., Moore T., Avakov L., Leblanc F., Leblanc F., Moiseev P., Moiseenko D., Becker J., Collier M., Laky G., Keller J., Koynash G., Lichtenegger H., Leibov A., Zhuravlev R., Shestakov A., Burch J., McComas D., Shuvailov S., Chornay D., Torkar K.* The 2π charged particles analyzer: All-sky camera concept and development for space missions // *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 11.750–11.765. <https://doi.org/10.1002/2016JA022568>
- Wüest M.D., Evans S., McFadden J.P., Kasprzak W.I., Brace L.H., Dichter B.K., Hoegy W.R., Lazarus A.J., Masson A., Vaisberg O.* Review of Instruments // Calibration of Particle Instruments in Space Physics / Eds Wüest M., Evans D.S., von Steiger R. ISSI Scientific Report SR-007. 2007. 11–116 pp.
- Young D.T., Nordholt J.E., Burch J.L., McComas D.J., Bowman R.P., Abeyta R.A., Alexander J., Baldonado J., Barker P., Black R.K., Booker T.L., Casey P.J., Cope L., Crary F.J., Cravens J.P. и др.* Plasma Experiment for Planetary Exploration (PEPE). *Space Sci Rev* 129, 327–357 (2007). <https://doi.org/10.1007/s11214-007-9177-3>
- Zurbuchen T.H., Gershman D.J.* Innovations in plasma sensors // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. V. 121. № 4. P. 2891–2901. <https://doi.org/10.1002/2016JA022493>