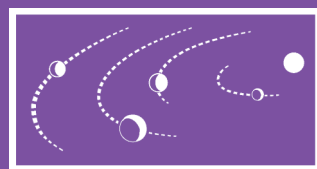




АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Исследования Солнечной системы



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 58, номер 2, 2024

Кратер, образованный ударом КА Луна-25 <i>А. Т. Базилевский, Б. А. Иванов, В. П. Долгополов</i>	151
Вариации скорости ветра на верхней границе облаков Венеры над Землей Афродиты по многолетним УФ-наблюдениям VMC/Venus Express И UVI/Akatsuki <i>М. В. Пацаева, И. В. Хатунцев, Д. В. Титов, Н. И. Игнатьев, Л. В. Засова, Д. А. Горинов, А. В. Тюрин</i>	158
Ударные структуры на Венере как результат разрушения астероидов в атмосфере <i>В. В. Шувалов, Б. А. Иванов</i>	175
Одномерная модель вертикального переноса химических составляющих в атмосфере Марса вплоть до высот термосферы <i>Е. О. Киливник, А. С. Петросян, А. А. Федорова, О. И. Кораблев</i>	188
Влияние экзосферы активного астероида на поляризацию рассеянного света и возможности оценки ее свойств из наземных измерений <i>Е. В. Петрова</i>	198
Возмущения во вращательной динамике астероида (99942) Апофис при его сближении с Землей в 2029 году <i>К. С. Лобанова, А. В. Мельников</i>	210
Проявления аномальной диссипации в пылевой плазме в Солнечной системе: безатмосферные космические тела <i>С. И. Попель, Л. М. Зеленый</i>	222
Потенциально первичные компоненты ксенона в обогащенных наноалмазом фракциях метеоритов: новые изотопные составы и фазы носители <i>А. В. Фисенко, Л. Ф. Семенова, Т. А. Павлова</i>	241
Анализ акустических волновых явлений в радиационной магнитной гидродинамике <i>А. В. Колесниченко</i>	252

УДК 523.3–834

КРАТЕР, ОБРАЗОВАННЫЙ УДАРОМ КА ЛУНА-25

© 2024 г. А. Т. Базилевский^а, *, Б. А. Иванов^б, В. П. Долгополов^в

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

^б Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия

^в НПО им. С.А. Лавочкина, Химки, Московская область, Россия

*e-mail: atbas@geokhi.ru

Поступила в редакцию 14.09.2023 г.

После доработки 04.10.2023 г.

Принята к публикации 20.10.2023 г.

11 августа 2023 г. стартовала автоматическая станция Луна-25 с задачей совершить посадку в южной полярной области Луны и провести исследования грунта и приповерхностной экзосферы. Она благополучно долетела до окрестностей Луны и вышла на орбиту ее спутника. Посадка аппарата была запланирована на 21 августа. В соответствии с программой полета 19 августа был выдан тормозной импульс для формирования предпосадочной орбиты. Но тормозной двигатель проработал дольше, чем планировалось, и аппарат врезался в лунную поверхность. Команда телевизионной камеры LROC KA Lunar Reconnaissance Orbiter, получив от Роскосмоса информацию о месте крушения Луны-25, провела съемку этого места и 24 августа получила снимок, на котором виден морфологически свежий кратер диаметром около 10 м, которого не было на предыдущих снимках этого места. В работе описываются региональная топографическая и геологическая характеристики этого места. Выполнен фотогеологический анализ LROC- снимков места удара. Сделана оценка ожидаемого диаметра кратера, образовавшегося в результате удара Луны-25. Из нашего рассмотрения следует, что описанный в сообщении NASA 10-метровый кратер, по-видимому, действительно образовался в результате удара Луны-25. Его размер соответствует оценкам, рассчитанным по параметрам удара. Отсутствие яркого гало выбросов, типичного для очень молодых лунных кратеров, вероятно, связано с тем, что удар был относительно низкоскоростным, и в данном случае кратер это, скорее, депрессия вдавливания и/или с тем, что находящиеся в аппарате около полутонны неизрасходованного топлива “запачкали” поверхность около кратера.

Ключевые слова: Луна, полярная область, посадка, орбита, удар, кратер

DOI: 10.31857/S0320930X24020019, **EDN:** NURTXG

ВВЕДЕНИЕ

11 августа 2023 г. с космодрома Восточный стартовала автоматическая станция Луна-25 с задачей совершить посадку в южной полярной области Луны и провести поиск воды и других летучих соединений в полярном реголите, получить данные о его элементном и изотопном составе, а также провести исследования плазменной и пылевой компонент лунной приповерхностной экзосферы. Это была первая попытка российского полета на Луну после КА Луна-24 в 1976 г. Луна-25 благополучно долетела до окрестностей Луны и вышла на орбиту ее спутника. На 21 августа была запланирована посадка аппарата. В соответствии с программой полета 19 августа был выдан тормозной импульс для формирования предпосадочной эллиптической орбиты. Но тормозной двигатель проработал дольше, чем планировалось, и аппарат врезался в лунную поверхность (<https://tass.ru/kosmos/18546219>).

Команда телевизионной камеры LROC на Lunar Reconnaissance Orbiter, получив от Роскосмоса информацию о месте крушения Луны-25, провела съемку этого места и 24 августа получила снимок M1447547309R, на котором виден морфологически свежий кратер диаметром около 10 м, которого не было на предыдущих снимках этого места, последний из которых был сделан в июне 2022 г. (<https://www.nasa.gov/feature/goddard/2023/lro-luna-25-impact>). По-видимому, этот кратер образован в результате удара КА Луна-25. В данной статье будет кратко описано место удара и, примерно зная массу и скорость аппарата в момент удара и угол, под которым произошел удар, мы выполним оценку размера образованного кратера. Если оценка совпадет с наблюдаемым размером, это будет дополнительным аргументом в пользу того, что наблюдаемый на снимке M1447547309R кратер образован в результате удара Луны-25.

ВОЗМОЖНОЕ МЕСТО ПАДЕНИЯ

В заявлении NASA США от 31 августа 2023 г. сказано, что новый кратер находится в точке с координатами 57.865° ю. ш., 61.360° в. д. на крутом ($>20^\circ$) внутреннем склоне кратера Понтекулан G (Pontécoulant G). Это примерно в 400 км северо-восточнее планировавшегося места посадки Луны-25 (рис. 1, 2, 3).

На рис. 1–3 видно, что предполагаемое место падения Луны-25 находится в материковой области примерно в 35 км к западу от 90-километрового

кратера Понтекулан на внутреннем юго-восточном склоне кратера Понтекулан G (Pontécoulant G) диаметром около 40 км. Fortezzo и др. (2020) считают этот кратер вторичным, образованным выбросами из ударных бассейнов нектарианского возраста (подразделение Nbsc). Этот кратер наложен на равнину, образованную выбросами из тоже нектарианских, но более древних бассейнов и кратеров (подразделение Ntp). Реголит в этом месте по составу должен быть типично материковым, похожим на таковой в местах посад-

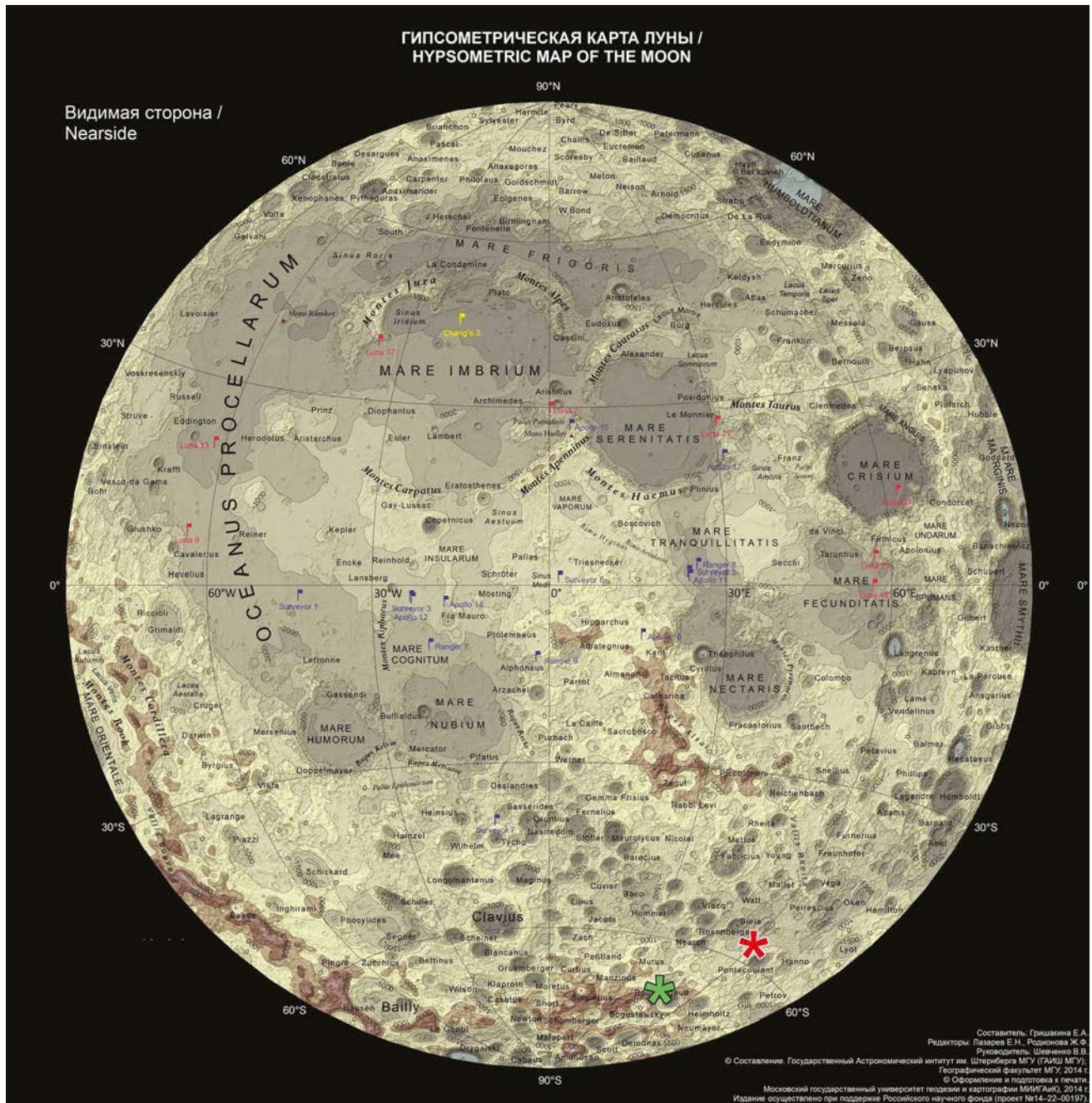


Рис. 1. Карта видимого полушария Луны: красная звездочка — предполагаемое место падения КА Луна-25; зеленая звездочка — планировавшееся место посадки. Фрагмент гипсометрической карты Луны (Гришакина, 2014).

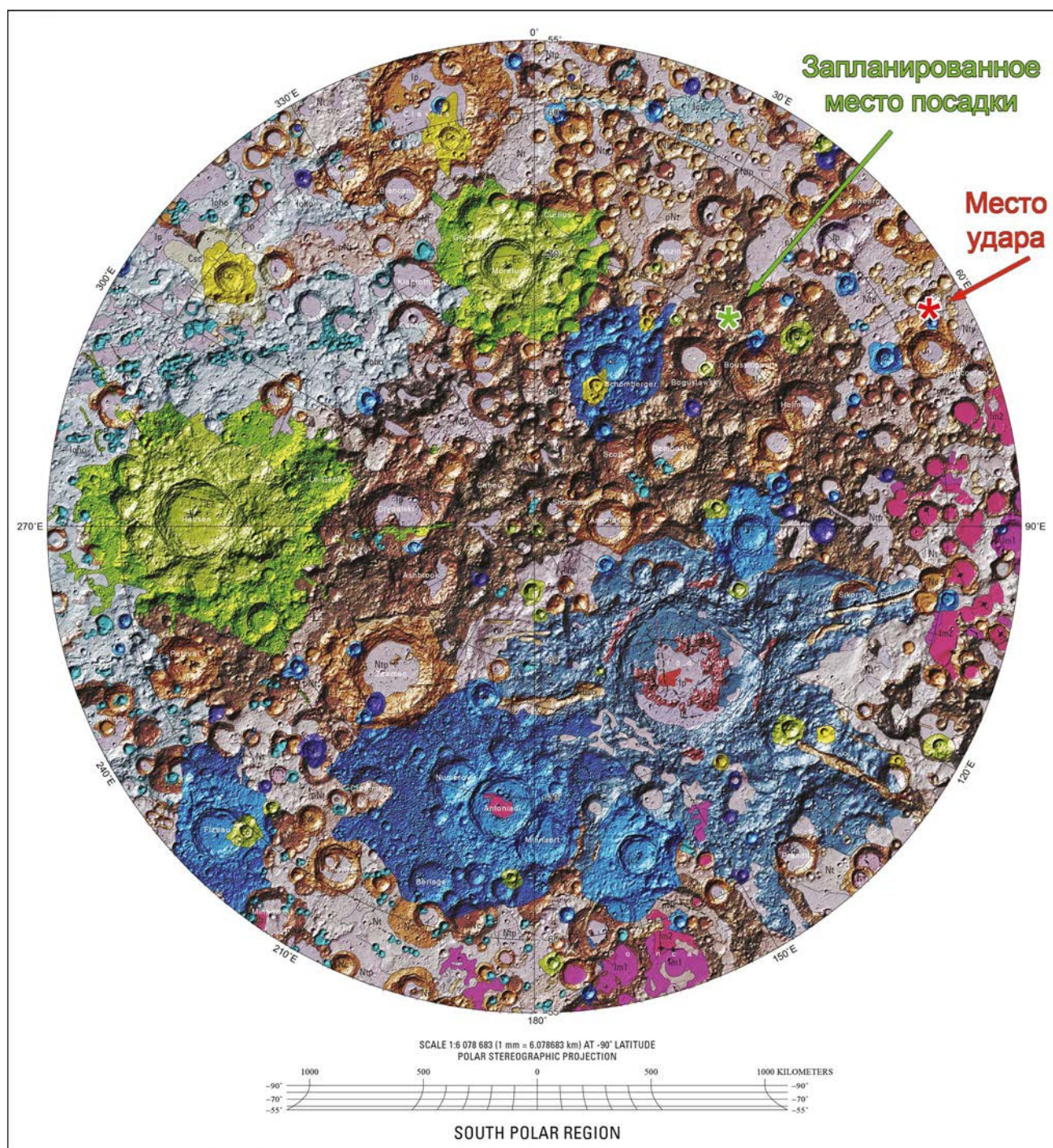


Рис. 2. Геологическая карта южной полярной области Луны: красная звездочка — предполагаемое место падения КА Луна-25; зеленая звездочка — планировавшееся место посадки. Фрагмент геологической карты Луны (Fortezzo и др., 2020).

ки Луны-20 и Apollo-16 (см., например, Флоренский и др., 1981; McKay и др., 1991). Положение вновь образованного кратера на крутом ($>20^\circ$) склоне предполагает, что за счет движения материала поверхности вниз по склону реголит этого места постоянно перемешивается и должен быть гранулометрически сравнительно незрелым (см.,

например, Флоренский и др., 1975). Планировавшееся место посадки Луны-25 находится юго-западнее места падения на холмистой местности, сложенной выбросами из кратеров донектарианского возраста (подразделение pNb). На рис. 4 показаны фрагменты LROC/NAC-снимков места падения Луны-25.

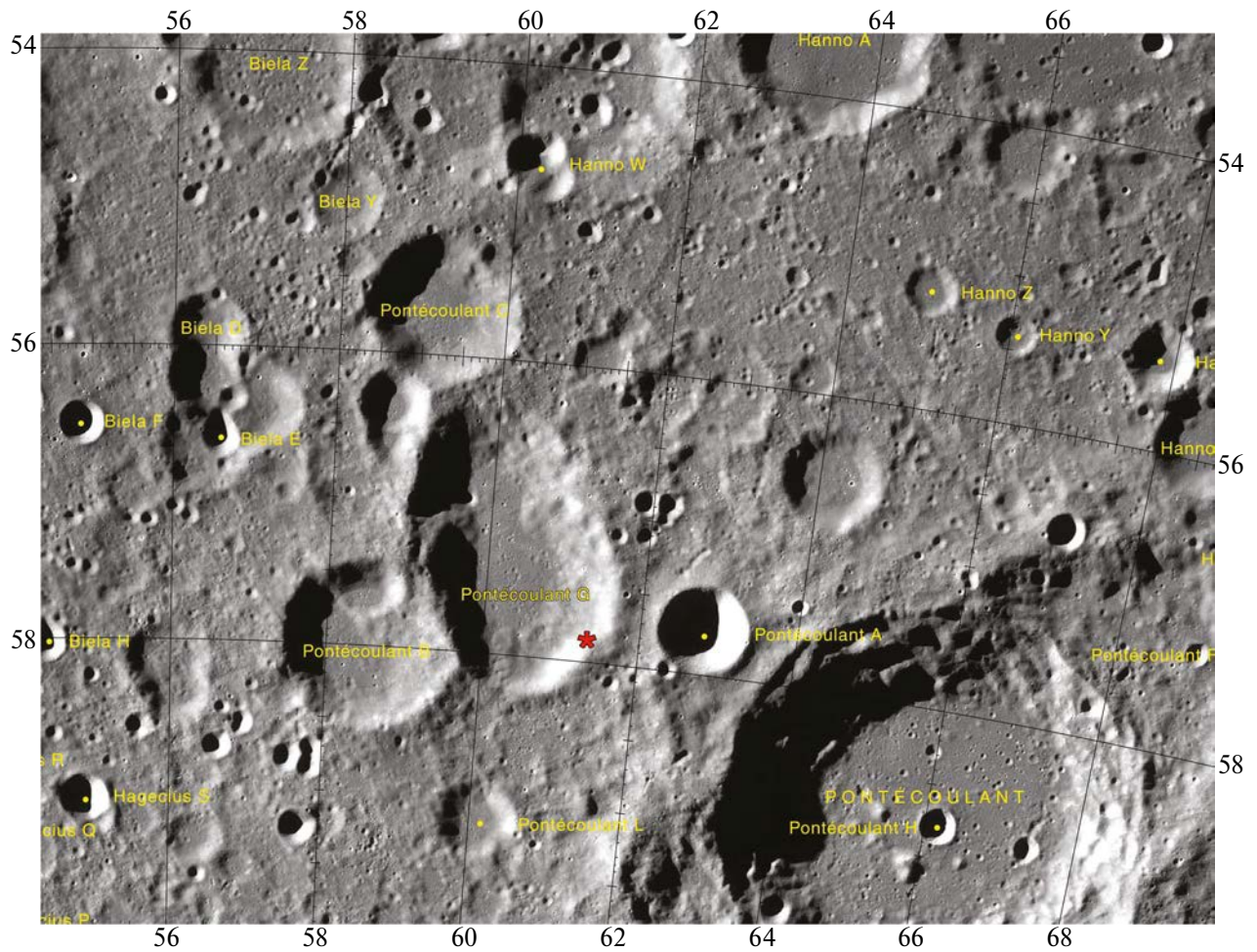


Рис. 3. Место падения КА Луна-25 (красная звездочка немного ниже центра рисунка) на фрагменте карты LAC128WAC; источник: NASA/GSFC/ASU.

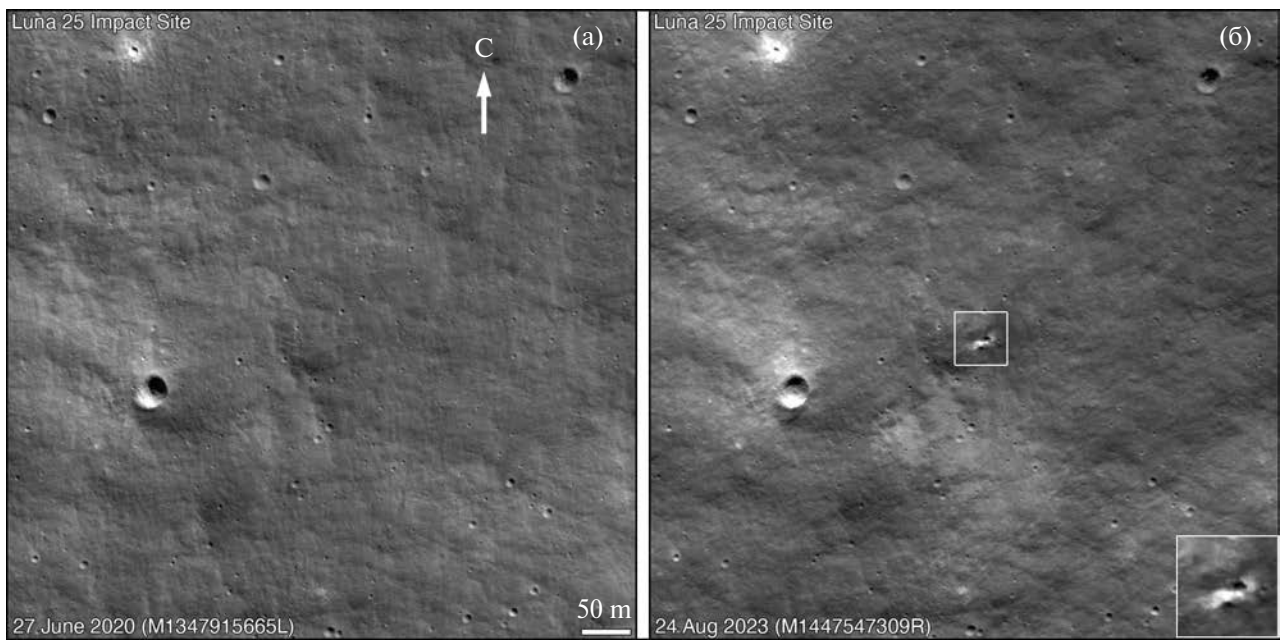


Рис. 4. Предполагаемое место падения КА Луна-25: (а) — снимок, сделанный за три года до падения; (б) — снимок, сделанный через 5 дней после падения. Источник: <https://www.nasa.gov/feature/goddard/2023/lro-luna-25-impact>.

На рис. 4 видно, что новообразованный кратер находится на пологоволнистой поверхности с небольшим количеством малых кратеров, что типично для сравнительно крутых лунных склонов. Диаметр наиболее крупного на этом участке поверхности кратера около 35 м. У этого кратера виден четкий, возвышающийся над окружающей поверхностью вал. Снимок M1347915665L, фрагмент которого представлен на рис. 4а, сделан при высоте Солнца над горизонтом около 25°. Верхняя часть внутренних склонов, ориентированных от Солнца, затенена, что означает, что их крутизна более 25°. На освещенной части внутренних склонов видны бугорки поперечником несколько метров, по-видимому, каменные блоки. Эти характеристики позволяют отнести данный кратер к морфологическому классу А-АВ, а его возраст оценить как не более 2.5 млн лет (Базилевский, 2015; Basilevsky, 1976).

Новообразованный кратер виден на рис. 4б, в основе которого снимок M1447547309R. Диаметр этого кратера около 10 м. Данные о характеристиках снимка M1447547309R еще не опубликованы. Но очевидно, что Солнце в момент съемки M1447547309R было несколько выше, чем при съемке M1347915665L. Это следует из того, что тень внутри 35-метрового кратера на

рис. 4б немного короче, чем на рис 4а, а светлый ореол выбросов вокруг 10-метрового кратера в северо-западном углу рассматриваемого участка на рис. 4б ярче и больше, чем на рис. 4а. Важно отметить, что у кратера, который, возможно, образован в результате удара Луны-25 и который, конечно, моложе упомянутого кратера, в северо-западном углу рассматриваемого участка светлого ореола почти нет. Виден лишь светлый выброс с юго-западной стороны кратера – примерно вниз по склону.

ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ КРАТЕРА, ОБРАЗОВАННОГО УДАРОМ КА ЛУНА-25

Общая теория оценок размеров кратера в лунном реголите по параметрам удара описана в обзоре (Werner and Ivanov, 2015). В этом обзоре на рис. 2а собраны основные данные по лабораторным ударным кратерам в сухом песке (хороший аналог лунного реголита для кратеров больше ~5 м в диаметре). Там же даны ссылки на основные публикации по законам подобия. Для построения приведенных размеров кратеров мы должны предположить скорость удара, наклон траектории, массу и плотность (массу и объем) ударника.



Рис. 5. КА Луна-25 в сборочном цехе. Снимок Роскосмоса. Источник: <https://www.aex.ru/news/2023/7/18/259700/>.

По данным НПО им. С.А. Лавочкина, посадочный блок КА Луна-25 имел массу 1605 кг в заправленном виде (1000 кг из них — топливо), а удар произошел под углом 45°. Если аппарат до удара израсходовал лишь часть топлива, то, по экспертным оценкам НПО, его масса снизилась до 800–1000 кг, если допустить полное расходование — масса при ударе может быть всего ~600 кг. Размеры (“средняя плотность”) аппарата могут быть оценены по фотографии ТАСС, сделанной в сборочном цехе (рис. 5). Максимальную скорость удара можно считать такой же, как для взлетных моделей КА Apollo-12, -14, -15, и приблизительно равной 1.7 км/с (Whitaker, 1972). Минимально возможную скорость примем равной 1 км/с.

Считая рост человека за 1.8 м, получим грубую оценку формы аппарата как цилиндра диаметром 1.8 м и высотой 2 м (объем ~5 м³). При таком объеме средняя плотность конструкции оценивается в 0.16–0.2 г/см³. Для сравнения средняя плотность других КА, образовавших кратеры в реголите Луны, оцениваются как: КА Ranger — 0.2 г/см³, ракета Saturn SIVB — 0.027 г/см³, взлетный модуль КА Apollo (-12, -14, -15) — 0.05 г/см³, КА GRAIL — 0.13–0.16 г/см³.

Тогда можно нанести оценки параметров подобия π_2 и π_D на единый график, на который на-

несены и оценки по Луне-25, считая, что диаметр кратера, образованный в результате ее удара, равен 10 м (рис. 6).

Таким образом, приведенный в сообщении NASA и измеренный на снимке M1447547309R размер кратера (около 10 м) близок к тренду для кратеров, образованных другими КА со схожей “пустотелой” структурой (Rajšić и др., 2021). Судя по соответствию ранее опубликованным данным о кратерах от падения на Луну пустотелых фрагментов космических аппаратов, наиболее подходящим представляется образование кратера значительно заторможенным КА с полностью израсходованным запасом топлива. Подтвердить или отвергнуть такой вывод можно будет после опубликования более полных данных телеметрии и проведения дополнительных исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного выше рассмотрения следует, что описанный в сообщении NASA от 31 августа 10-метровый кратер, показанный на рис 4б, может быть образован ударом Луны-25. Его размер находится на краю интервала оценок, сделанных по законам подобия для ударов в лунный реголит. Отсутствие яркого гало выбросов,

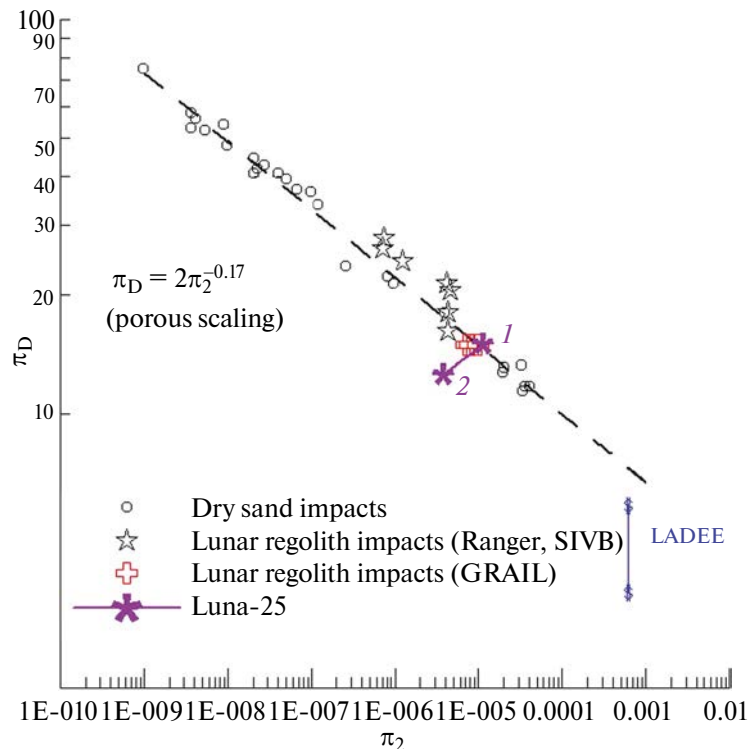


Рис. 6. Приведенные параметры кратеров в лунном реголите, образованных в результате падения КА, в сравнении с лабораторными опытами в сухом песке. Два фиолетовых значка для Луны-25 означают две комбинации величин массы и скорости удара: 1—600 кг и 1 км/с; 2—1000 кг и 1.7 км/с. Данные по искусственным кратерам взяты из (Whitaker, 1972; Plescia и др., 2016) и с сайта NASA (<https://moon.nasa.gov/resources/32/grail-impact-sites/>; <https://www.nasa.gov/content/goddard/nasa-s-lro-spacecraft-captures-images-of-ladee-s-impact-crater>).

типичного для очень молодых лунных кратеров, вероятно, связано с тем, что удар был относительно низкоскоростным, и в данном случае кратер это скорее депрессия вдавливания, и/или с тем, что, возможно, оставшиеся в аппарате около полутонны топлива “запачкали” поверхность около кратера.

Авторы признательны П.Д. Писаренко за помощь в работе.

Работа была финансово поддержана грантом Российского научного фонда № 21–17–00035:

Оценка темпов экзогенного обновления поверхности Луны (для А.Т. Базилевского).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Базилевский А.Т.* Оценка абсолютного возраста ударных кратеров Луны, Меркурия и Марса по степени их морфологической выраженности // Исследования Солнечной системы: Космические вехи. Материалы научной сессии, посвященной 80-летию академика М.Я. Марова. Четвертый Международный симпозиум по исследованию Солнечной системы. ИКИ РАН, Москва, 14–18 октября 2013. Сер. “Механика, управление и информатика” / Ред. Захаров А.В. Москва. 2015. С. 213–228.
- Гришакина Е.А.* Гипсометрическая карта Луны. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет геодезии и картографии. 2014.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Иванов А.В.* Роль экзогенных факторов в формировании лунной поверхности // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 439–452.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Бурба Г.А., Волков В.П., Иванов А.В., Кузьмин Р.О., Назаров М.А., Николаева О.В., Пронин А.А., Родэ О.Д., Яковлев О.И., Ярошевский А.А.* Очерки сравнительной планетологии. М.: Наука, 1981. 326 с.
- Basilevsky A.T.* On the evolution rate of small lunar craters // Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. Pergamon Press, 1976. P. 1005–1020.
- Fortezzo C.M., Spudis P.D., Harrel S.L.* Unified geologic map of the Moon. USGS. 2020.
- McKay D.S., Heiken G., Basu A., Blanford G., Simon S., Reedy R., French B.M., Papike J.* The lunar regolith // Lunar Sourcebook. A User Guide to the Moon / Eds: Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M. Cambridge Univ. Press, 1991. P. 285–356.
- Plescia J.B., Robinson M.S., Wagner R., Baldrige R.* Ranger and Apollo S-IVB spacecraft impact craters // Planet. and Space Sci. 2016. V. 124. P. 15–35.
- Rajšić A., Miljković K., Wojcicka N., Collins G.S., Onodera K., Kawamura T., Lognonne P., Werner S.C., Ivanov B.A.* Exogenic Dynamics, Cratering, and Surface Ages. Treatise on Geophysics (Second Edition). 2015. V. 10. P. 327–365.
- Werner S.C., Ivanov B.A.* 2015. Exogenic dynamics, cratering, and surface ages (Chapter 10.10). In: Treatise on Geophysics (Second edition). Ed. G. Schubert, Elsevier, Oxford. 327–365.
- Wieczorek M.A., Daubar I.J.* Numerical simulations of the Apollo S-IVB artificial impacts on the Moon // Earth and Space Sci. 2021. V. 8(12). id. e2021EA001887.
- Whitaker E.A.* Artificial lunar impact craters: Four new identifications // Apollo 16 Preliminary Science Report. NASA SP-315, 1972. P. 29–39–29–45.

УДК 541.11

ВАРИАЦИИ СКОРОСТИ ВЕТРА НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ОБЛАКОВ ВЕНЕРЫ НАД ЗЕМЛЕЙ АФРОДИТЫ ПО МНОГОЛЕТНИМ УФ-НАБЛЮДЕНИЯМ VMC/VENUS EXPRESS И UVI/AKATSUKI¹

© 2024 г. М. В. Пацаева^{a,*}, И. В. Хатунцев^a, Д. В. Титов^b, Н. И. Игнатьев^a,
Л. В. Засова^a, Д. А. Горинов^a, А. В. Тюрин^a

^a Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

^b Leiden Observatory, Leiden University, Leiden, Netherlands

*e-mail: marina.pats@cosmos.ru

Поступила в редакцию 04.10.2023 г.

После доработки 30.10.2023 г.

Принята к публикации 16.11.2023 г.

Серии последовательных УФ-изображений (365 нм) облачного покрова Венеры позволяют исследовать динамику мезосферы. Беспрецедентный по продолжительности ряд таких изображений получен камерами VMC на борту космического аппарата (КА) Venus Express (ESA) и UVI на борту КА Akatsuki (JAXA) с 2006 по 2022 гг. На 10° ю. ш. наблюдаются долговременные изменения средней зональной и меридиональной скоростей ветра с периодом 12.5 ± 0.5 лет. Анализ поведения среднего зонального ветра около полудня 12 ± 1 ч. при фазовых углах 60°–90° в ограниченные по времени интервалы наблюдения показывает, что вблизи минимума долгопериодической зависимости торможение горизонтального потока наблюдается над областью Овды, наиболее высокой частью Земли Афродиты, как для VMC, так и для UVI. И наоборот, ускорение наблюдается над областью Овды вблизи максимума долгопериодической зависимости. Рассматриваемые долготные вариации зональной скорости простираются от экватора до средних широт (0°–40°). Меридиональная скорость показывает долготные вариации, связанные с рельефом подстилающей поверхности, вне зависимости от того, торможение или ускорение горизонтального потока наблюдается над высокогорной частью Земли Афродиты.

Ключевые слова: Венера, циркуляция атмосферы Венеры, гравитационные волны в атмосфере

DOI: 10.31857/S0320930X24020026, **EDN:** NUOOXJ

ВВЕДЕНИЕ

УФ-изображения (365 нм) облачного покрова Венеры, полученные камерой VMC на КА Venus Express Европейского космического агентства (ESA) (Titov и др., 2006; Svedhem и др., 2009) с 2006 по 2013 гг. и камерой UVI на КА Akatsuki Японского аэрокосмического агентства (JAXA) (Nakamura и др., 2016) с 2015 г. по настоящее время, предоставили уникальную возможность почти непрерывного исследования динамики атмосферы планеты на уровне верхней границы облачного слоя (70 ± 2 км). КА Venus Express работал на высокоэллиптической полярной орбите с перигелием вблизи северного полюса Венеры, поэтому для измерений скорости горизонтального потока было доступно только южное полушарие планеты. КА Akatsuki, имея высокоэллипти-

ческую экваториальную орбиту, наблюдает оба полушария планеты, что позволяет сравнить скорости ветра в южных широтах для обеих миссий.

На основе анализа УФ-изображений, полученных VMC с 2006 по 2012 гг., Khatuntsev и др. (2013) обнаружили рост средней зональной скорости ветра на верхней границе облачного слоя в экваториальных широтах. Анализ изображений, полученных UVI, напротив, показал уменьшение средней зональной скорости. Суммарно по данным обеих миссий были выявлены долговременные квазипериодические изменения средней скорости ветра с периодом 12.5 ± 0.5 года (Khatuntsev и др., 2022).

Анализ результатов, полученных визуальным методом по УФ-изображениям южного полушария Венеры при наблюдениях с VMC (Khatuntsev

¹ Доклад “Influence of the underlying surface on the zonal and meridional speed at the cloud top level near noon from VMC/Venus Express and UVI/Akatsuki images” сделан на The Fourteenth Moscow Solar System Symposium (14M-S3), Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia, October 09–13, 2023.

и др., 2013), позволил установить корреляцию скорости зонального ветра с рельефом подстилающей поверхности в широтном интервале $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. (Bertaux и др., 2016). Было показано, что расположение минимума средней скорости зонального ветра коррелирует с возвышенностями на западе Земли Афродиты (область Овды), обширным “материковым” массивом, простирающимся вдоль параллели $10^\circ \pm 30^\circ$ ю. ш. от 50° до 210° в. д. Следуя Lindzen (1981) и Young и др. (1987), Bertaux и др. (2016) объяснили замедление зонального потока воздействием гравитационных волн, возникающих при обтекании препятствия горизонтальным потоком у поверхности, с их последующим распространением вверх и перераспределением момента зональному потоку. Было высказано предположение, что средняя зональная скорость увеличилась за время миссии в связи с тем, что долгота подспутниковой точки медленно дрейфовала от орбиты к орбите на запад, от горной области Овда к низменности.

Patsaeva и др. (2019) подтвердили зависимость зональной компоненты скорости ветра от рельефа подстилающей поверхности, а также обнаружили зависимость положения минимума зональной скорости от местного времени. Авторы использовали скорости ветра, полученные автоматизированным методом по изображениям VMC (Khatuntsev и др., 2013; Patsaeva и др., 2015). Вместе с тем, анализируя скорости ветра, полученные по УФ-изображениям UVI с декабря 2015 г. по март 2017 г., Norinouchi и др. (2018), наоборот, обнаружили увеличение средней зональной скорости ветра над областью Овды, и, таким образом, поставили под сомнение влияние рельефа подстилающей поверхности на динамику атмосферы на верхней границе облаков Венеры.

В данной статье рассматриваются изменения зависимости средней скорости ветра от долготы на верхней границе облаков в экваториальных широтах с 2006 по 2022 гг. для ограниченных по времени интервалов измерений. Долготные вариации зональной скорости исследовались в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., соответствующей наибольшей высоте области Овда. Также рассмотрены долготно-широтные вариации зональной и меридиональной компонент скорости ветра в зависимости от фазы 12.5-летнего цикла. Чтобы фиксировать солнечно-связанные вариации скорости горизонтального потока, интервал местного времени был ограничен диапазоном от 11 до 13 ч. Из-за особенностей орбиты Venus Express подавляющая часть векторов скорости в экваториальной области, полученных по изображениям VMC, имеет фазовые углы в интервале от 60° до 90° . Для того, чтобы исключить возможную зависимость зональной скорости от

фазового угла, выборка векторов, полученных по изображениям UVI, также была ограничена данным интервалом.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ НАБОРЫ ДАННЫХ

В работе проанализированы единичные векторы скорости ветра, полученные по изображениям камеры VMC/Venus Express (Markiewicz и др., 2007; Titov и др., 2012) и камеры UVI/Akatsuki (Nakamura и др., 2016; Yamazaki и др., 2018) автоматизированным методом на дневной стороне Венеры в УФ-канале 365 ± 20 нм.

КА Venus Express находился на высокоэллиптической полярной орбите Венеры с апреля 2006 г. по январь 2015 г. с высотой апоцентра 63000 км и перигентром, близким к северному полюсу, с высотой 250–350 км. Период обращения составлял около 24 ч. (Svedhem и др., 2009). Для получения векторов скорости ветра использовались изображения, полученные с восходящей ветви орбиты с разрешением от 50 до 10 км на пиксель. Оригинальные данные (изображения с соответствующей геометрией наблюдения) доступны онлайн в архиве ESA (Planetary Science Archive (PSA), <https://archives.esac.esa.int/psa/ftp/VENUS-EXPRESS/VMC/>). Методика получения векторов скорости по смещению деталей облачного покрова автоматизированным методом по паре последовательных УФ-изображений описана в (Khatuntsev и др., 2013) и (Patsaeva и др., 2015).

За весь период работы КА Venus Express на орбите VMC построила изображения более чем для 3000 орбит, примерно половина из которых была получена на дневной стороне и пригодна для отслеживания перемещения деталей облачного покрова в УФ-канале. Часть изображений не могла быть использована из-за большого количества дефектов и проблем, связанных с точностью баллистики. По оставшимся изображениям были получены векторные поля. Чтобы избежать ошибок в интерпретации результатов, для нашего предыдущего исследования долготной зависимости зональной скорости (Patsaeva и др., 2019) были отобраны орбиты, для которых удалось получить максимально полное долготно-широтное покрытие. Данная выборка состояла из 262 орбит и являлась неравномерной по времени. Качество изображений во второй половине миссии ухудшалось, поэтому 2/3 отобранных орбит было сосредоточено в первой половине миссии. Меньшее количество и более низкое качество изображений во второй половине миссии привели к худшему пространственному покрытию векторами скорости, особенно в низких и экваториальных

широтах. В частности, покрытие высокогорной области Земли Афродиты оказалось заметно хуже, чем у окружающих областей.

В данном исследовании, аналогично (Khatuntsev и др., 2022), к рассмотрению были привлечены дополнительные орбиты, не имеющие полноценного долготно-широтного покрытия, что позволило увеличить общее количество орбит приблизительно вдвое (см. Khatuntsev и др., 2022, Supplementary Materials, Table s1). В итоге это предоставило возможность исследовать долготную зависимость зональной скорости в экваториальных широтах вблизи полудня 12 ± 1 ч. для ограниченных по времени интервалов на протяжении всего времени миссии Venus Express.

КА Akatsuki находится на высокоэллиптической экваториальной орбите (наклонение менее 10°) с периодом 10.5 земных суток с декабря 2015 г. (Nakamura и др., 2016). Таким образом, для изучения доступны оба полушария Венеры: северное и южное. Высота в апоцентре составляет ~ 375000 км, в перигентре ~ 65000 км. Для обработки использовались изображения с разрешением от 13 до 78 км/пиксель. Калиброванная версия УФ-изображений (365 нм) VCO-V-UVI-3-CDR (Murakami и др., 2017) и соответствующая геометрия версии 3x (Murakami и др., 2018) доступны на сайте JAXA (JAXA, Akatsuki Ultraviolet Imager (UVI) Data Archive, <https://darts.isas.jaxa.jp/planet/project/akatsuki/uvi.html.en>). Хотя версия геометрии 3x учитывала несовпадение реального и расчетного положений лимба, не всегда эта коррекция была успешной. Поэтому мы визуально контролировали совпадение лимбов для изображений с наилучшим разрешением, полученных со сравнительно близкого расстояния. В случае несовпадения лимбов изображение отбрасывалось.

Как было отмечено в (Khatuntsev и др., 2022), в отличие от УФ-изображений, полученных VMC, на УФ-изображениях, полученных UVI, была усилена контрастность деталей облачного покрова. Коррекция яркости каждого пикселя выполнялась с учетом закона Миннарта (Minnaert, 1941; Limaye, Suomi, 1977; Limaye 1984) и последующим применением 2D-wavelet фильтра. Для 2D-wavelet фильтрации использовалось программное обеспечение RegiStax (<http://www.astronomie.be/registax/>) (Berrevoets и др., 2012; Lim и др., 2004). Усиление контраста УФ-изображений позволяет увеличить количество получаемых векторов скорости ветра и улучшить долготно-широтное покрытие. В связи с низким уровнем контрастности изображений данная методика ранее использовалась нами для изображений в ближнем ИК- (965 нм) (Khatuntsev и др., 2017) и видимом (513 нм) (Khatuntsev и др., 2022)

каналах камеры VMC, а также для изображений ночной стороны, полученных VIRTIS-M в канале 1.74 мкм (Gorinov и др., 2021).

Для определения векторов скорости по изображениям, полученным UVI, был использован тот же автоматизированный метод, что и для VMC. В соответствии с ранее разработанным алгоритмом, изображения, полученные в течение суток, были разделены на пары с временным интервалом 2–4 ч. Для интерполяции изображений в паре на единую долготно-широтную сетку был использован шаг 0.7° и 0.5° в зависимости от расстояния до апоцентра. Область корреляции, которая выбиралась на более раннем по времени изображении в паре, имела размер $15^\circ \times 15^\circ$ и $15^\circ \times 10^\circ$ соответственно. Согласно разработанной методике, каждая выбранная область данного изображения сравнивалась со всеми возможными областями того же размера на втором изображении в паре посредством расчета корреляционной функции. Каждая следующая исследуемая область на первом изображении выбиралась со смещением 2.5° относительно предыдущей, что увеличило количество результатов по сравнению с VMC, где величина смещения составляла 5° . Полученные корреляционные функции фильтровались по величине корреляционного максимума и в зависимости от качества корреляционной функции. В большинстве случаев учитывались функции, для которых величина корреляционного максимума превышала 0.7. В отдельных случаях, при недостаточном долготно-широтном покрытии векторами скорости, полученном за сутки, эта величина могла снижаться до 0.6. Таким образом, критерий отбора корреляционных функций по величине корреляционного максимума для UVI был ослаблен по сравнению с VMC, где данный критерий был равен или превышал 0.8. Высокое качество изображений, полученных UVI, вместе с усилением контраста позволило получить корреляционные функции с хорошо выделенным пиком. Дополнительно использовались ограничения для зональной (u) и меридиональной (v) скоростей: $-250 \text{ м/с} < u < 0 \text{ м/с}$, $-50 \text{ м/с} < v < +50 \text{ м/с}$, $|u/v| \geq 3.5$. Местное время находилось в интервале от 7 до 17.5 ч.

Количество векторов скорости за сутки зависело от доступного для исследования интервала по местному времени и наблюдаемого диапазона широт, и варьировалось в среднем от нескольких сотен до ~ 10 тысяч. В связи с полярной орбитой КА Venus Express подавляющая часть векторов скорости, полученных в экваториальной области по изображениям VMC, находится в интервале фазовых углов от 60° до 90° . Таким образом, при сравнении с результатами, полученными по изображениям VMC, результаты, полученные

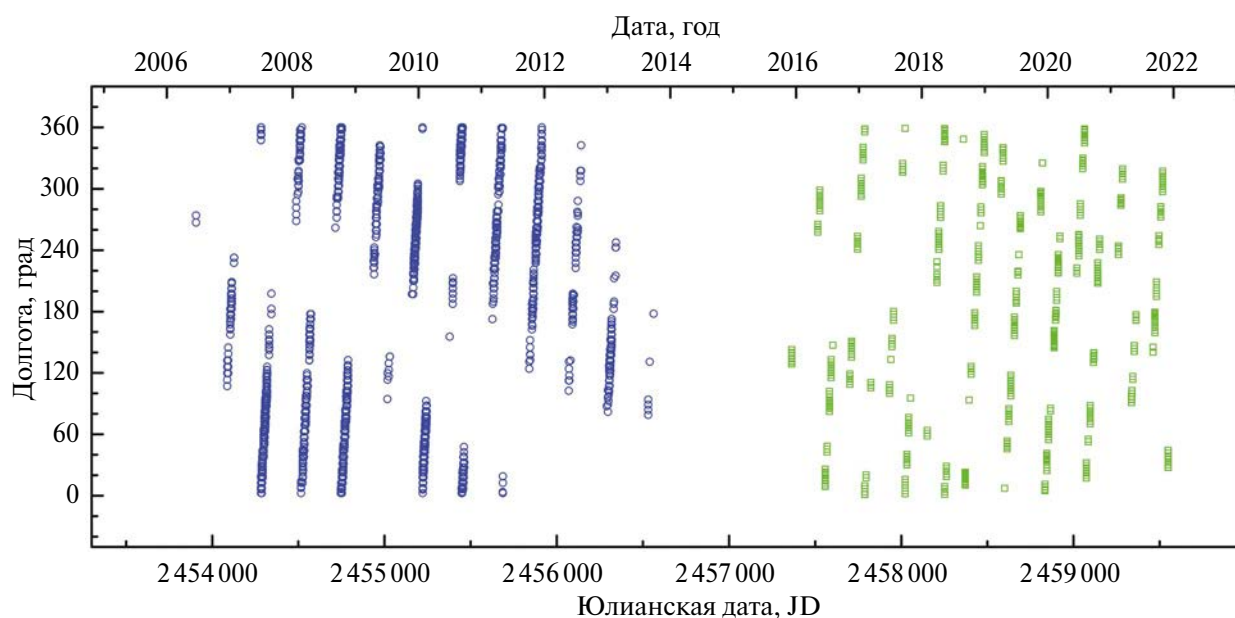


Рис. 1. Долготное покрытие измерениями (векторами скорости ветра) с 2006 по 2022 гг. в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. около полудня 12 ± 1 ч. для фазового угла 60° – 90° . Синими кружками обозначены измерения с VMC, зелеными квадратиками – с UVI.

по изображениям UVI, также были ограничены данным интервалом. В этом случае количество векторов сравнимо по величине для обеих миссий и составляет ~ 5000 для VMC и ~ 6000 для UVI. Долготное покрытие измерениями, выполненными с 2006 по 2022 гг., в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., соответствующей наибольшей высоте Земли Афродиты, представлено на рис. 1.

Так же, как и для VMC, долготная зависимость скорости для UVI исследовалась вблизи полудня 12 ± 1 ч. Основной список орбит КА Akatsuki, на которых основаны исследования, можно найти в (Khatuntsev и др., 2022, Supplementary Materials, Table s2). В данном исследовании использованы дополнительные орбиты, относящиеся к первому и последнему венерианским годам наблюдений с UVI (№№ 1, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Вариации средней зональной скорости в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш.

В (Khatuntsev и др., 2022) были исследованы долговременные вариации средней зональной и меридиональной скоростей ветра в околополуденное время с 2006 по 2021 гг. для параллели $20^\circ \pm 2.5^\circ$ ю. ш. При помощи метода Лафлера–Кинмана (Lafleur, Kinman, 1965) была обнаружена периодичность с периодом 12.5 ± 0.5 земных года. Амплитуда аппроксимирующей синусоиды для зональной компоненты составила 10.0 ± 1.6 м/с

относительно среднего -98.6 ± 1.3 м/с. Периодичность демонстрировала и меридиональная компонента. В (Khatuntsev и др., 2022) ограничения по фазовому углу для данных UVI не учитывались.

На рис. 2 представлены долговременные вариации средней зональной и меридиональной скоростей с 2006 по 2022 гг. в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. в околополуденное время 12 ± 1 ч и с ограничением по фазовому углу 60° – 90° , полученные автоматизированным методом по наблюдениям с VMC на Venus Express и с UVI на Akatsuki. Для зональной компоненты знак “–” указывает на направление потока с востока на запад (ретроградная суперротация), для меридиональной компоненты “+” – смещение к северу, “–” – смещение к югу вдоль меридиана. Каждая точка на графике является результатом усреднения по венерианскому году (224.7 суток) в рассматриваемой широтной полосе. При указанных ограничениях первый и последний годы наблюдений с VMC представлены сравнительно малым количеством результатов. Первый год наблюдений с UVI является результатом усреднения только за двое земных суток. Анализ на периодичность, аналогичный представленному в (Khatuntsev и др., 2022), также обнаружил период 12.5 ± 0.5 года. На рис. 2 показаны аппроксимирующие синусоиды средней зональной и средней меридиональной компонент скорости ветра. Зональная компонента имеет амплитуду 10.6 ± 1.0 м/с относительно среднего -98.9 ± 0.7 м/с, при этом амплитуда меридиональной компоненты составляет

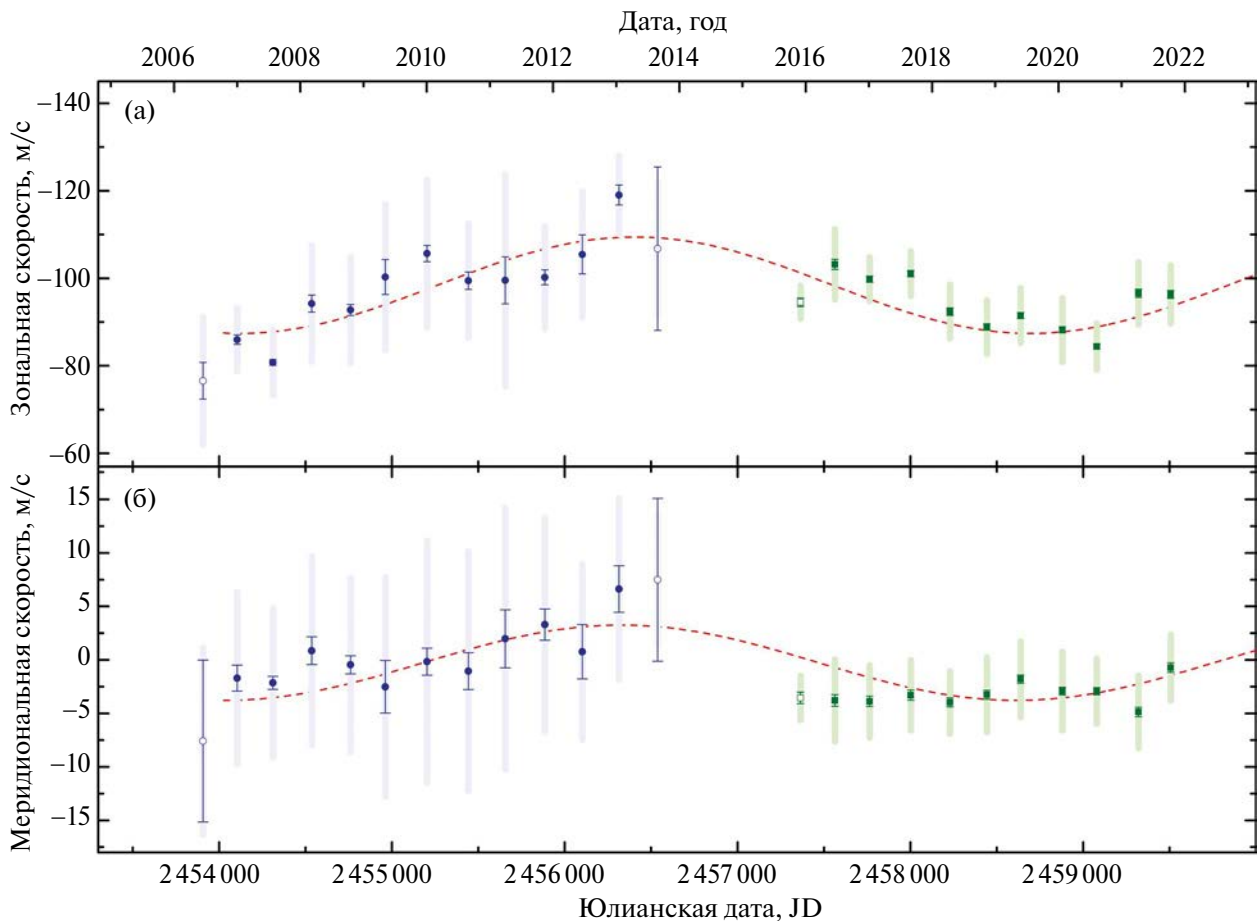


Рис. 2. Долговременные вариации средней (а) зональной и (б) меридиональной скоростей ветра, полученные по изображениям VMC (синий) и UVI (зеленый) на широте $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. Каждая точка является результатом усреднения по венерианскому году. Вертикальными отрезками обозначен доверительный интервал 99.6% ($3\sigma_x$). Светло-голубая и светло-зеленая области соответствуют стандартному отклонению σ . Аппроксимирующие синусоиды отмечены красной пунктирной линией.

3.4 ± 0.4 м/с относительно среднего -0.8 ± 0.3 м/с. Некоторые возможные причины существования долговременной квазипериодичности, такие как периодические изменения в состоянии атмосферы и периодические изменения солнечной активности, были рассмотрены нами в (Khatuntsev и др., 2022).

Зависимость зонального потока от долготы

Bertaux и др. (2016), используя векторы зональной скорости, полученные визуальным методом (Khatuntsev и др., 2013), исследовали долготную зависимость зональной скорости в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., соответствующей максимальным высотам Земли Афродиты (область Овды). Было обнаружено торможение зонального потока, коррелирующее с рельефом поверхности. Авторы объяснили данное явление генерируемыми высокогорьями гравитационными волнами, которые переносят момент к верхней границе облаков (70 ± 2 км), чем и замедляют зональный

поток. Увеличение средней зональной скорости за время миссии Venus Express было объяснено уменьшением наблюдаемой средней высоты поверхности, которое возникало из-за последовательного смещения планеты по долготе под орбитальным аппаратом. Недостаточное количество оценок скорости ветра во второй половине миссии не позволило исследовать этот вопрос более подробно.

Рассматриваемый в данной работе расширенный набор данных для VMC, совместно с данными для UVI предоставил возможность исследовать долготную зависимость зональной скорости в экваториальных широтах для ограниченных интервалов 12.5-летней зависимости, представленной на рис. 2. На рис. 3 (а, в, д, ж) показаны долготные вариации средней зональной скорости для VMC и UVI в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. около полудня 12 ± 1 ч для фазового угла 60° – 90° . Рис. 3 (б, г, е, з) представляет долготные вариации остаточного ряда $u - u_{12.5}$ зональной скорости после вычитания синусоиды (см. Результаты, *Вариации*

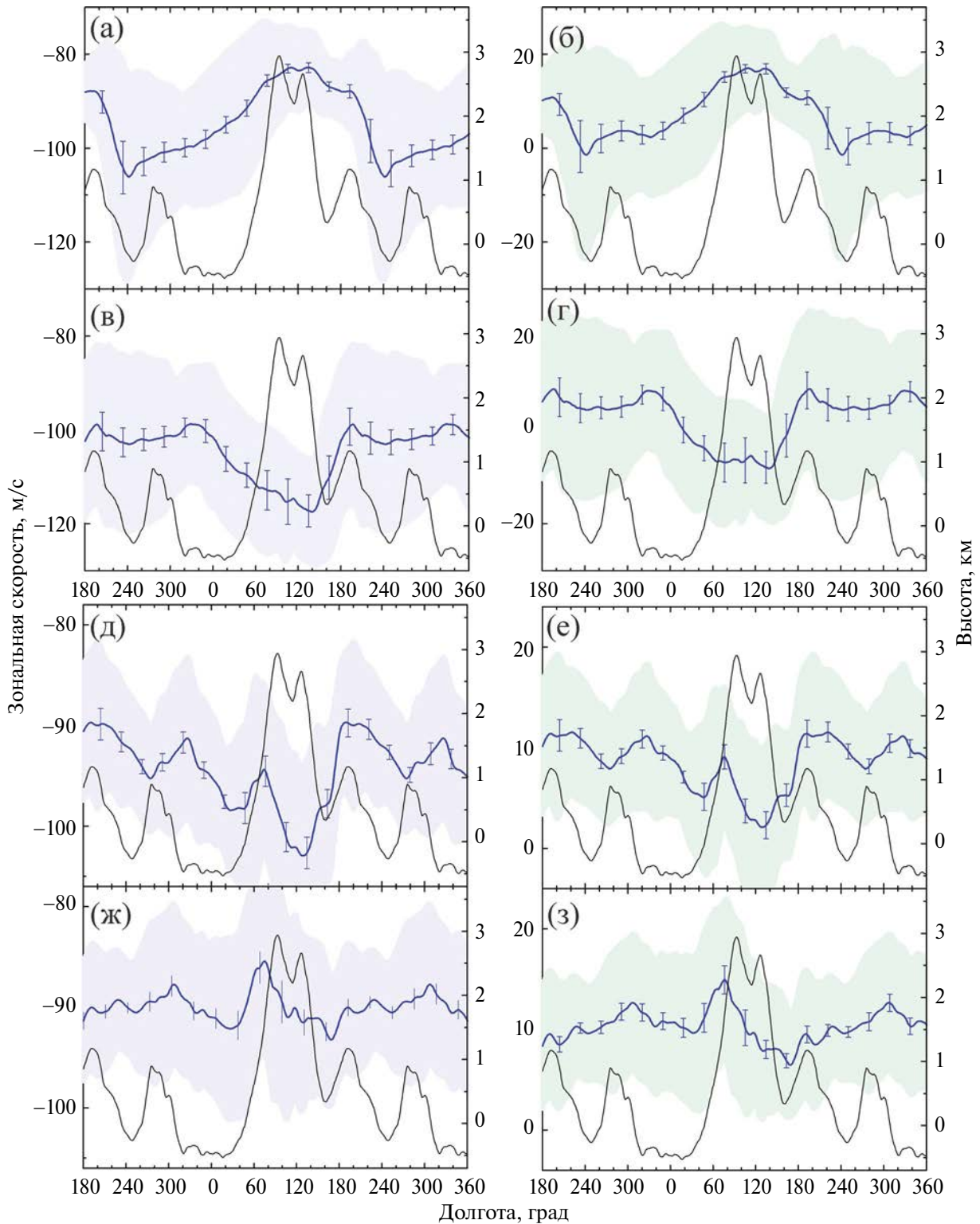


Рис. 3. Долготные вариации средней зональной скорости ветра, усредненные за временные интервалы, соответствующие шести венецианским годам и полученные по изображениям VMC ((а) и (в)) и UVI ((д) и (ж)) в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. Долготные вариации остаточного ряда $u - u_{12.5}$ зональной скорости после вычитания синусоиды для VMC ((б) и (г)) и UVI ((е) и (з)). Ошибка соответствует 99.6% доверительному интервалу ($3\sigma_x$). Светло-голубая и светло-зеленая области соответствуют стандартному отклонению σ . Средняя высота рельефа поверхности в той же широтной полосе показана черной кривой.

средней зональной скорости в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш.) и показывает, что зависимость зональной скорости от долготы сохраняется во всех случаях. Каждая кривая как для VMC, так и для UVI является результатом усреднения по шести венерианским годам: 2007–2010 (рис. 3а, 3б), 2010–2013 (рис. 3в, 3г), 2016–2019 (рис. 3д, 3е), 2017–2020 (рис. 3ж, 3з). Данный временной интервал усреднения выбран, чтобы обеспечить полное долготное покрытие внутри него. На оси абсцисс отмечено 1.5 полных долготных интервала (540°) для лучшей визуализации. В случае VMC величина временного интервала связана с долготным перемещением подспутниковой точки за время миссии Venus Express. Данный интервал позволяет в среднем сравнить поведение зональной скорости в первой и второй половине миссии и проследить во времени эволюцию минимума зональной скорости. При увеличении по абсолютной величине средней зональной скорости в восходящей части долгопериодической зависимости (VMC) минимум средней зональной скорости над наиболее высокой частью

Земли Афродиты (рис. 3а) сменяется максимумом (рис. 3в). Несмотря на то, что в случае UVI временные интервалы перекрываются на 4 года, рассматриваемые долготные вариации также позволяют обнаружить изменение долготной зависимости. При уменьшении по абсолютной величине средней зональной скорости в нисходящей части долгопериодической зависимости (UVI) наблюдаемый максимум зональной скорости на долготной кривой (рис. 3д) сменяется минимумом (рис. 3ж).

Как в случае VMC, так и в случае UVI увеличение зональной скорости над областями Овды и Тефии было обнаружено вблизи максимума долгопериодической зависимости. Амплитуда долготных вариаций зональной скорости выше для VMC. Разница между максимумом и минимумом долготных вариаций остаточного ряда зональной скорости составляет около 15 м/с для VMC и около 10 м/с для UVI (рис. 3б, 3г, 3е, 3з).

Зависимость скорости горизонтального потока от долготы наглядно можно продемонстрировать, если ввести дополнительную се-

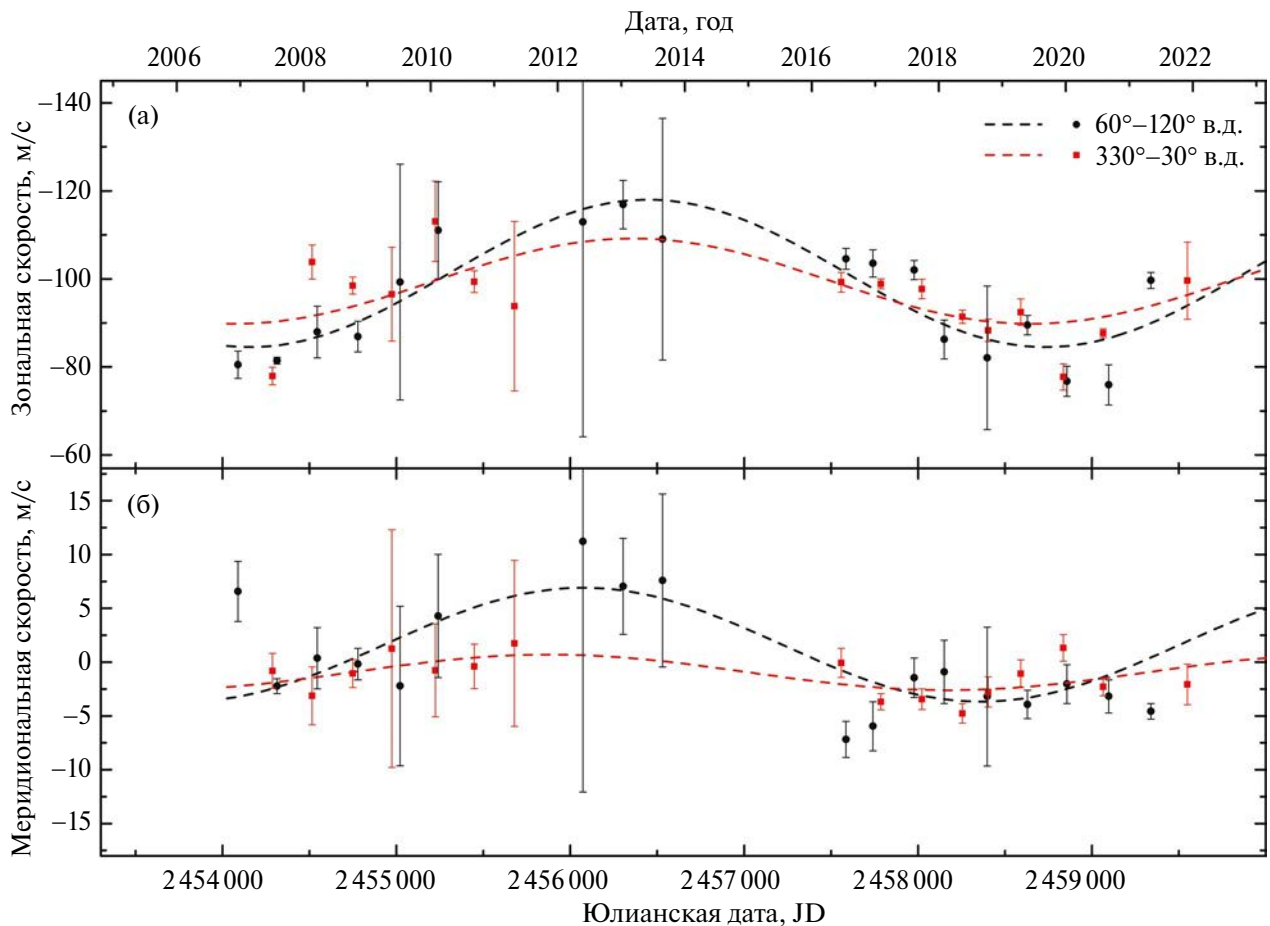


Рис. 4. Долгопериодические вариации зональной (а) и меридиональной (б) компонент средней скорости горизонтального потока на широте $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. над возвышенностью (черный цвет) и низменностью (красный цвет). Каждая точка является результатом усреднения по венерианскому году. Ошибка соответствует доверительному интервалу 99.6% ($3\sigma_x$). Пунктиром обозначены синусоиды с периодом 12.5 ± 0.5 лет.

лекцию данных по этому параметру. Были выбраны две тестовые площадки: над областью Овды ($10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., 60° – 120° в. д.), где наблюдается максимальное торможение горизонтального потока, и над низменностью, соответствующей равнинам Навки и Тинатин ($10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., 330° – 30° в. д.) (см. долготный профиль рельефа поверхности, например, на рис. 3). Максимальный перепад высот между рассматриваемыми долготами составляет около 4.5 км, что соответствует, согласно модели атмосферы Венеры VIRA (Seiff и др., 1985), разнице давлений 23.4 бар (от 92.1 бар у поверхности до 68.7 бар на высоте 4.5 км). Выборка единичных измерений, используемая в данной работе, построенная для местного времени 12 ± 1 ч. и фазового угла 60° – 90° , позволяет исследовать долговременные вариации над этими площадками (рис. 4). Общее число точек, полученных усреднением по венерианскому году при использовании тестовых площадок, сократилось из-за недостаточного покрытия наблюдениями. По этой же причине у некоторых точек возросли ошибки среднего. По обоим наборам данных были проведены аппроксимирующие синусоиды, аналогичные представленным на рис. 2 и соответствующие периоду 12.5 ± 0.5 лет. Над областью Овды амплитуды синусоид для зональной и меридиональной компонент увеличились относительно показателей средних синусоид (см. Результаты, *Вариации средней зональной скорости в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш.*). Для зональной скорости наблюдается увеличение до 16.7 ± 2.4 м/с при среднем значении скорости -101.2 ± 1.9 м/с, для меридиональной скорости наблюдается увеличение до 5.3 ± 1.4 м/с при среднем $+1.6 \pm 1.1$ м/с. При этом над низиной наблюдается уменьшение амплитуды: для зональной компоненты до 9.7 ± 4.5 м/с при среднем -99.5 ± 3.2 м/с, для меридиональной до 1.6 ± 0.7 м/с при среднем -1.0 ± 0.7 м/с.

Несмотря на возросшую погрешность, можно сделать вывод о том, что высокогорные участки

поверхности оказывают более значительное воздействие на долговременные квазипериодические вариации поля скоростей у верхней границы облаков.

Долготно-широтная зависимость зональной скорости

Изменение зональной скорости, наблюдаемое над Землей Афродиты (рис. 3), не ограничивается широтной полосой $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. На рис. 5 показаны долготно-широтные вариации зональной скорости, усредненные за шесть первых и шесть последних венерианских лет наблюдений с VMC, а также за шесть первых и шесть последних лет наблюдений с UVI. Шестилетние интервалы соответствуют представленным на рис. 3 и в случае UVI перекрываются на 4 венерианских года. Для VMC (рис. 5а, 5б) представлены широты только южного полушария, для UVI (рис. 5в, 5г) — как южного, так и северного. В связи с тем, что долготные вариации зональной скорости сохраняются для остаточного ряда, последующее исследование проводилось для данных без вычитания синусоиды. В каждом из рассматриваемых случаев область минимума (рис. 5а, 5г) и максимума (рис. 5б, 5в) простирается от экватора до средних широт, приблизительно до 40° . Низкая зональная скорость на долготах 30° – 180° в. д. в начале миссии Venus Express (рис. 5а) сменяется высокой во второй половине наблюдений с VMC (рис. 5б). На пространственном распределении для первых шести лет наблюдений с UVI на долготах от 30° до 180° в. д. наблюдается область максимума зональной скорости (рис. 5в). Область максимума содержит область относительно более низкой зональной скорости, которая расширяется по мере приближения к минимуму долгопериодической зависимости, распространяясь до средних широт (рис. 5г). Данная область относительного минимума зональной скорости, свидетельствующая

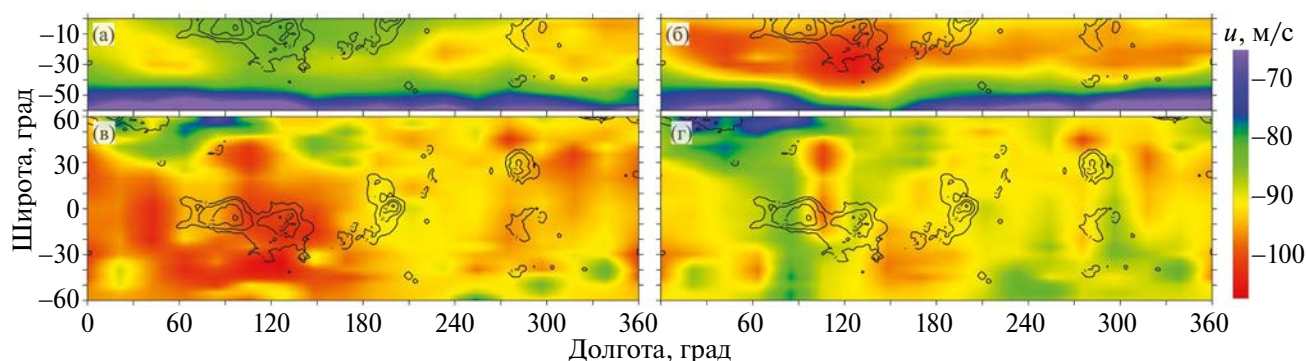


Рис. 5. Пространственное распределение средней зональной скорости ветра, усредненное за временные промежутки 2007–2010 (а), 2010–2013 (б), 2016–2019 (в), 2017–2020 (г). Черными контурами отмечены возвышенности поверхности планеты более 1 км.

о торможении потока, остается локализованной приблизительно на 75° в. д., т. е. близко к области Овды, являющейся максимальной возвышенностью западной части Земли Афродиты (рис. 3, черная кривая). Таким образом, присутствие данной области торможения даже во время ускорения горизонтального потока над высокогорьем свидетельствует о сохранении влияния области Овды в доступный для исследования временной период.

По данным UVI вблизи максимума долгопериодической зависимости (рис. 5в) увеличение зональной компоненты (ускорение) наблюдается не только на долготах, соответствующих наиболее высокогорным областям Земли Афродиты (60° – 140° в. д.), но и около 270° – 300° в. д., где с севера на юг расположена цепь возвышенностей, включающая область Бета, область Фебы и область Фемиды. В остальных случаях (рис. 5а,

5б, 5г) заметной связи этих возвышенностей с изменениями зональной скорости, аналогичной влиянию Земли Афродиты в данный временной период, не прослеживается.

Влияние рельефа на меридиональную компоненту скорости ветра

Влияние рельефа на динамику атмосферы предполагает не только изменение величины зональной скорости, но и изменение меридиональной, согласующееся с рельефом подстилающей поверхности. Долготная зависимость меридиональной скорости для 10° и 25° ю. ш., усредненная по всему объему данных, полученных с VMC, показала наличие вариаций, связанных с Землей Афродиты (Patsaeva и др., 2019). На рис. 6 показаны долготные вариации меридиональной скорости для разных широт эквато-

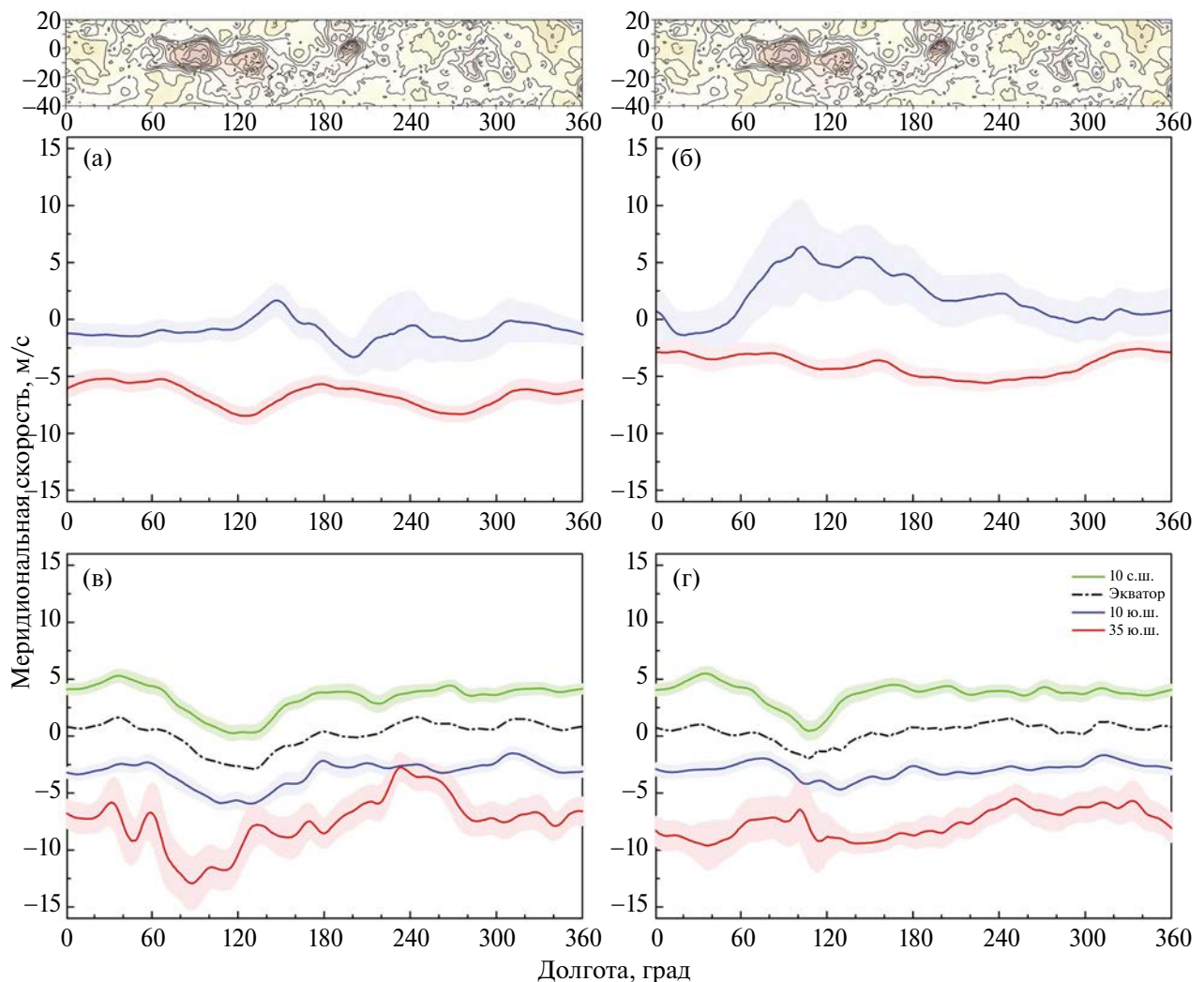


Рис. 6. Долготные вариации средней меридиональной скорости ветра на $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. (синий), $35^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. (красный), $10^\circ \pm 5^\circ$ с. ш. (зеленый), экватор $0^\circ \pm 5^\circ$ (черный). Меридиональная скорость усреднена за временные промежутки 2007–2010 (а), 2010–2013 (б), 2016–2019 (в), 2017–2020 (г). Ошибка соответствует 99.6% доверительному интервалу ($3\sigma_x$).

риальной области Венеры, полученные по данным с VMC (рис. 6а, 6б) и UVI (рис. 6в, 6г) для венерианских шестилетних интервалов наблюдений, близких к максимуму и минимуму долгопериодической зависимости средней зональной скорости. Временные интервалы соответствуют тем, которые были взяты для исследования зональной скорости. Каждая кривая является результатом усреднения данных в десятиградусной широтной полосе и показывает изменение меридиональной скорости на 10° и 35° ю. ш. для VMC. Для UVI дополнительно представлены вариации меридиональной скорости на экваторе и на 10° с. ш. Изменяющийся рельеф горного массива Земля Афродиты вместе с предгорьями простирается от 50° до 210° в. д. и от 40° ю. ш. до 20° с. ш. (см. рис. 5, черные контуры). Наиболее высокая часть горного массива (области Овды и Тефии) расположена от 60° до 140° в. д. и от 20° ю. ш. до 5° с. ш. В соответствии с характером динамики атмосферы Венеры, усредненный горизонтальный поток на уровне верхнего облачного слоя в дневные часы направлен от экватора к полюсу в каждом полушарии. Влияние, которое оказывает Земля Афродиты на меридиональную скорость, выражается в изменении направления горизонтального потока к северу или к югу в соответствии с особенностями рельефа в зависимости от широты. Для VMC (рис. 6а, 6б) и UVI вблизи максимума долгопериодической зависимости (рис. 6в) существенная разница в поведении кривых на долготах Земли Афродиты наблюдается в южном полушарии Венеры (10° и 35° ю. ш., синяя и красная кривые). Для UVI вблизи минимума долгопериодической зависимости (рис. 6г) наибольшая разница фиксируется между поведением меридиональной скорости на широтах севернее и южнее наибольших высот Земли Афродиты (10° с. ш. и 35° ю. ш., зеленая и красная кривые). Хотя долготная привязка наибольшего отличия между кривыми несколько смещается от графика к графику, зависимость направления горизонтального потока от рельефа подстилающей поверхности наблюдается во всех рассматриваемых случаях.

Смещение меридиональной компоненты в сторону положительных значений, обнаруженное на 20° ю. ш. по данным VMC вблизи максимума долгопериодической зависимости (Khatuntsev и др., 2022), наблюдается на всех южных экваториальных широтах (рис. 6б). На 10° ю. ш. средняя меридиональная скорость меняется от -1.1 ± 0.1 до $+1.7 \pm 0.1$ м/с, изменяя направление горизонтального потока с южного на северное. В связи с отсутствием данных с 2013 по 2015 гг. подтвердить или опровергнуть подоб-

ное предполагаемое смещение меридиональной компоненты по данным UVI не представляется возможным.

ОБСУЖДЕНИЕ

Сравнение с наблюдениями с UVI на КА Akatsuki в 2015–2017 гг.

Norinouchi и др. (2018) выявили долго-но-широтную зависимость зональной скорости по наблюдениям с UVI на КА Akatsuki с декабря 2015 г. по март 2017 г. Авторы обнаружили слабое увеличение средней зональной скорости в экваториальных широтах над областью Овды, и, таким образом, не подтвердили выводы Bertaux и др. (2016) о торможении зонального потока и влиянии рельефа поверхности на динамические процессы в атмосфере. Imai и др. (2019), исследуя зональную скорость за 2017 г., также не обнаружили значительной зависимости скорости потока от рельефа поверхности. Долготные вариации зональной скорости в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., полученные нами вблизи полудня за тот же период времени (рис. 7), показывают увеличение зональной скорости над областью Овды, и, следовательно, согласуются с результатом, представленным в работе (Norinouchi и др., 2018). Таким образом, кажущееся расхождение между выводами, сделанными в (Bertaux и др., 2016) и (Norinouchi и др., 2018), объясняется использованием разных периодов наблюдений.

Вариации экваториального поля ветра, связанные с рельефом поверхности

Ключевым результатом данного исследования является доказательство взаимосвязи с рельефом подстилающей поверхности вариаций поля горизонтального ветра в экваториальных широтах Венеры, определенного по УФ-изображениям (365 нм), полученным VMC/Venus Express и UVI/Akatsuki. Проведенный ранее анализ выявил глобальную периодичность зональной циркуляции 12.5 ± 0.5 лет (Khatuntsev и др., 2022, Fig. 2). В данной работе показана роль материковой возвышенности Земли Афродиты в модуляции зонального потока вблизи полудня (12 ± 1 ч.) (рис. 3 и 5). В дополнение к ранее обсуждавшемуся торможению зонального потока (Bertaux и др., 2016; Patsaeva и др., 2019), которое наблюдалось далее по течению за возвышенностью, результаты данной статьи свидетельствуют о долгопериодических вариациях самого торможения, обусловленных рельефом подстилающей поверхности.

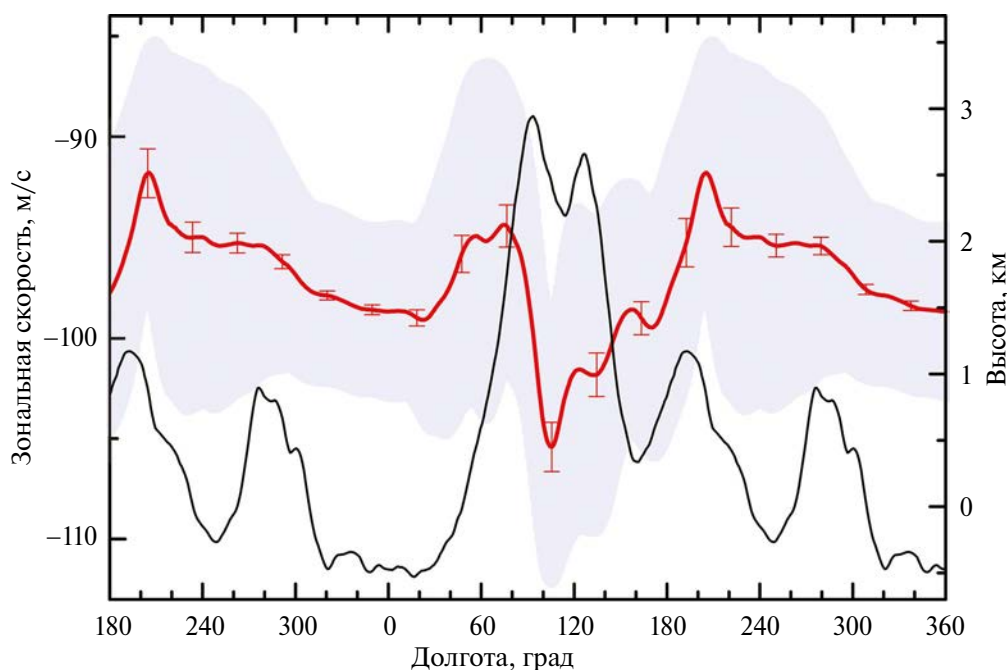


Рис. 7. Долготные вариации средней зональной скорости ветра в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш. около полудня 12 ± 1 ч. с декабря 2015 г. по март 2017 г. (красный). Ошибка соответствует 99.6% доверительному интервалу ($3\sigma_{\bar{x}}$). Светло-голубая область соответствует стандартному отклонению σ . Средняя высота рельефа поверхности в той же широтной полосе показана черной кривой.

На рис. 3 показаны средние долготные профили ветра для первой и второй половины миссий Venus Express и Akatsuki. На рисунке отмечен переход от замедления зонального потока примерно на 20 м/с к его ускорению примерно на 10 м/с над Землей Афродиты. Усреднение по шестилетним интервалам не позволяет в полной мере избавиться от эффектов селекции по долготе и несет искажения, связанные с предполагаемыми долговременными вариациями атмосферы. Хотя результаты, полученные для отдельных венерианских лет, как правило, имеют ограниченное долготное покрытие, они, тем не менее, позволяют создать представление об изменении долготной зависимости зональной скорости от года к году. Переход от замедления зонального потока к ускорению произошел примерно в 2010 г. и наблюдался на Venus Express. Ускорение потока над Землей Афродиты с 2010 по 2017 гг. наблюдалось как на Venus Express, так и на Akatsuki (рис. 3в, 3д). Тот же вывод можно сделать по рис. 4, “черная” синусоида получена для Земли Афродиты на широте, соответствующей максимальным высотам области Овды.

Данные, относящиеся к началу наблюдений с UVI, на фоне общего ускорения над высокогорьями Земли Афродиты фиксируют наличие относительного торможения вблизи 75° в. д., связанного с областью Овды (рис. 3 и рис. 5). Отсутствие наблюдений с 2013 г. по конец 2015 г. не позволяет убедиться в сохранении или отсутствии

подобного явления в более ранний отрезок времени. Данные, относящиеся ко второй половине наблюдений с VMC, показывают выраженное ускорение горизонтального потока над областью Овды без признаков торможения потока на 75° в. д. или каких-либо близких долготах. Возможно, слабое покрытие измерениями Земли Афродиты во второй половине наблюдений с VMC не позволяет зафиксировать данное явление.

Вместе с тем, основываясь на поведении меридиональной компоненты (см. раздел Результаты, *Влияние рельефа на меридиональную компоненту скорости ветра*), можно с осторожностью предполагать сохранение влияния рельефа поверхности на динамику атмосферы вне зависимости от того, минимум или максимум зональной скорости наблюдается над высокогорной частью Земли Афродиты.

Изменения в атмосферной циркуляции, связанные с топографией поверхности, обычно вызываются гравитационными волнами (волнами плавучести). Присутствие таких волн в атмосфере Венеры наблюдалось в нескольких экспериментах. Piccialli и др. (2014) отождествили гравитационные волны на УФ-изображениях верхней границы облаков дневной стороны планеты, полученных с камерой VMC. Мезомасштабные гравитационные волны были зафиксированы при картировании ночной стороны в ближнем ИК-диапазоне изображающим спектрометром VIRTIS-M на КА Venus Express, что соответству-

ет высотам среднего и нижнего облачного слоя (Peralta и др., 2008). Наличие в атмосфере Венеры гравитационных волн подтверждается наблюдениями в тепловом ИК-диапазоне (Fukuhara и др., 2017), а также в радиозатменных экспериментах на орбитальных аппаратах Venus Express (Tellmann и др., 2012), Magellan (Hinson, Jenkins, 1995) и Akatsuki (Imamura и др., 2017).

Гравитационные волны, возбуждаемые рельефом поверхности и достигающие верхней границы облаков, могут оказывать как прямое влияние на скорость ветра благодаря переносу момента, так и опосредованное, влияя на параметры облаков. Последнее включает в себя также изменение высоты, где формируются УФ-детали. Тропосфера Венеры (<60 км) имеет сложную слоеную структуру с чередующимися стабильными и не-стабильными слоями и зональной скоростью, сильно растущей с высотой (Sánchez-Lavega и др., 2017; Limaе и др., 2018). И то, и другое в значительной степени влияет на распространение волн плавучести. Конвективно-неустойчивые слои, где параметр статической устойчивости близок к нулю, расположены в нижнем и среднем облачных слоях (48–57 км), а также в нижних слоях атмосферы примерно на высотах 15–35 км. Предполагается, что планетарный пограничный слой (0–5 км) обладает нейтральной стабильностью. Остальные высоты в тропосфере и мезосфере, особенно вблизи верхней границы облаков, где формируются детали УФ-изображений, обладают высокой стабильностью.

Волны плавучести в атмосфере Венеры могут формироваться либо при взаимодействии атмосферы с рельефом поверхности, особенно в горных районах, либо быть вызваны конвекцией в соседних неустойчивых слоях атмосферы (Baker и др., 2000). Распространение волн плавучести в однородной атмосфере описывается уравнением Тейлора–Гольдштейна – дисперсионного соотношения, связывающего вертикальное $m(z) = 2\pi/\lambda_z$ и горизонтальное $k(z) = 2\pi/\lambda_x$ волновые числа (Salby, 2012):

$$m^2(z) = \frac{N^2}{(c - \bar{U})^2} - k^2(z) + \frac{\bar{U}_{zz}}{c - \bar{U}}, \quad (1)$$

где λ_x и λ_z – длина горизонтальной и вертикальной волн, c – фазовая скорость, $N(z)$ – частота Брента–Вяйсяля, $U(z)$ и U_{zz} – средняя зональная скорость и ее вторая производная. Уравнение (1) устанавливает дисперсионное соотношение между волновыми числами $k(z)$ и $m(z)$ и свойствами атмосферы.

Уравнение (1) позволяет оценить свойства гравитационных волн, возникших при взаи-

модействии ветра с горными массивами (например, Землей Афродиты), у верхней границы облаков. Возникающие у поверхности волны плавучести имеют близкую к нулю фазовую скорость. Известные свойства атмосферы Венеры $N^2 = 3.8 \times 10^{-4} \text{ с}^{-2}$, $U \approx 100 \text{ м/с}$ и $U_{zz} = -0.9 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-1}$ на высоте 70 км (Sánchez-Lavega и др., 2017; Limaе и др., 2018) позволяют оценить вертикальную длину волны около 40 км, что согласуется с результатами численного моделирования вертикального распространения волн плавучести (Yamada и др., 2019). Это исследование также показало, что присутствие слоев с нейтральной устойчивостью в тропосфере Венеры не сильно ослабляет сравнительно длинные волны.

Вертикально распространяющиеся волны плавучести обмениваются моментом с зональной циркуляцией. Их близкая к нулю фазовая скорость обуславливает тормозящее воздействие на суперротацию. В линейной теории волн плавучести (Andrews и др., 1987) тормозящая сила выражается следующим образом:

$$\bar{X}_1 = \frac{N^2 K}{c - \bar{U}}, \quad (2)$$

где $K = 4 \text{ м}^2/\text{с}$ – коэффициент турбулентной диффузии у верхней границы облаков. Оценки показывают, что волны, порожденные рельефом поверхности, могут приводить к замедлению потока у верхней границы облаков со скоростью около 1 м/с в день.

Baker и др. (2000) численно смоделировали возникновение волн плавучести в устойчивом слое на 35–48 км конвекцией в соседних неустойчивых слоях, расположенных в облаках на 48–57 км и в нижней тропосфере (15–35 км). Хотя эти исследования были ограничены тропосферой (0–60 км), их результаты могут быть применены также к области устойчивой нижней мезосферы (60–80 км), что делает их полезными для нашей работы. Baker и др. (2000) показали, что конвекция в неустойчивых слоях может порождать волны плавучести в соседних стабильных областях благодаря взаимодействию конвективных ячеек и “колонн” с зональной циркуляцией. Этот механизм похож на механизм, действующий у поверхности, где роль препятствий выполняют возвышенности рельефа, но область генерации волн расположена по высоте гораздо ближе к интересующему нас слою. Проникновение конвективных “колонн” в устойчивый слой порождает волны плавучести с характерной длиной 25–30 км в горизонтальном и 7–13 км в вертикальном направлениях. Как конвекция, так и возбужденные ею волны плавучести влияют на циркуляцию у верхней границы облаков. Согласно Baker и др.

(2000) в конечном итоге взаимодействие конвекции и волн плавучести с зональным потоком приводит к замедлению зональной суперротации как под облаками, так и над тропопаузой (~60 км).

Asai (1970) численно исследовал взаимодействие трехмерной конвекции с полем ветра, меняющимся с высотой, и пришел к выводу, что конвективные ячейки могут переносить горизонтальный момент и энергию в вертикальном направлении, что может приводить как к замедлению, так и к ускорению потока. Этот процесс сильно зависит от размерности возмущений.

Приведенные выше результаты численного моделирования и оценки позволяют качественно объяснить влияние рельефа поверхности на циркуляцию у верхней границы облаков. Во-первых, волны плавучести с характерным размером в десятки и сотни километров, возникающие при взаимодействии атмосферы с крупными деталями рельефа, как, например, материковая возвышенность Земля Афродиты, могут распространяться до высот облачного слоя и передавать свой момент зональной циркуляции. Это обычно приводит к замедлению зонального потока со скоростью несколько метров в секунду за сутки. Во-вторых, конвекция в неустойчивой нижней и средней части облачного слоя может влиять на зональную циркуляцию как напрямую, благодаря перемещению вверх медленно движущих конвективных ячеек, так и опосредованно через возникновение волн плавучести на границе устойчивого и неустойчивого слоев вблизи 57 км (Baker и др., 2000). Этот механизм может замедлять зональную циркуляцию у верхней границы облаков, хотя, как отметил Asai (1970), трехмерное численное моделирование показывает, что при определенных условиях возможно и ускорение потока. Направление воздействия волн плавучести зависит от особенностей конвекции, самих волн и их взаимодействия, что, в свою очередь, определяется условиями в облачном слое.

На данный момент существующие модели, в той или иной степени воспроизводящие влияние рельефа на динамику атмосферы Венеры (Herrnstein, Dowling, 2007; Мингалева и др., 2015; Fukuhara и др., 2017; Navarro и др., 2018; Yamamoto, 2019; Yamamoto и др., 2021; Lefèvre и др., 2020), не рассматривают какого-либо изменения этого влияния с течением времени.

Корреляция зональной циркуляции с вариациями УФ-альбедо

Lee и др. (2019) показали значительные вариации альбедо Венеры на длине волны 365 нм в период с 2006 по 2017 гг. Максимальное альбедо наблюдалось в 2006–2007 гг., затем уменьша-

лось до минимума в 2011–2014 гг. и восстанавливалось в 2016–2017 гг. до уровня 2008 г. Согласно Lee и др. (2020), явный максимум среднего альбедо в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., который наблюдался в первой половине миссии Venus Express (2006–2009) на долготях Земли Афродиты при фазовом угле 75° – 80° , сменяется минимумом во второй половине миссии (2010–2014). Заметим, что в 2010 г. долготный профиль ветра изменился от кажущегося замедления над Землей Афродиты к небольшому ускорению, демонстрируя таким образом согласованность с УФ-альбедо. Ожидается, что низкое альбедо приводит к повышенному поглощению солнечной энергии в верхнем облачном слое, а это должно повлиять на термическую структуру и стабильность атмосферы. Для лучшего понимания взаимодействия между конвекцией, гравитационными волнами и крупномасштабной динамикой в атмосфере Венеры необходимо масштабное трехмерное моделирование тропосферной и мезосферной циркуляции.

Вариации УФ-альбедо подразумевают изменение концентрации УФ-поглотителя, его вертикального распределения. Могут ли наблюдаемые долговременные колебания скорости ветра, как и сопутствующие долготные колебания, объясняться соответствующими колебаниями высоты расположения контрастных УФ-деталей? При изменении зональной скорости ветра на 30 м с^{-1} и ее вертикальном градиенте $2 \text{ м с}^{-1} \text{ км}^{-1}$ соответствующее изменение высоты должно быть около 15 км. Высота верхней границы облаков по наблюдениям глубины ИК-полос CO_2 по данным Venus Express с 2006 по 2014 гг. (Fedorova и др., 2016) вообще не испытывала сколько-нибудь значительных изменений, коррелирующих с изменением скорости в этот же период. Конечно, УФ-поглотитель может находиться, и, по-видимому, находится выше высоты верхней границы облаков в ИК-диапазоне (определяемой как уровень единичной оптической глубины, или, точнее, уровень $\tau(1-g) \approx 1$, где g — показатель асимметрии индикатрисы рассеяния) и испытывать долговременные изменения, невидимые в ИК-диапазоне. И действительно, по наблюдениям солнечных затмений на Venus Express обнаружены значительные долговременные изменения концентрации частиц над облачной дымкой. Но эти изменения носили характер скачка с 2006 по 2007 гг., причем аэрозольная экстинкция на высоте 80 км на низких широтах увеличилась более чем на порядок величины, а далее концентрация надоблачной дымки была относительно постоянна (Wilquet и др., 2012). Увеличение плотности означает поднятие уровня единичной оптической толщи. Если относить контрастные УФ-детали к этому

уровню, то наблюдаемая средняя скорость ветра в период с 2006 по 2010 гг. должна была бы уменьшаться (так как скорость ветра уменьшается с ростом высоты от верхней границы облаков (см., например, Schubert, 1983), что противоречит нашим измерениям. Кроме того, при наблюдаемых размерах частиц надоблачной дымки, с которой, вероятно, связан УФ-поглотитель (см., например, Pollack и др., 1980; Perez-Hoyos и др., 2018), а именно эффективного радиуса около 0.1 мкм (см., например, Pollack и др., 1980; Luginin и др., 2016), надоблачная дымка не является полностью прозрачной и в ИК-диапазоне, и требуемые изменения в высоте уровня $\tau \approx 1$ в УФ-диапазоне привели бы к соответствующим заметным изменениям этого уровня и в ИК-диапазоне, как минимум порядка нескольких километров, чего, как упоминалось выше, не наблюдается. Таким образом, наблюдаемые по контрастным УФ-деталюм долговременные изменения зональной скорости, как и сопутствующие долготные колебания, не могут объясняться возможными изменениями плотности частиц надоблачной дымки и характерной высоты расположения контрастных УФ-деталей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В этой статье мы продолжили совместный анализ УФ-изображений (365 нм) облачного покрова Венеры, полученных камерой VMC на КА Venus Express (ESA) (Titov и др., 2006; Svedhem и др., 2009) с 2006 по 2013 гг. и камерой UVI на КА Akatsuki (JAXA) (Nakamura и др., 2016). Эти наблюдения предоставили уникальную возможность почти непрерывного исследования динамики атмосферы планеты на уровне верхней границы облачного слоя (70 ± 2 км) в течение более чем 15 лет (около 24 венерианских лет). Автоматизированным корреляционным методом по УФ-изображениям облачного покрова Венеры было получено более 5000 векторов скорости ветра для VMC и 6000 для UVI вблизи полудня (12 ± 1 ч.) в широтной полосе $10^\circ \pm 5^\circ$ ю. ш., соответствующей максимальным высотам западной части Земли Афродиты (область Овды). Чтобы исключить влияние фазового угла, из обеих миссий были отобраны измерения, выполненные при фазовых углах от 60° до 90° .

В целом анализ подтвердил результаты, опубликованные нами ранее для полного диапазона фазовых углов (Khatuntsev и др., 2022, Fig. 2) а также выводы Horinouchi и др. (2018). На 10° ю. ш. наблюдаются долговременные квазипериодические изменения средней зональной и меридиональной скорости ветра с периодом 12.5 ± 0.5 лет. Основным результатом данной работы является обнаружение модуляции этой долговременной

зависимости подстилающей поверхностью. В частности, торможение зонального потока наблюдается над наиболее высокой частью Земли Афродиты, областью Овды, вблизи минимума скорости в 2007–2010 гг. (рис. 3а, 3б), в то время как в 2010–2013 гг., когда скорость максимальна, поток испытывает ускорение. Эта тенденция сохраняется вплоть до 40° ю. ш. (рис. 5) и также присутствует в наблюдениях с UVI на Akatsuki (рис. 3в, 3г). Амплитуда модуляции средней квазипериодической зависимости (рис. 2) лежит в пределах 10–20 м/с.

Нам представляется маловероятным, что описанные выше вариации наблюдаемой скорости ветра могут быть вызваны изменениями высоты верхней границы облаков. Для объяснения вариаций скорости в 10–20 м/с потребовалось бы допустить изменение высоты облачного слоя в десять километров, что противоречит общепринятой модели облачного слоя и поля ветра. С другой стороны, результаты численного моделирования и оценки позволяют качественно объяснить влияние рельефа поверхности на циркуляцию у верхней границы облаков. Во-первых, волны плавучести с характерным горизонтальным размером в десятки и сотни километров, возникающие при взаимодействии атмосферы с крупными деталями рельефа, такими, как, например, высокогорные области Земли Афродиты, могут распространяться до облачного слоя и передавать свой момент зональной циркуляции. Это может приводить к замедлению зонального потока со скоростью в несколько метров в секунду за сутки. Во-вторых, конвекция в неустойчивых слоях облаков может влиять на зональную циркуляцию в соседних устойчивых слоях (Baker и др., 2000) как замедляя поток, так и ускоряя его в зависимости от особенностей конвекции и самих волн, что, в свою очередь, определяется условиями в облачном слое (Asai, 1970). Для более полного понимания взаимодействия волн плавучести, рельефа поверхности и конвекции необходимо трехмерное моделирование этих процессов.

М.В. Пацаева, И.В. Хатунцев, Н.И. Игнатьев, Л.В. Засова, Д.А. Горинов выражают благодарность программе Минобрнауки № 122042500018-9 за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Мингалева И.В., Родин А.В., Орлов К.Г. Численное моделирование общей циркуляции атмосферы Венеры. Влияние рельефа поверхности и режима нагрева излучением // Астрон. вестн. 2015. Т. 49. № 1. С. 27–45. (Mingaleva I.V., Rodin A.V., Orlov K.G. Numerical simulations of the global circulation of the atmosphere of Venus: Effects of surface relief and solar

- radiation heating // *Sol. Syst. Res.* 2015. V. 49. № 1. P. 24–42).
<https://doi.org/10.1134/S0038094614060057>
- Andrews D.G., Holton J.R., Leovy C.B. Middle atmosphere dynamics. Acad. Press, 1987. 489 p.
- Asai T. Three-Dimensional features of thermal convection in a plane couette low // *J. Meteorological Soc. Japan*. 1970. V. 48. № 1. P. 18–29.
https://doi.org/10.2151/jmsj1965.48.1_18
- Baker R.D., Schubert G., James P.W. Convectively generated internal gravity waves in the lower atmosphere of Venus. Part II: Mean wind shear and wave–mean flow interaction // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57. P. 200–215.
[https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2000\)057<0200:CGIGWI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2000)057<0200:CGIGWI>2.0.CO;2)
- Berrevoets C., DeClerq B., George T., Makolkin D., Maxson P., Pilz B., Presnyakov P., Roel E., Weiller S. // *Astrophysics Source Code Library*, 2012, record ascl:1206.001, 2012ascl.soft06001B.
- Bertaux J.-L., Khatuntsev I.V., Hauchecorne A., Markiewicz W.J., Marcq E., Lebonnois S., Patsaeva M., Turin A., Fedorova A. 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>
- Fedorova A., Marcq E., Luginin M., Korablev O., Bertaux J.-L., Montmessin F. Variations of water vapor and cloud top altitude in the Venus' mesosphere from SPI-CAV/Vex observations // *Icarus*. 2016. V. 275. P. 143–162.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2016.04.010>
- Fukuhara T., Futaguchi M., Hashimoto G.L., Horinouchi T., Imamura T., Iwagami N., Kouyama T., Murakami S., Nakamura M., Ogohara K., Sato M., Sato T.M., Suzuki M., Taguchi M., Takagi S., Ueno M., Watanabe S., Yamada M., Yamazaki A. Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus // *Nature. Geosci.* 2017. V. 10. № 2. P. 85–88.
<https://doi.org/10.1038/ngeo2873>
- Gorinov D.A., Zasova L.V., Khatuntsev I.V., Patsaeva M.V., Turin A.V. Winds in the lower cloud level on the night-side of Venus from VIRTIS-M (Venus Express) 1.74 μm images // *Atmosphere*. 2021. V. 12. P. 186.
<https://doi.org/10.3390/atmos12020186>
- Herrnstein A., Dowling T.E. Effects of topography on the spin-up of a Venus atmospheric model // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. id. E04S08.
<http://dx.doi.org/10.1029/2006JE002804>
- Hinson D.P., Jenkins J.M. Magellan radio occultation measurements of atmospheric waves on Venus // *Icarus*. 1995. V. 114. P. 310–327.
- Horinouchi T., Kouyama T., Lee Y.J., Murakami S., Ogohara K., Takagi M., Imamura T., Nakajima K., Peralta J., Yamazaki A., Yamada M., Watanabe S. Mean winds at the cloud top of Venus obtained from two-wavelength UV imaging by Akatsuki // *Earth, Planets and Space*. 2018. V. 70. id. 10.
<https://doi.org/10.1186/s40623-017-0775-3>
- Imai M., Kouyama T., Takahashi Y., Yamazaki A., Watanabe S., Yamada M., Imamura T., Sato T., Nakamura M., Murakami S., Ogohara K., Horinouchi T. Planetary-scale variations in winds and UV brightness at the Venusian cloud top: Periodicity and temporal evolution // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2019. V. 124. P. 2635–2659.
<https://doi.org/10.1029/2019JE006065>
- Imamura T., Ando H., Tellmann S., Pätzold M., Häusler B., Yamazaki A., Sato T.M., Noguchi K., Futaana Y., Oschlisniok J., Limaye S., Choudhary R.K., Murata Y., Takeuchi H., Hirose C. and 24 co-authors. Initial performance of the radio occultation experiment in the Venus orbiter mission Akatsuki // *Earth, Planets and Space*. 2017. V. 69. P. 137–147.
<https://doi.org/10.1186/s40623-017-0722-3>
- 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>
- Khatuntsev I.V., Patsaeva M.V., Zasova L.V., Titov D.V., Ignatiev N.I., Gorinov D.A., Turin A.V. Winds from the visible (513 nm) images obtained by the Venus monitoring camera onboard Venus Express // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127. e2021JE007032.
<https://doi.org/10.1029/2021JE007032>
- Lafler J., Kinman T.D. An RR Lyrae star survey with the Lick 20-inch astrograph II. The calculation of RR Lyrae periods by electronic computer // *Astrophys. J. Suppl.* 1965. V. 11. P. 216.
- Lee Y.J., Jessup K.L., Perez-Hoyos S., Titov D.V., Lebonnois S., Peralta J., Horinouchi T., Imamura T., Limaye S., Marcq E., and 9 co-authors. Long-term variations of Venus' 365-nm albedo observed by Venus Express, Akatsuki, MESSENGER, and Hubble Space Telescope // *Astron. J.* 2019. V. 158. № 3. id. 126.
<https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab312>
- Lee Y.J., Kopparla P., Peralta J., Schroder S.E., Imamura T., Kouyama T., Watanabe S. Spatial and temporal variability of the 365-nm albedo of Venus observed by the camera on board Venus Express // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2020. V. 125. id. e2019JE006271.
<https://doi.org/10.1029/2019JE006271>
- Lefèvre M., Spiga A., Lebonnois S. Mesoscale modeling of Venus' bow-shape waves // *Icarus*. 2020. V. 335. id. 113376.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2019.07.010>
- Lim A., Jaenisch H., Handley J., Filipovic M., White G., Hons A., Berrevoets C., Deragopian G., Payne J., Schneider M., Edwards M. Image resolution and performance analysis of webcams for ground-based astronomy // *Proc. SPIE. The International Soc. Optical Eng.* 2004.
<https://doi.org/10.1117/12.549297>

- Limaye S.S., Suomi V.* A normalized view of Venus // *J. Atmos. Sci.* 1977. V. 34. P. 205–215.
[https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1977\)034<0205:ANVOV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1977)034<0205:ANVOV>2.0.CO;2)
- Limaye S.S.* Morphology and movements of polarization features on Venus as seen from the Pioneer Orbiter Cloud Photopolarimeter data // *Icarus*. 1984. V. 57. P. 362–385.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(84\)90124-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(84)90124-6)
- Limaye S.S., Grassi D., Mahieux A., Migliorini A., Tellmann S., Titov D.* Venus atmospheric thermal structure and radiative balance // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. id. 102.
<https://doi.org/10.1007/s11214-018-0525-2>
- Lindzen R.S.* Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 9707–9714.
<https://doi.org/10.1029/JC086iC10p09707>
- Luginin M., Fedorova A., Belyaev D., Montmessin F., Wilquet V., Korablev O., Bertaux J.-L., Vandaele A.C.* Aerosol properties in the upper haze of Venus from SPICAV IR data // *Icarus*. 2016. V. 277. P. 154–170.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2016.05.008>
- Markiewicz W.J., Titov D.V., Ignatiev N., Keller H.U., Crisp D., Limaye S.S., Jaumann R., Moissl R., Thomas N., Esposito L., Watanabe S., Fiethe B., Behnke T., Szemerey I., Michalik H., and 16 co-authors.* Venus Monitoring Camera for Venus Express // *Planet. and Space Sci.* 2007. V. 55. № 12. P. 1701–1711.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2007.01.004>
- Minnaert M.* The reciprocity principle in lunar photometry // *Astrophys. J.* 1941. V. 93. P. 403–410.
<https://doi.org/10.1086/144279>
- Murakami S., Yamada M., Yamazaki A., McGouldrick K., Yamamoto Y., Hashimoto G.L.* Venus Climate Orbiter Akatsuki UVI Calibrated Data v1.0, VCO-V-UVI-3-CDR-V1.0 // NASA Planetary Data System. 2017.
<https://doi.org/10.17597/isas.darts/vco-00003>
- Murakami S., Ogohara K., Takagi M., Kashimura H., Yamada M., Kouyama T., Horinouchi T., Imamura T.* Venus Climate Orbiter Akatsuki UVI Longitude-Latitude Map Data v1.0. // JAXA Data Arch. Transm. Syst. 2018.
<https://doi.org/10.17597/isas.darts/vco-00016>
- Nakamura M., Imamura T., Ishii N., Abe T., Kawakatsu Y., Hirose C., Satoh T., Suzuki M., Ueno M., Yamazaki A., Iwagami N., Watanabe S., Taguchi M., Fukuhara T., Takahashi Y., and 37 co-authors.* AKATSUKI returns to Venus // *Earth, Planets and Space*. 2016. V. 68. id. 75.
<https://doi.org/10.1186/s40623-016-0457-6>
- Navarro T., Schubert G., Lebonnois S.* Atmospheric Mountain wave generation on Venus and its influence on the solid planet's rotation rate // *Nature Geoscience*. 2018. V. 11. № 7. P. 487–491.
<https://doi.org/10.1038/s41561-018-0157-x>
- Patsaeva M.V., Khatuntsev I.V., Patsaev D.V., Titov D.V., Ignatiev N.I., Markiewicz W.J., Rodin A.V.* The relationship between mesoscale circulation and cloud morphology at the upper cloud level of Venus from VMC/Venus Express // *Planet. and Space Sci.* 2015. V. 113. № 08. P. 100–108.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2015.01.013>
- 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>
- Peralta J., Hueso R., Sánchez-Lavega A., Piccioni G., Lanciano O., Drossart P.* Characterization of mesoscale gravity waves in the upper and lower clouds of Venus from VEX–VIRTIS images // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. id. E00B18.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003185>
- 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. P. 145–162.
<https://doi.org/10.1002/2017JE005406>
- Piccilli A., Titov D.V., Sanchez-Lavega A., Peralta J., Shalygina O., Markiewicz W.J., Svedhem H.* High latitude gravity waves at the Venus cloud tops as observed by the Venus Monitoring Camera on board Venus Express // *Icarus*. 2014. V. 227. P. 94–111.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.09.012>
- Pollack J.B., Toon O.B., Witten R.C., Boese R., Ragert B., Tomasko M., Esposito L., Travis L., Wiedman D.* Distribution and source of the UV absorption in Venus' atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85 № A13. P. 8141–8150.
<https://doi.org/10.1029/JA085iA13p08141>
- Salby M.L.* Physics of the atmosphere and climate. Cambridge Univ. Press, 2012. 718 p.
- Sánchez-Lavega A., Lebonnois S., Imamura T., Read P., Luz D.* The atmospheric dynamics of Venus // *Space Sci. Rev.* 2017. V. 212. P. 1541–1616.
<https://doi.org/10.1007/s11214-017-0389-x>
- Schubert G.* General circulation and dynamical state of the Venus atmosphere // *Venus* / Eds: Hunten D., Colin L., Donahue T., Moroz V.I. Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 1983. P. 681–765.
- Seiff A., Schofield J.T., Kliore A.J., Taylor F.W., Limaye S.S., Revercomb H.E., Sromovsky L.A., Kerzhanovich V.V., Moroz V.I., Marov M. Ya.* Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 kilometers altitude // *Adv. Space Res.* 1985. V. 5. № 11. P. 3–58.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(85\)90197-8](https://doi.org/10.1016/0273-1177(85)90197-8)
- Svedhem H., Titov D.V., Taylor F.W., Witasse O.* The Venus Express mission // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. id. E00B33.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003290>
- Tellmann S., Häusler B., Hinson D.P., Tyler G.L., Andert T.P., Bird M.K., Imamura T., Pätzold M., Remus S.* Small-scale temperature fluctuations seen by the VeRa Radio Science Experiment on Venus Express // *Icarus*. 2012. V. 221. P. 471–480.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2012.08.023>

- Titov D.V., Svedhem H., Koschny D., Hoofs R., Barabash S., Bertaux J., Drossart P., Formisano V., Häusler B., Korabiev O., Markiewicz W.J., Nevejans D., Pätzold M., Piccioni G., Zhang T.L., and 8 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>
- Titov D.V., Markiewicz W.J., Ignatiev N.I., Li Song, Li-maye S.S., Sánchez-Lavega A., Hesemann J., Almeida M., Roatsch Th., Matz K.-D., Scholten F., Crisp D., Esposito L.W., Hviid S.F., Jaumann R., Keller H.U., Moissl R. Morphology of the cloud tops as observed by the Venus Express Monitoring Camera // *Icarus*. 2012. V. 217. P. 682–701. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.06.020>
- Wilquet V., Drummond R., Mahieux A., Rober S., Vandaele A.C., Bertaux J.-L. Optical extinction due to aerosols in the upper haze of Venus: Four years of SOIR/VEX observations from 2006 to 2010 // *Icarus*. 2012. V. 217. P. 875–881. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.11.002>
- Yamada T., Imamura T., Fukuhara T., Taguchi M. Influence of the cloud-level neutral layer on the vertical propagation of topographically generated gravity waves on Venus // *Earth, Planets and Space*. 2019. V. 71. id. 123. <https://doi.org/10.1186/s40623-019-1106-7>
- Yamazaki A., Yamada M., Lee Y.J., Watanabe S., Horinouchi T., Murakami S., Kouyama T., Ogohara K., Imamura T., Sato T.M., Yamamoto Y., Fukuhara T., Ando H., Sugiyama K., Takagi S., and 11 co-authors. Ultraviolet imager on Venus orbiter Akatsuki and its initial results // *Earth, Planets and Space*. 2018. V. 70. id. 23. <https://doi.org/10.1186/s40623-017-0772-6>
- Yamamoto M. Equatorial Kelvin-like waves on slowly rotating and/or small-sized spheres: Application to Venus and Titan // *Icarus*. 2019. V. 322. P. 103–113. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2019.01.008>
- Yamamoto M., Ikeda K., Takahashi M. Atmospheric response to high-resolution topographical and radiative forcings in a general circulation model of Venus: Time-mean structures of waves and variances // *Icarus*. 2021. V. 355. id. 114154. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.114154>
- Young R.E., Walterscheid R.L., Schubert G., Seiff A., Linkin V.M., Lipatov A.N. Characteristics of gravity waves generated by surface topography on Venus: Comparison with the VEGA balloon results // *J. Atmos. Sci.* 1987. V. 44. № 18. P. 2628–2639. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1987\)044%3C2628:COGWGB%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1987)044%3C2628:COGWGB%3E2.0.CO;2)

УДК 523.6

УДАРНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ВЕНЕРЕ КАК РЕЗУЛЬТАТ РАЗРУШЕНИЯ АСТЕРОИДОВ В АТМОСФЕРЕ

© 2024 г. В. В. Шувалов*, Б. А. Иванов

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

**e-mail: valeryvshuvalov@gmail.com*

Поступила в редакцию 27.09.2023 г.

После доработки 06.10.2023 г.

Принята к публикации 19.10.2023 г.

Плотная атмосфера Венеры способна разрушать тела километрового размера, такие как астероиды, создавая на поверхности следы различных видов. В то время как более крупные космические тела способны достигать поверхности, создавая ударные кратеры или поля рассеяния кратеров, меньшие тела эффективно передают начальную кинетическую энергию в атмосферу, что приводит к “атмосферному взрыву” на некоторой высоте. В этих случаях наиболее заметные следы на поверхности Венеры создаются атмосферными ударными волнами и потоком газа за ударными фронтами, отраженными от твердой поверхности. Переходные размеры ударников, разрушающихся в атмосфере, но достигающих поверхности, порождают кластеры кратеров. В работе приводятся первые результаты трехмерных расчетов разрушения каменных астероидов в атмосфере Венеры, указывающие на существенные отличия от простых двумерных осесимметричных расчетов.

Ключевые слова: астероидная опасность, численное моделирование, кратеры, Венера

DOI: 10.31857/S0320930X24020036, **EDN:** NUMDXI

ВВЕДЕНИЕ

Наличие ударных кратеров на поверхности Венеры под толщей атмосферы было предсказано теоретически (Петров, Стулов, 1975) и обнаружено с помощью радиолокационной съемки с КА Венера-15, -16 (Иванов и др., 1986). В последующем космическом полете КА Magellan пространственное разрешение радиолокационных снимков поверхности было увеличено с 1–2 км/пиксел на снимках КА Венера-15, -16 до ~75 м/пиксел, что позволило обнаружить, помимо разнообразных геологических структур, ударные кратеры размером до нескольких км и круговые области, поверхности которых, скорее всего, были изменены атмосферной ударной волной от метеороидов, разрушившихся в плотной атмосфере Венеры.

Плотная атмосфера Венеры способна разрушать тела километрового размера, создавая на поверхности следы различных видов (Zahnle, 1992). Крупные космические тела способны достигать поверхности, создавая ударные кратеры или поля рассеяния кратеров, меньшие тела эффективно передают начальную кинетическую энергию в атмосферу, что приводит к “атмосферному взрыву” на некоторой высоте (Zahnle, 1992). В этих случаях наиболее заметные следы на поверхности Венеры создаются атмосферными

ударными волнами и потоком газа за ударными фронтами, отраженными от твердой поверхности (Bondarenko, Kreslavsky, 2018). Округлые радиолокационно-яркие и радиолокационно-темные зоны вокруг эпицентра были названы общим термином “splotches” – “пятна” (Schaber и др., 1992; Zahnle, 1992; Wood, 2000). В русскоязычном тексте их удобно называть “пятна-сплотчи”.

Если условно проследивать следы ударов на поверхности Венеры под толстым слоем атмосферы, то можно примерно описать их представление на снимках радиолокатора бокового обзора по мере увеличения размера ударника как ряд пятна-сплотчи – множественные кратеры – одиночные ударные кратеры. Удары, создавшие пятна-сплотчи, скорее всего отвечают полному разрушению ударников в атмосфере, кластеры кратеров – дроблению ударников на обломки, достигающие поверхности в виде роя, одиночные кратеры – ударам космических тел, “выживающих” при проходе через плотную атмосферу Венеры (Шувалов, 2022).

Похожие ряды мы наблюдаем на планетах земного типа с атмосферой – Земле и Марсе, но абсолютные размеры определяются плотностью атмосферы. На Земле наблюдается переход от болидов, полностью разрушающихся в атмосфере, к полям рассеяния кратеров и далее к индивиду-

альным ударным кратерам при диаметрах кратеров порядка 1 км и размерах ударника порядка 100 м (Passey, Melosh, 1980; Шувалов, Трубецкая, 2007). На Марсе наблюдаются кластеры кратеров и индивидуальные кратеры диаметром до 50 м, свидетельствуя о различии в механических свойствах малых тел диаметром ~ 1 м (Daubar и др., 2019; 2022).

Помимо изучения космических снимков и радарных изображений поверхности, необходимым подходом представляется анализ и моделирование прохода высокоскоростных космических тел через атмосферы планет. Взаимная калибровка наблюдений и теоретических моделей позволяет нам сделать обоснованные обобщения имеющихся данных для более полного представления о свойствах поверхностей планет и их ударной истории.

СЛЕДЫ УДАРНЫХ СОБЫТИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ВЕНЕРЫ

Популяция ударных кратеров на поверхности Венеры была описана в ряде работ по материалам КА Magellan (Phillips и др., 1991; Schaber и др., 1992). Позднее были опубликованы результаты более детального анализа диапазона ударных событий, в котором становится заметным экранирующее влияние атмосферы Венеры (Herrick, Phillips, 1994). Каталоги ударных событий в настоящее время доступны для всех кратеров и кластеров кратеров (<https://www.lpi.usra.edu/resources/vc/vchome.html>), а также для пятен-сплодчей

и других объектов, связанных с ударными событиями в атмосфере Венеры (Wood, 2000). Последний каталог доступен на сайте Аризонского университета (<https://repository.arizona.edu/handle/10150/289162?show=full>).

Собственно ударные кратеры, видимые на радарных изображениях, имеют характерное распределение по диаметрам. Ввиду того, что в целом распределение ударных кратеров на планетных телах (с исключением влияния экранировки атмосферой) имеет степенной характер, близкий к $N_{>D} \sim D^{-n}$ при $2 < n < 3$, многие детали этого распределения по размерам лучше видны в так называемом R -представлении (R -plot) (Arvidson и др., 1979):

$$R(D) = (N/S) \times D^3 / (D_{\text{right}} - D_{\text{left}}), \quad (1)$$

где N — число кратеров в области площадью S в интервале диаметров от D_{left} (минимальный диаметр) до D_{right} (максимальный диаметр), $D = (D_{\text{right}} \times D_{\text{left}})^{1/2}$. На рис. 1 показано R -представление распределения кратеров Венеры и Луны по диаметрам с шагом $D_{\text{right}} = D_{\text{left}} \times 2^{1/2}$. Простой перенос по вертикали лунного распределения $R(D)$ для возраста поверхности 1 млрд лет приводит к совпадению с $R(D)$ на Венере при возрасте ~ 0.4 млрд лет. Эта простая оценка может быть уточнена за счет учета соотношения частоты столкновений (числа ударов на единицу площади поверхности за единицу времени) малых тел данного диаметра с Луной и Венерой (примерно 1:1.2), несколько большей средней скорости уда-

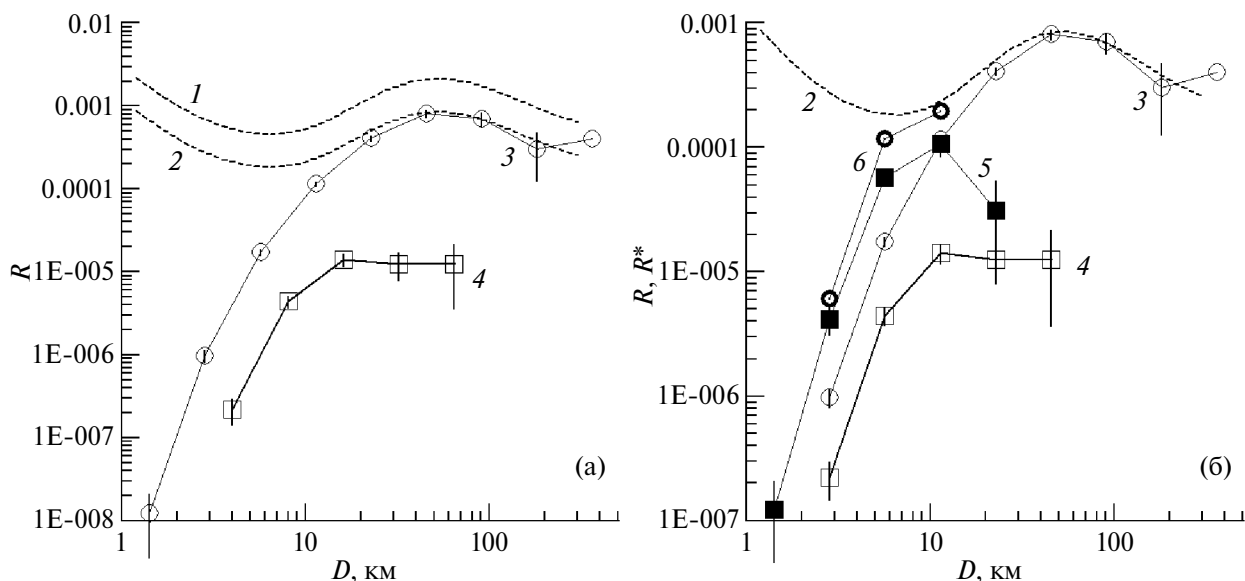


Рис. 1. R -представление распределения кратеров Венеры и Луны по диаметрам с шагом $D_{\text{right}} = D_{\text{left}} \times 2^{1/2}$: (а) — распределение на Венере по сравнению с аналогичным распределением лунных ударных кратеров (1 — лунные кратеры, накопленные за 1 млрд лет, 2 — то же распределение для возраста 0.4 млрд лет, 3 — все 942 ударных кратера Венеры из каталога USGS, 4 — кластеры ударных кратеров Венеры (89 кластеров, использован эффективный диаметр кратера $D_{\text{eff}} = (D_1^3 + D_2^3 + \dots)^{1/3}$); (б) — те же данные, что и на панели (а) в сравнении с масштабированным распределением по размерам радиоярких («светлых») кругов и радиотемных («темных») колец/дуг $R^*(D^*)$ (см. ниже уравнения 3 и 4), (5 — «светлые» круги-сплодчи с условным диаметром D^* , 6 — темные кольца/дуги с условным диаметром D^*).

ров (17.2 км/с на Луне против 23.3 км/с на Венере) и меньшей силы тяготения (1.62 м/с² на Луне против 8.9 м/с² на Венере) (Werner, Ivanov, 2015). В целом хорошей оценкой среднего возраста поверхности Венеры, сделанной по кратерам диаметром более 20 км, служит оценка 500 ± 200 млн лет (Phillips и др., 1992), хотя различные авторы предлагали оценки в несколько более широком интервале величин — от 290 (+310, −95) млн лет (Strom и др., 1994) до ~700 млн лет (McKinnon и др., 1997) — см. недавний обзор (Herrick и др., 2023).

Общее представление о размерах ударников, которые могли бы образовать на Венере кратеры, можно получить из простых оценок, обобщающих накопленный опыт изучения ударных кратеров на планетах земного типа — см. обзор (Werner, Ivanov, 2015). В этом обзоре принято, что средняя скорость входа астероидов в атмосферу Венеры составляет 23.3 км/с (среднее по 95 известным астероидам с магнитудой $H < 17$, пересекающим орбиту Венеры). Пренебрегая для простоты разницей в ускорении свободного падения на поверхности (8.9 м/с² на Венере против 9.81 м/с² на Земле) и предполагая количественное сходство в описании перехода от простых к сложным кратерам на этих планетных телах, предположим для сложных кратеров Венеры “земное” соотноше-

ние между диаметром ударника D_p (км), диаметром кратера по гребню вала D (км) и скоростью удара U (км/с)

$$D = 4 \left(D_p \times U^{0.58} \right)^{0.91}, \quad (2)$$

(Werner, Ivanov, 2015, уравнение 16).

При учете влияния атмосферы Венеры соотношение (2) применимо лишь для самых больших ударных кратеров. Для кратеров диаметром менее ~20–30 км становится заметным разрушение, торможение и абляция ударников и их обломков в атмосфере. Хотя число ударников возрастает по мере уменьшения их диаметров, разрушение в атмосфере сначала ударников на пологих траекториях, а затем и более круто падающих ударников, приводит к “завалу” распределения $R(D)$ вплоть до полного исчезновения наблюдаемых кратеров с диаметрами менее ~1.5 км (рис. 1). Ударники, полностью разрушающиеся в атмосфере Венеры, оставляют на поверхности следы “воздушного взрыва”, когда наибольшие линейные размеры на поверхности имеют структуры, образовавшиеся, по-видимому, ударными волнами при падении на поверхность Венеры (Takata и др., 1995; Zahnle, 1992).

На рис. 2 показаны типичные следы ударов тел, проходящих через атмосферу Венеры. Рас-

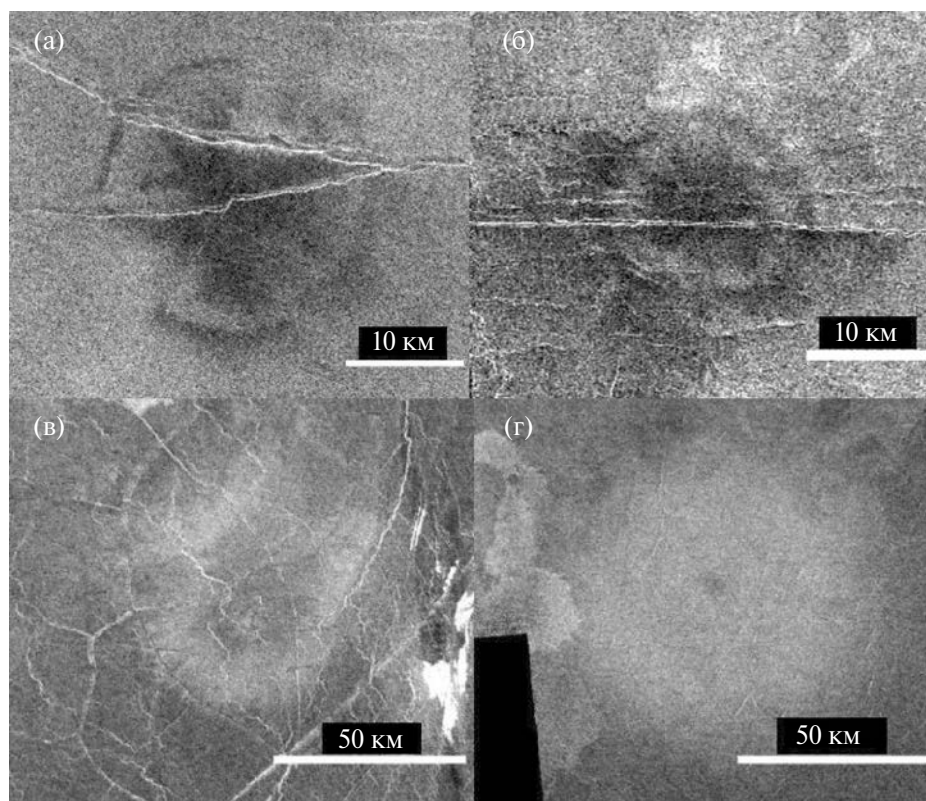


Рис. 2. Примеры “отпечатков” воздушной ударной волны на поверхности Венеры без видимых ударных кратеров в центре. “Темные” кольца: (а) — 267.4E, 11.8S; (б) — 314.4E, 32.9N. “Светлые” круги: (в) — 178.1E; 1.4S, (г) — 156.4E, 4N. Изображения построены с помощью программы JMars (<https://jmars.asu.edu/>). Цифры в описании означают координаты в системе “восточная долгота” (“E”) и “широта” (“N”/“S” — “северная”/“южная”).

пределения по размерам структур, показанных на рис. 2, иллюстрируются на рис. 16.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО РАЗМЕРАМ “ТЕМНЫХ” КОЛЕЦ И “СВЕТЛЫХ” ПЯТЕН-СПЛОТЧЕЙ

По всем признакам кольца и пятна-сплотчи считаются поверхностными структурами, образованными воздушными ударными волнами, генерируемыми при полном разрушении метеороидов в атмосфере Венеры (Bondarenko, Kreslavsky, 2018; Takata и др., 1995; Zahnle, 1992). С помощью пересмотренного каталога распределение по размерам этих структур было представлено в докладе (Ivanov, 2022). Чтобы сопоставить данные по их площадной плотности с явными ударными кратерами, мы сравнили R -представление их числа с данными по явным ударным кратерам (рис. 16). Поскольку кратеры и кольца/пятна по-разному соотносятся с изначальным размером ударников, их образовавших, мы предположили (в “нулевом” приближении), что их размеры так или иначе связаны с энергией ударника и могут быть проанализированы в предположении, что эти структуры в K_D раз превышают диаметр кратера (эффективный диаметр кластера кратеров, D^*) — этим мы “сдвигаем” точки по горизонтали на рис. 16. Тогда “эффективный” диаметр кратера, соответствующий пятну/кольцу диаметром

$$D^* = D_{\text{spotch/ring}} / K_D. \quad (3)$$

В отличие от ударных кратеров, нарушения поверхности Венеры ударными волнами и взрывными течениями в приповерхностном слое вряд ли затрагивают глубинные породы и, скорее всего, имеют меньшее время жизни. Это предположение может быть подтверждено постепенным исчезновением характерных следов смещения ветром облаков выбросов мелких частиц (“парабол” и “темных” гало), видимых только у части малых ударных кратеров (Basilevsky, Head, 2002; Schaller, Melosh, 1998). Как подсчитали Basilevsky и др. (2003), в диапазоне диаметров $5 \text{ км} < D < 16 \text{ км}$ только $\sim 1\%$ кратеров имеют “параболы” и $\sim 35\%$ — “темное” гало. Чтобы сравнить число кратеров и число подозреваемых взрывных следов, мы оценили коэффициент K_N , на который нужно разделить число взрывных следов, чтобы совместить их R -число с числом видимых кратеров:

$$R^* = R / K_N. \quad (4)$$

В целом по всей поверхности Венеры (без разбиения по типам местности) такой простой подход приводит к следующим оценкам:

- для “темных” колец/дуг $K_D \sim 4$, $K_N \sim 50$;
- для “светлых” кругов-сплотчей $K_D \sim 8$, $K_N \sim 10$.

“Приведенные” таким образом R -распределения для колец/пятен показаны на рис. 16. Отсюда можно сделать осторожный вывод о том, что число атмосферных событий, образующих “светлые” круги и “темные” кольца/дуги, на единицу площади может быть на порядок больше чем число обнаруженных кратеров вследствие “старения” этих приповерхностных образований. Если наша аналогия верна, то диаметр темных колец примерно в 4 раза превышает диаметр кратера, который образовался бы не до конца разрушенным метеороидом, долетевшим до поверхности, а диаметр кругов-сплотчей примерно на порядок превышает диаметр такого условного кратера.

Эти грубые оценки в будущем могут быть улучшены при наличии более адекватных моделей разрушения астероидов разных типов в атмосфере Венеры. Одним из ограничителей может быть известный по безатмосферным телам темп образования ударных кратеров.

ДВОЙНЫЕ КРАТЕРЫ И КЛАСТЕРЫ КРАТЕРОВ НА ВЕНЕРЕ

В диапазоне эффективных диаметров от 2 до 16 км доля ударов, образующих двойные или множественные кратеры, составляет примерно 25%, снижаясь при больших диаметрах (рис. 1). Отсюда можно предположить, что примерно четверть ударников разрушается в атмосфере с образованием нескольких больших обломков. Остальные $\frac{3}{4}$ ударных структур образованы или роем обломков, движущихся плотным облаком, с размером при ударе, не превышающим образующийся одиночный ударный кратер, или одним крупным фрагментом начального ударника, выжившим при прохождении атмосферы. На рис. 3 показана зависимость максимального удаления малого кратера L (одиночного в паре или дальнего в кластере кратеров) от центра главного кратера от эффективного диаметра пары (или кластера) кратера D_{eff} . Для компактности показано отношение L/D_{eff} .

Как видно на рис. 3, отчетливые пары и множественные кратеры на месте ударов в основном встречаются в диапазоне эффективных диаметров от $\sim 2.5 \text{ км}$ до $\sim 25 \text{ км}$. За пределами этого диапазона наблюдается всего несколько ударных структур. Верхним пределом наблюдаемой дальности расхождения обломков исходного ударника можно считать величину порядка 30 км (пунктирная прямая 1 , $L/D_{\text{eff}} \sim 30/D$, на рис. 3). Более подробно парные кратеры на Венере описаны в работе (Cook и др., 2003).

Для многих парных кратеров видимая на радарных изображениях картина выбросов позволяет оценить направления подлета ударников (см.

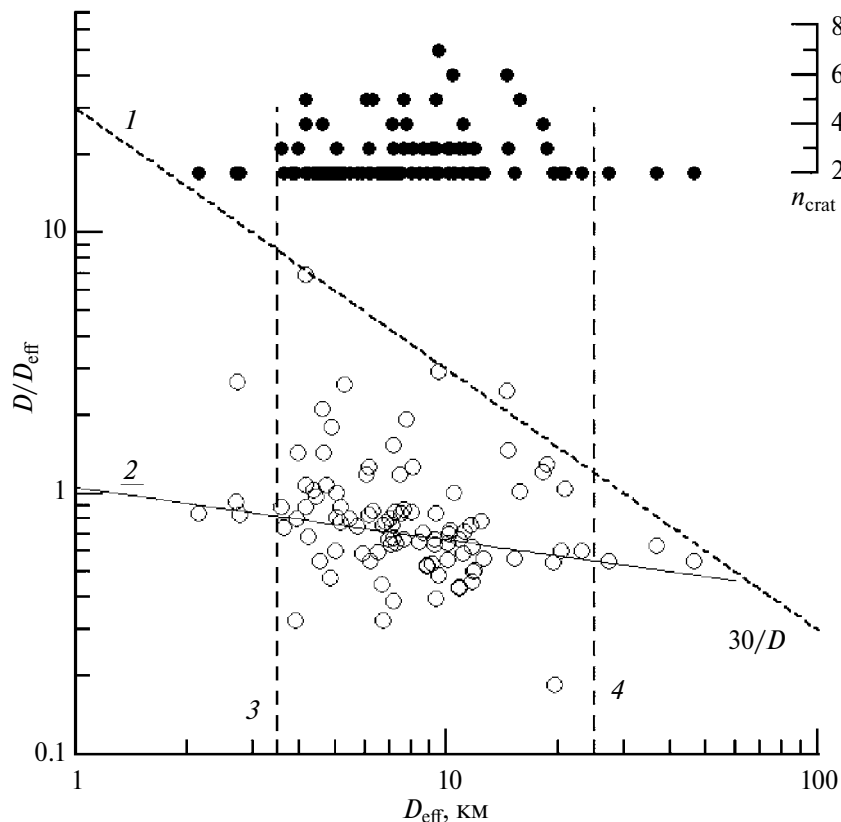


Рис. 3. Зависимость от эффективного диаметра пары (или кластера) кратеров, D_{eff} , отношения L/D_{eff} , где L — максимальное удаление центра наименьшего кратера (в паре или кластере) от центра главного кратера. В верхней части рисунка черными точками показано число кратеров, распознающихся на месте удара. Пунктир (1) — видимая линия ограничения расхождения $L \sim 30 D_{\text{eff}}$. Линия регрессии 2 соответствует соотношению (3). Вертикальные пунктирные линии ограничивают диапазон эффективных диаметров структур от ~ 2.5 км (3) до ~ 25 км (4).

базу данных <https://www.lpi.usra.edu/resources/vc/vchome.html>). На рис. 4 для парных кратеров показана зависимость удаления центра второго кратера от центра первого (наибольшего) кратера по направлению подлета ударников (рис. 4а) и в перпендикулярном направлении (рис. 4б).

Сплошная линия на рис. 4а и 4б соответствует двойным кратерам, с центрами на расстоянии, равном диаметру наибольшего кратера D_1 . В простых моделях расхождения обломков метеороида в атмосфере после разделения на два обломка (Passey, Melosh, 1980) считается, что в результате воздействия аэродинамических сил за короткое время после разлома обломки приобретают некоторую боковую скорость в поперечном траектории направлении и расходятся с некоторой скоростью v_T . Для оценки максимальной величины расхождения предполагается, что вектор скорости расхождения перпендикулярен вектору скорости движения в атмосфере. Пусть время полета от точки разлома до поверхности равно t^* . Тогда расстояние между обломками при ударе о поверхность составит примерно $S_{\text{max}} \sim v_T \times t^*$ (точное время и скорость зависят от торможения в атмосфере). При произвольной пространственной

ориентации направления расхождения обломков огибающая их возможного положения в плоскости, перпендикулярной направлению полета, аппроксимируется окружностью диаметром S_{max} . Проекция этой окружности на плоскость поверхности является эллипсом с малым диаметром $S_y = S_{\text{max}}$ и с большим диаметром (вдоль проекции траектории на поверхность) $S_x = S_{\text{max}}/\sin\theta$, где θ — угол наклона траектории полета к горизонту.

На рис. 4а и 4б пунктиром показаны наблюдаемые расстояния между точками падения обломков (центров парных кратеров) и оценки для углов падения 15° , 30° и 45° . Как видно на рис. 4, во многих случаях расхождение обломков на поверхности гораздо меньше диаметра наибольшего кратера, поэтому можно предположить, что при расхождении, меньше максимального теоретического, на имеющихся радарных изображениях можно не отличить индивидуальные кратеры от падения отдельных обломков. Тогда содержащиеся в каталоге число парных и число множественных кратеров могут включать лишь часть ударных событий, в которых при имеющемся пространственном разрешении 75 м/пиксель можно различить индивидуальные кратеры. Весьма воз-

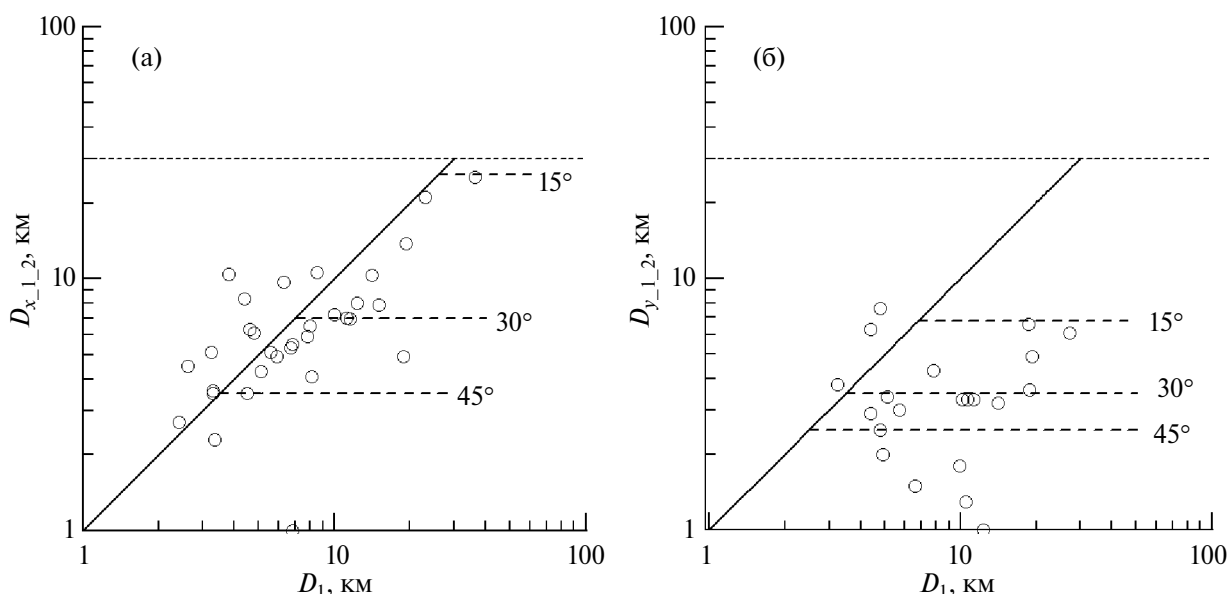


Рис. 4. Для парных кратеров показана зависимость удаления центра второго кратера от центра первого (наибольшего) кратера D_1 : (а) — вдоль предполагаемого направления полета ударников; (б) — в перпендикулярном направлении. Точечные горизонтальные линии соответствуют верхнему пределу рассеяния кратеров в кластерах ~ 30 км, показанных на рис. 3. Толстая наклонная прямая соответствует расстоянию центров кратеров в паре, равному диаметру наибольшего кратера. Пунктирные линии соответствуют ожидаемому расхождению двух фрагментов ударника с траекторией падения с наклоном 45° , 30° и 15° .

можно, что одиночные кратеры в диапазоне диаметров 2.5–25 км (рис. 3) созданы разрушающимися в атмосфере метеороидами, обломки которых не разошлись достаточно далеко для образования индивидуальных кратеров. По этой причине исследование процесса расхождения обломков метеороидов в атмосфере Венеры нуждается в дальнейшем анализе.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ АСТЕРОИДОВ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ВЕНЕРЫ

Плотная атмосфера Венеры заметно влияет даже на фрагменты размером порядка километра (Koruscansky и др., 2002; Шувалов, 2022). В работе (Шувалов, 2022) на основе численных двумерных расчетов были получены оценки энергии и эффективного диаметра астероида или облака его фрагментов после пролета через атмосферу Венеры для астероидов размером от 1 до 6 км. Развивая результаты Koruscansky и Zahnle (2003), Шувалов и Иванов (2023) показали, что двумерные расчеты в предположении осевой симметрии задачи приводят к торможению разрушенных астероидов в атмосфере на высотах, больших чем в трехмерных расчетах. Соответственно, энергия выделяется в атмосфере на большей высоте.

Как уже отмечали Шувалов и Иванов (2023), численное решение задачи торможения в атмосфере с разрушением ударника в осесимметрич-

ной постановке приводит к ряду искусственных эффектов:

1. Любое возмущение, возникающее на каком-либо расстоянии от оси симметрии, имеет тороидальную форму и генерирует сходящуюся волну сжатия, которая усиливается при приближении к оси симметрии. На оси возникает сильное возмущение (эффект кумуляции), которое может быть значительно сильнее начального и может вызывать образование нефизичных, направленных вдоль оси струй.

2. В численных решениях схемная вязкость сглаживает резкие градиенты потоков тем сильнее, чем больше скорость потока. В осесимметричной постановке на оси симметрии радиальная скорость равна нулю, уменьшая схемную вязкость, что ведет к искусственным эффектам на оси.

3. В осесимметричной постановке разлетающиеся “обломки” фрагментированного тела удаляются от оси симметрии в виде торов с осью вращения вдоль траектории падающего тела. В качестве примера на рис. 5 показана картина разрушения астероида при торможении в двумерной осесимметричной постановке. На панели (а) показано двумерное распределение плотности в плоскости, проходящей через траекторию тела, на панели (б) — соответствующая ему трехмерная картинка. Сохранение массы (объема) “тороидального обломка” при удалении от оси симметрии приводит к тому, что “мидель” тора увеличивается. Соответственно, усиливается его

торможение в набегающем потоке. Это может существенно изменить высоту и характер выделения энергии в атмосфере, а также ударное воздействие на поверхность.

4. В двумерной постановке нельзя адекватно моделировать образование кластеров кратеров на поверхности, описанных в предыдущем разделе.

Ранее трехмерная постановка задачи о движении фрагментов метеороида в трехмерной постановке рассматривалась в цикле работ (Korycansky, Zahnle, 2003; Korycansky и др., 2002) с помощью программы ZEUS (Stone, Norman, 1992). Это чисто эйлерова программа с существенным сглаживанием границ между твердым веществом и газом. Из-за схемного “размазывания” происходит искусственное занижение плотности вещества на границах, ведущее к уменьшению плотности твердого вещества в ячейках, что влияет на торможение обломков астероида. В итоге в работах Korycansky и др. (2002) и Korycansky, Zahnle (2003) качественно воспроизводилось торможение в атмосфере и соответствующее уменьшение эффективного размера кратера, но не описывалось образование кластеров кратеров.

В нашей предыдущей работе (Шувалов, Иванов, 2023) опубликован расчет разрушения в атмосфере Венеры ударника диаметром 1.5 км в трехмерной постановке с более аккуратным описанием границ твердого вещества и атмосферы, который показал, насколько отличаются результаты в трехмерной и осесимметричной постановках. Данная работа представляет дальнейшее развитие этих исследований: рассматри-

вается падение астероидов размером от 0.5 до 3 км под углом 90° и 45° и их воздействие на поверхность планеты.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПО ПРОГРАММЕ SOVA

Учитывая особенности использованной в работе трехмерной версии алгоритма SOVA (Shuvalov, 1999), задача решалась в квазижидкостной постановке — учитывалось только инерциальное удержание более плотного вещества ударника. Примеры использования этого метода приведены, например, в работе (Shuvalov и др., 2014). Ранее было показано, что это приближение применимо для больших ударников, начинающих заметно деформироваться только при высоких нагрузках в нижних слоях атмосферы (Svetsov и др., 1995).

Постановка задачи предполагала внедрение сферического ударника (дунит плотностью 3.32 г/см^3) со скоростью 20 км/с в атмосферу Венеры с профилем давления и температуры по модели (Moroz, 1981). Атмосфера описывалась как идеальный газ с показателем адиабаты 1.3. Свойства вещества метеороида задавались по модели уравнения состояния ANEOS (Thompson, Lauson, 1972).

Расчетная область имела форму куба, расчетная сетка состояла из $300 \times 300 \times 300$ ячеек вдоль осей x , y и z соответственно. Скорость набегающего потока, в начальный момент равная скорости астероида с противоположным знаком, направлена параллельно основной диагонали куба

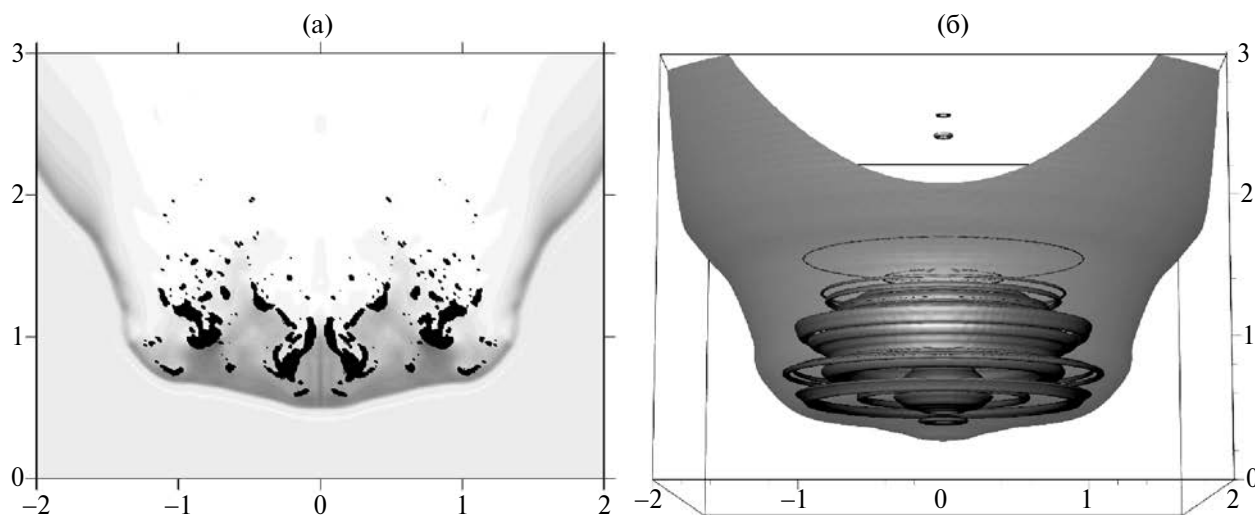


Рис. 5. Полученные в двумерном расчете двумерная и трехмерная картинки облака фрагментов, образующегося при падении астероида диаметром 1 км, падающего под углом 45° в атмосфере Венеры: (а) — в плоскости, проходящей через траекторию, серым цветом показано распределение относительной плотности атмосферного газа (чем темнее, тем выше плотность), черным — фрагменты астероида; (б) — то же облако фрагментов показано в трехмерной геометрии (светло-серая поверхность соответствует фронту ударной волны, темно-серым цветом показано вещество разрушенного астероида). Рисунки соответствуют высоте 15 км. По осям координат указаны расстояния в километрах.

(чтобы направления x , y и z были равноправны), соединяющей левую нижнюю и правую верхнюю вершины куба (см. рис. 6). В процессе расчета скорость набегающего потока изменялась по мере торможения астероида для того, чтобы он во все моменты времени располагался в левом нижнем углу расчетной области. В этой области размером $220 \times 220 \times 220$ ячеек вокруг метеороида размер ячейки был равен $D_0/40$, где D_0 — начальный диаметр метеороида. По мере удаления от левого нижнего угла размер ячеек постепенно увеличивался, максимальный размер расчетной области составлял $20 \times D_0$ вдоль всех осей. В начальный момент метеороид находился на высоте 70 км, где его деформация от аэродинамической нагрузки еще пренебрежимо мала.

Основное внимание уделялось процессу прохождения через атмосферу, но один вариант был просчитан до удара фрагментов о твердую поверхность. Для этого в момент касания головной ударной волны поверхности задача переводилась в режим неподвижной мишени. Конденсированное полупространство так же описывалось как дунит.

Для иллюстрации результатов рассмотрим вариант расчета, в котором астероид с начальным диаметром 1 км падает под углом 45° . На рис. 6 показана форма астероида и окружающей его баллистической ударной волны на высотах 50 и 15 км. На высоте 50 км астероид начал слегка деформироваться, его скорость близка к начальной, 20 км/с. На высоте 15 км астероид разрушился, образовалось несколько крупных фрагментов и много мелких. При этом фрагменты еще окружены общей ударной волной, хотя на ее фронте

выделяются выпуклости, соответствующие крупным фрагментам. Скорость астероида к этому моменту уменьшилась до 14 км/с. Структура облака фрагментов на высоте 15 км сильно отличается от полученной в двумерном расчете и показанной на рис. 5.

На рис. 7 показана структура облака фрагментов в момент касания поверхности головной ударной волны. К моменту удара по поверхности фрагменты летят независимо друг от друга, с независимыми головными волнами. Скорость лидирующего наибольшего фрагмента составляет около 7 км/с. Однако средняя (по всем фрагментам с учетом их массы) скорость примерно в два раза меньше. Соответственно, кинетическая энергия облака фрагментов в момент удара по твердой поверхности составляет 3.5% от начальной энергии астероида.

В нашей предыдущей работе (Шувалов, Иванов, 2023) для оценки возможной конфигурации кратерного кластера, образующегося при падении разрушенного астероида, было построено распределение по поверхности энергии, приносимой фрагментами. В данной работе мы рассчитали распределение по поверхности энергии и массы, приносимых фрагментами, и использовали это распределение для оценки размеров кратеров. На рис. 7 показано образующееся кратерное поле через 5 с. после достижения головной ударной волной поверхности планеты. В этот момент уже сформировались переходные кратеры. Стадия модификации (обрушение кратеров) не рассчитывалась из-за слишком большого времени, необходимого для таких расчетов. В целом полученный кратерный кластер размером в попе-

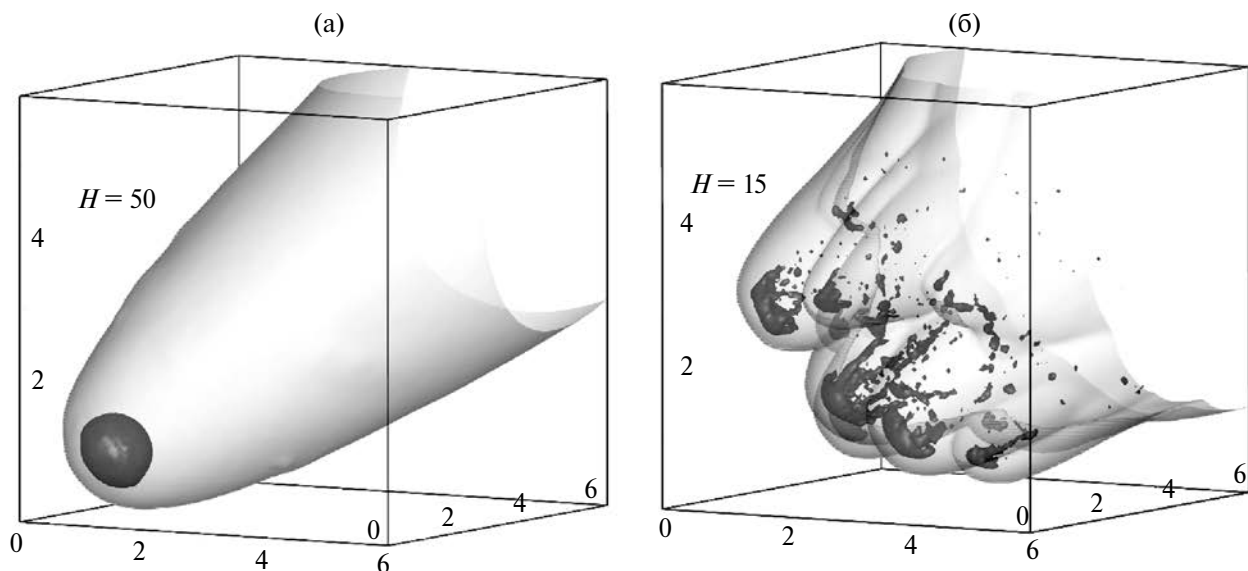


Рис. 6. Деформация и разрушение астероида с начальным диаметром $D_0=1$ км, падающего под углом 45° в венерианской атмосфере: (а) — на высотах 50 км; (б) — 15 км. Светло-серым цветом показана ударная волна в атмосфере, темно-серым — астероид и его фрагменты. Расстояния по осям указаны в километрах.

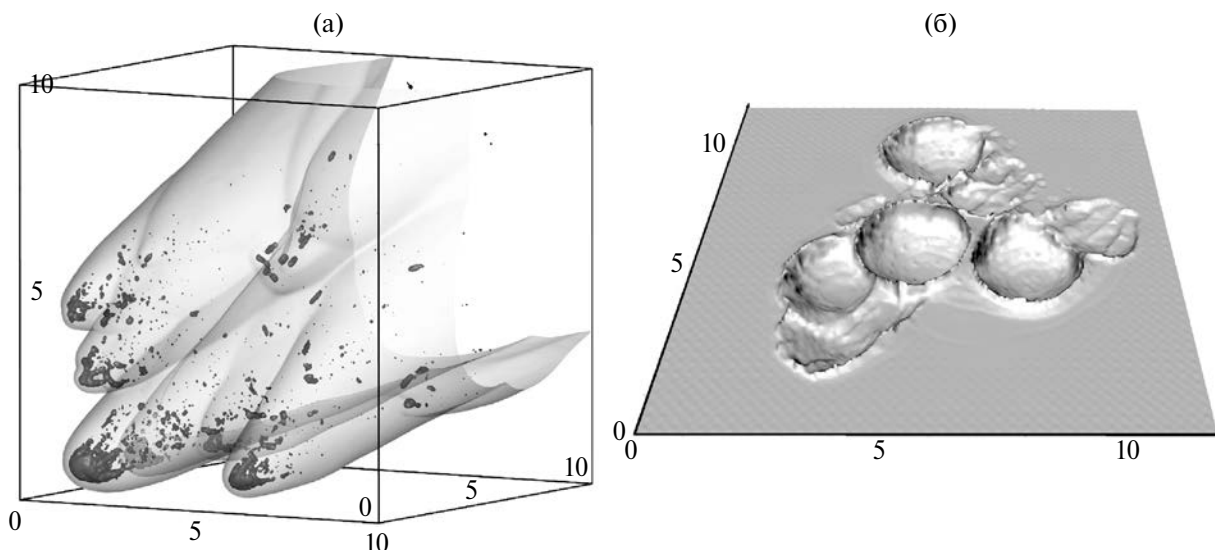


Рис. 7. Образуемое кратерное поле через 5 с. после достижения головной ударной волной поверхности планеты: (а) — облако фрагментов того же астероида, что и на рис. 6, и окружающая его ударная волна непосредственно перед ударом по твердой поверхности (светло-серым цветом показана ударная волна, темно-серым — вещество астероида); (б) — кластер кратеров, образовавшихся после удара. Расстояния указаны в километрах.

речнике около 10 км качественно похож на кластеры кратеров, наблюдающиеся на поверхности Венеры — два примера таких кластеров показаны на рис. 8. Подробные наблюдательные данные о кластерах кратеров на Венере можно найти, например, в работе (Herrick, Phillips, 1994).

На рис. 9 показаны зависимости от высоты относительной энергии и эффективного диаметра астероида (или облака его фрагментов) для астероидов разного начального диаметра D_0 , падающих под углом 45° . Эффективный диаметр определялся как диаметр цилиндра, ось которого совпадает с главной диагональю куба, параллельной траектории, и внутри которого сосредото-

но 95% массы астероида. Даже трехкилометровые астероиды теряют 49% своей энергии при пролете через атмосферу и заметно деформируются (расплющиваются), их диаметр увеличивается примерно в 2 раза. Астероиды размером 0.8 км и меньше теряют практически всю свою энергию (более 99%) при пролете через атмосферу. Максимальный диаметр облака фрагментов, которое еще способно образовать кратерное поле, составляет $10\text{--}12 D_0$.

На рис. 10 сравниваются результаты трехмерных и двумерных модельных расчетов (Шувалов, 2022), которые подтверждают приведенные выше (и ранее — в работе (Шувалов, Иванов, 2023))

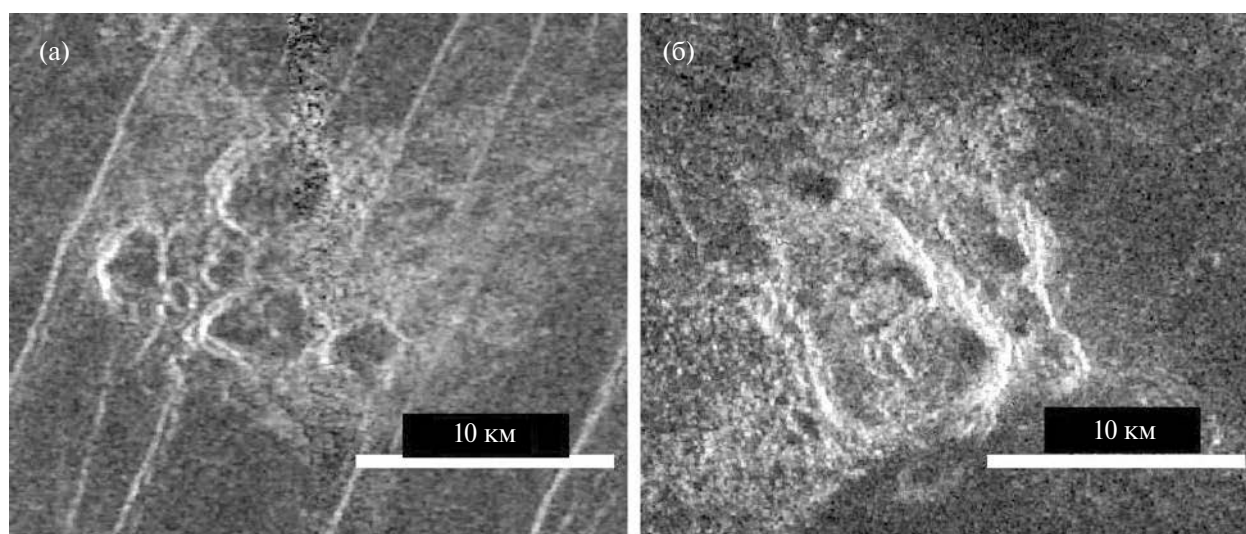


Рис. 8. Радарные изображения кластеров кратеров на Венере: (а) — безымянный кластер, 126 в. д., 46.3 ю. ш. (№ 642 в каталоге); (б) — кластер Qulzhan, 165.4. в. д., 23.5 с. ш. (№ 610 в каталоге). Изображения построены с помощью программы JMars (<https://jmars.asu.edu/>).

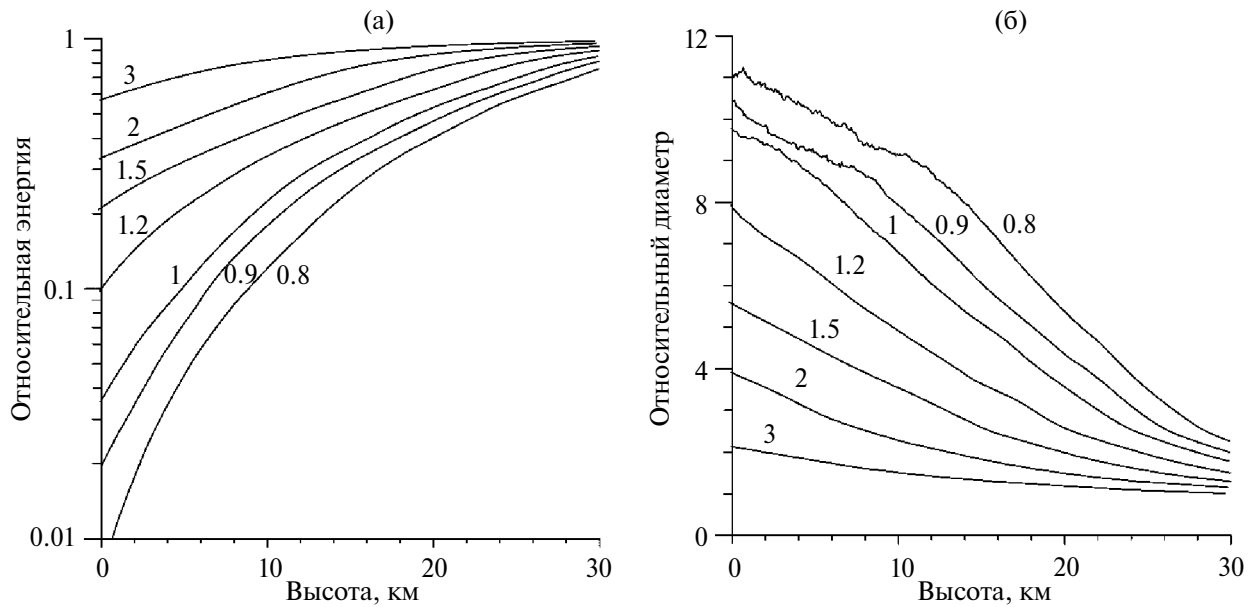


Рис. 9. Зависимости от высоты при падении астероидов разного диаметра D_0 (на графиках около каждой кривой указаны значения D_0 в километрах) под углом 45° : (а) — энергии астероида E/E_0 ; (б) — эффективного диаметра астероида D/D_0 .

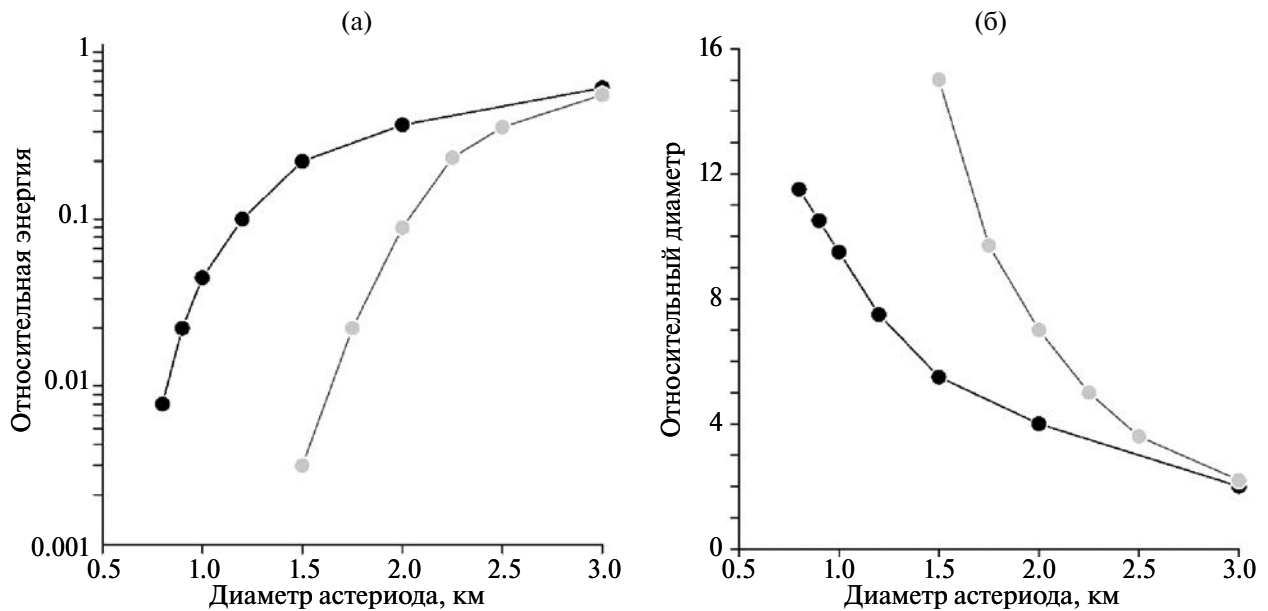


Рис. 10. Зависимости от начального диаметра D_0 при угле наклона траектории 45° : (а) — относительной энергии E/E_0 ; (б) — относительного эффективного диаметра D/D_0 астероида (или облака его фрагментов) в момент удара по твердой поверхности. Черные кривые показывают результаты трехмерных расчетов, серые — результаты двумерных расчетов (Шувалов, 2022).

суждения о недостатках двумерных осесимметричных расчетов. Из двумерных расчетов следует, что уже полуторакилометровый астероид теряет более 99% энергии в атмосфере Венеры, трехмерное моделирование показывает, что даже астероид диаметром 0.9 км сохраняет 2% своей кинетической энергии. А облако фрагментов километрового астероида, сохраняющее около 4% начальной кинетической энергии, приводит

к образованию кластера из нескольких кратеров размером 2–3 км.

Для начального анализа влияния угла входа в атмосферу на рис. 11 сравниваются результаты расчета для двух углов наклона траектории: 90° (вертикальный удар) и 45° . Как и следовало ожидать, при вертикальных ударах астероиды теряют меньше энергии при пролете через атмосферу. И при вертикальных ударах, и при ударах под

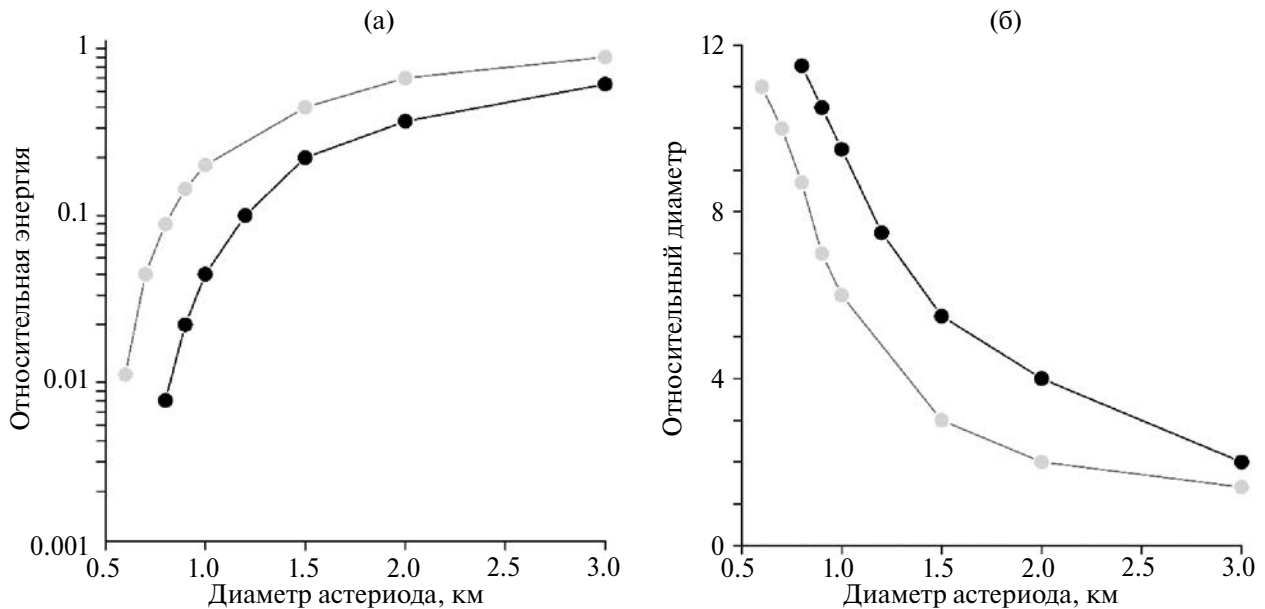


Рис. 11. Зависимости от начального диаметра D_0 при угле наклона траектории 45° (черные кривые) и 90° (серые кривые): (а) — относительной энергии E/E_0 ; (б) — относительного эффективного диаметра D/D_0 астероида (или облака его фрагментов) в момент удара по твердой поверхности.

углом 45° максимальный диаметр облака фрагментов, которое еще способно образовать кратерное поле, составляет $10\text{--}12 D_0$.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Анализ ранее опубликованных каталогов кратеров, кластеров кратеров и пятен-сплощечей на поверхности Венеры показывает закономерное изменение их обилия по мере уменьшения размеров ударника. Обращает на себя внимание тот факт, что оцениваемые по различным моделям размеры ударников перекрываются для всех трех видов следов ударов. Скорее всего, такое перекрытие объясняется различиями в плотности, пористости и начальной нарушенности структуры тел различного состава и происхождения. Впервые такие различия обсуждались в работе (McKinnon и др., 1997), но более детальное описание свойств метеороидов, оставивших следы на поверхности Венеры, требует улучшения имеющихся моделей.

В диапазоне диаметров ударных кратеров от ~ 2 км до ~ 8 км данные КА Magellan позволяют предположить, что $\sim 25\%$ обнаруженных ударных структур являются двойными кратерами и кластерами кратеров. В диапазоне от ~ 8 км до ~ 64 км доля парных и множественных кратеров снижается от 10% до 1%. То, что 75% и более кратеров являются одиночными, может означать, что или часть ударников остается сконцентрированной в виде «одного тела», или в большинстве случаев обломки разрушенного в атмосфере ударни-

ка не расходятся далеко друг от друга и образуют видимый единый кратер, как это предполагалось ранее (Artemieva, Pierazzo, 2011; Schultz, Gault, 1985). Хотя вторая альтернатива представляется более вероятной, на данном этапе следует глубже исследовать все возможности.

За последние годы возможности численного моделирования возросли, и теперь мы можем вернуться к ранее поставленным вопросам с новыми методиками моделирования. Проведенные с использованием трехмерной квазижидкой модели расчеты деформирования, фрагментации и торможения астероидов в атмосфере Венеры показали, что используемая в двумерных расчетах осевая симметрия (и, соответственно, тороидальная форма фрагментов после разрушения) приводит к более сильному торможению разрушенных астероидов. В более близких к реальности трехмерных расчетах астероиды тормозятся и выделяют энергию на меньших высотах, чем в двумерных расчетах. Показано, что полученная в трехмерных расчетах структура разрушенного астероида, перед ударом по твердой поверхности состоящего из нескольких крупных и множества мелких фрагментов, может приводить к формированию кратерных кластеров, ранее описанных для Венеры в работе (Herrick, Phillips, 1994).

В наших расчетах не учитывалось испарение астероида и его фрагментов под действием излучения ударно-нагретого атмосферного газа. В случае падения Тунгусского космического тела (ТКТ) именно такое испарение обсуждалось как причина полного отсутствия найденных метеори-

тов в районе катастрофы (Svetsov, 1996). Однако в рассматриваемом случае Венеры масса долетающих до поверхности астероидов на 3–4 порядка больше массы ТКТ, время полета в атмосфере примерно такое же, поэтому, скорее всего, основная масса фрагментов не испарится. Тем не менее этот вопрос требует уточнения.

Результаты наших расчетов качественно отличаются от полученных в (Korycansky, Zahnle, 2003; Korycansky и др., 2002) с использованием чисто эйлерового кода ZEUS (Stone, Norman, 1992). Во-первых, в этих эйлеровых расчетах меньшая масса вещества астероида долетает до поверхности. В наших расчетах долетает практически вся начальная масса, как и должно быть, если пренебречь испарением, которое в цитируемых работах тоже не учитывается. Во-вторых, в наших расчетах в двумерной постановке астероид тормозится быстрее, чем в трехмерной, а в расчетах (Korycansky, Zahnle, 2003; Korycansky и др., 2002) – наоборот. Объясняется это различие, по-видимому, точностью описания границ между веществом астероида и атмосферным газом. В расчетах (Korycansky, Zahnle, 2003; Korycansky и др., 2002) в начальный момент времени астероид имеет плотность, близкую к нормальной плотности твердого вещества метеороида ρ_m . В процессе расчета из-за сильного размазывания границ между веществом астероида и атмосферным газом, неизбежного в чисто эйлеровой методике, фрагментированный астероид представляет собой непрерывное облако вещества астероида с плотностью от $0.001\rho_m$ до ρ_m (см. рис. 1–2 в Korycansky и др., 2002). Фрагменты представляют собой области повышенной плотности (но заметно меньшей, чем ρ_m в поздние моменты времени), окруженные менее плотным веществом астероида. В наших же расчетах границы между веществом астероида и атмосферным газом описываются явно. Поэтому астероид и фрагменты во все моменты времени имеют плотность, близкую к нормальной плотности твердого вещества метеороида ρ_m , между фрагментами пространство заполнено атмосферным газом (в действительности – смесью паров и атмосферного газа). Количественно результаты сравнить трудно, поскольку (Korycansky, Zahnle, 2003; Korycansky и др., 2002) рассматривали торможение астероида специфической формы.

Таким образом, в данной работе показано, что для атмосферы Венеры адекватное описание задачи перехода от “нормального” ударного кратерообразования к чисто атмосферным “взрывам”, когда изменение свойств поверхности происходит в основном из-за отражения воздушной ударной волны, представляет определенные трудности как для численного моделирования, так и для количественной интерпретации ударных струк-

тур, наблюдаемых на радарных изображениях. Нам представляется актуальным продолжить исследования в ожидании новых результатов планируемых космических полетов к Венере (Zasova и др., 2020; 2021).

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Петров Г.И., Стулов В.П. Движение больших тел в атмосфере планет // Космич. исслед. 1975. № 13. С. 587–594.
- Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Гигантские болиды в атмосфере Земли // Астрон. вестн. 2007. Т. 41. № 3. С. 241–251. (Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A. Aerial bursts in the terrestrial atmosphere // Sol. Syst. Res. 2007. V. 41. № 3. P. 220–230).
- Шувалов В.В. Численное моделирование торможения астероидов в атмосфере Венеры // Динамич. процессы в геосферах. 2022. Т. 14. № 2. С. 92–98.
- Шувалов В.В., Иванов Б.А. Трехмерное моделирование торможения астероида в атмосфере Венеры // Динамич. процессы в геосферах. 2023. Т. 15. № 1. С. 54–62.
- Artemieva N., Pierazzo E. The Canyon Diablo impact event: 2. Projectile fate and target melting upon impact // Meteoritics and Planet. Sci. 2011. V. 46. № 6. P. 805–829.
- Arvidson R.E., Boyce J., Chapman C., Cintala M., Fulchignoni M., Moore H., Neukum G., Schultz P., Soderblom L., Strom R., Woronow A., Young R. Standard techniques for presentation and analysis of crater size-frequency data // Icarus. 1979. V. 37. № 2. P. 467–474.
- Basilevsky A.T., Head J.W. Venus: Analysis of the degree of impact crater deposit degradation and assessment of its use for dating geological units and features // J. Geophys. Res.: Planets. 2002. V. 107. № E8. P. 5–1–5–38.
- Basilevsky A.T., Head J.W., Setyaeva I.V. Venus: Estimation of age of impact craters on the basis of degree of preservation of associated radar-dark deposits // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. № 18.
- Bondarenko N.V., Kreslavsky M.A. Surface properties and surficial deposits on Venus: New results from Magellan radar altimeter data analysis // Icarus. 2018. V. 309. № 7. P. 162–176.
- Cook C.M., Melosh H.J., Bottke W.F. Doublet craters on Venus // Icarus. 2003. V. 165. № 1. P. 90–100.
- Daubar I.J., Banks M.E., Schmerr N.C., Golombek M.P. Recently formed crater clusters on Mars // J. Geophys. Res.: Planets. 2019. V. 124. № 4. P. 958–969.
- Daubar I.J., Dundas C.M., McEwen A.S., Gao A., Wexler D., Piqueux S., Collins G.S., Miljkovic K., Neidhart T., Eschenfelder J., and 8 co-authors. New craters on Mars: An updated catalog // J. Geophys. Res.: Planets. 2022. V. 127. № 7. id. e2021JE007145.
- Herrick R.R., Bjonnes E.T., Carter L.M., Geria T., Ghail R.C., Gillmann C., Gilmore M., Hensley S., Iva-

- nov M.A., Izenberg N.R., Mueller N.T., O'Rourke J. G., Rolf T., Smrekar S.E., Weller M.B. Resurfacing history and volcanic activity of Venus // *Space Sci. Rev.* 2023. V. 219. № 4. id. 29.
- Herrick R.R., Phillips R.J. Effects of the Venusian atmosphere on incoming meteoroids and the impact crater population // *Icarus*. 1994. V. 112. № 1. P. 253–281.
- Ivanov B.A., Basilevsky A.T., Kryuchkov V.P., Chernaya I.M. Impact craters of Venus: Analysis of Venera 15 and 16 data // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 1986. V. 91. № B4. P. 413–430.
- Ivanov B.A. Footprints of Asteroid Atmospheric Explosions at the Surface of Venus // 13th Moscow Int. Sol. Syst. Symp. (13M-S3), October 10–14, 2022. Abstract Book. Moscow: Space Research Institute, 2022. P. 314–316.
- Korycansky D.G., Zahnle K.J., Mac Low M.-M. High-resolution simulations of the impacts of asteroids into the Venusian atmosphere II: 3D models // *Icarus*. 2002. V. 157. P. 1–23.
- Korycansky D.G., Zahnle K.J. High-resolution simulations of the impacts of asteroids into the Venusian atmosphere III: Further 3D models // *Icarus*. 2003. V. 161. P. 244–261.
- McKinnon W.B., Zahnle K.J., Ivanov B.A., Melosh H.J. Cratering on Venus: Models and observations // *Venus II* / Eds: Bougher S.W., Hunten D.M., Phillips R.J. Tucson, Arizona: Univ. Arizona Press, 1997. P. 969–1014.
- Moroz V.I. The atmosphere of Venus // *Space Sci. Rev.* 1981. V. 29. № 1. P. 3–127.
- Passey Q.R., Melosh H.J. Effects of atmospheric breakup on crater field formation // *Icarus*. 1980. V. 42. № 2. P. 211–233.
- Phillips R.J., Arvidson R.E., Boyce J.M., Campbell D.B., Guest J.E., Schaber G.G., Soderblom L.A. Impact craters on Venus: Initial analysis from Magellan // *Science*. 1991. V. 252. № 5003. P. 288–297.
- Phillips R.J., Raubertas R.F., Arvidson R.E., Sarkar I.C., Herrick R.R., Izenberg N., Grimm R.E. Impact craters and Venus resurfacing history // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1992. V. 97. № E10. P. 15923–15948.
- Schaber G.G., Strom R.G., Moore H.J., Soderblom L.A., Kirk R.L., Chadwick D.J., Dawson D.D., Gaddis L.R., Boyce J.M., Russell J. Geology and distribution of impact craters on Venus: What are they telling us? // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1992. V. 97. № E8. P. 13257–13301.
- Schaller C.J., Melosh H.J. Venusian ejecta parabolas: Comparing theory with observations // *Icarus*. 1998. V. 131. № 1. P. 123–137.
- Schultz P.H., Gault D. Clustered impacts – Experiments and implications // *J. Geophys. Res.: Solid Earths*. 1985. V. 90. № P. 3701–3732.
- Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // *Shock Waves*. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.
- Shuvalov V., Kürt E., De Niem D., Wünnemann K. Impact induced erosion of hot and dense atmospheres // *Planet. and Space Sci.* 2014. V. 98. P. 120–127.
- Stone J., Norman M. ZEUS2D. A radiation magnetohydrodynamic code for astrophysical flows in two space dimensions // *Astrophys. J. Suppl.* 1992. V. 80. P. 753–790.
- Strom R.G., Schaber G.G., Dawson D.D. The global resurfacing of Venus // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1994. V. 99. № E5. P. 10899–10925.
- Svetsov V.V., Nemtchinov I.V., Teterov A. Disintegration of Large Meteoroids in Earth's atmosphere: Theoretical models // *Icarus*. 1995. V. 116. № 1. P. 131–153.
- Svetsov V.V. Total ablation of the debris from the 1908 Tunguska Explosion // *Nature*. 1996. V. 383. P. 697–699.
- Takata T., Ahrens T.J., Phillips R.J. Atmospheric effects on cratering on Venus // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1995. V. 100. № E11. P. 23329–23348.
- Thompson S.L., Lauson H.S. Improvements in the Chart-D radiation hydrodynamic code III: Revised analytical equation of state // Rep. SC-RR-71 0714. Albuquerque, NM: Sandia Laboratories, 1972. 119 p.
- Werner S.C., Ivanov B.A. Exogenic dynamics, cratering, and surface ages (chapter 10.10) // *Treatise on Geophysics (Second Edition)* / Ed. Schubert G. Oxford: Elsevier, 2015. P. 327–365.
- Wood (Jr) D.A. Effects of Airbursts on the Surface of Venus. Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 2000. 263 p.
- Zahnle K.J. Airburst origin of dark shadows on Venus // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1992. V. 97. № E6. P. 10243–10255.
- Zasova L.V., Gorinov D.A., Eismont N.A., Kovalenko I.D., Abbakumov A.S., Bober S.A. Venera-D: A design of an automatic space station for Venus exploration // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 53. № 7. P. 506–510.
- Zasova L.V., Zeleny L.M., Korablev O.I., Sedykh O.Y., Venera-D Science Definition Team. VENERA-D Mission for Comprehensive Study of Venus // 19th Meeting of the Venus Exploration Analysis Group, 8–9 November, 2021, abs. #8055.

УДК 523.43–852

ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ХИМИЧЕСКИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В АТМОСФЕРЕ МАРСА ВПЛОТЬ ДО ВЫСОТ ТЕРМОСФЕРЫ

© 2024 г. Е. О. Киливник^{*, а, б}, А. С. Петросян^{а, б},
А. А. Федорова^а, О. И. Кораблев^{а, б}

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^б Московский физико-технический институт (национальный
исследовательский университет), Москва, Россия

*e-mail: Kilivnik.e@phystech.edu

Поступила в редакцию 24.10.2023 г.

После доработки 09.11.2023 г.

Принята к публикации 17.11.2023 г.

Работа посвящена исследованию переноса химических составляющих атмосферы Марса. Была поставлена задача исследования турбулентной диффузии химических компонент атмосферы Марса. Для достижения этой цели в приближении диффузии малой составляющей было составлено уравнение непрерывности, а также соответствующая разностная схема. Были поставлены граничные условия в соответствии с известными на данный момент экспериментальными и теоретическими данными, а также получены необходимые профили температуры и давления. Для моделирования были выбраны две модели турбулентной диффузии, которые в дальнейшем использовались при расчетах. Моделирование выполнялось с использованием модернизированного метода Ньютона. Модели показали существенные различия в распределении малых составляющих атмосферы, в частности, водородсодержащих молекул, что указывает на важность выбора описания коэффициента турбулентной диффузии при построении одномерной фотохимической модели атмосферы.

Ключевые слова: атмосфера Марса, гравитационная диффузия, модель Линдзена, турбулентная диффузия

DOI: 10.31857/S0320930X24020049, EDN: NUKQVU

ВВЕДЕНИЕ

Определение и моделирование химического состава атмосфер планет является чрезвычайно важной задачей физики планет. Данная задача позволяет определять скорости потери массы атмосферой планеты (особенно водородной составляющей), что, в свою очередь, может дать ответ на вопрос о причине различий атмосфер таких планет, как Марс и Земля. С использованием полученных данных имеется возможность прогнозировать судьбу химического состава атмосферы нашей планеты: будет ли это эволюция в сторону Марса, который имеет достаточно сильно разреженную атмосферу, или же в сторону больших атмосферных плотностей на примере Венеры.

Многочисленные космические миссии позволили получить обширные данные о составе атмосферы Марса, в том числе вертикального профиля распределения химических компонент. На основании результатов таких наблюдений по-

строены различные теоретические модели газопереноса на разных высотах.

Одной из основных трудностей, возникающих в моделировании аэрономических процессов в планетной атмосфере, является выбор достаточно обоснованных значений такой ее важной динамической характеристики, как коэффициент K вертикальной турбулентной диффузии для компонент. При изучении работ по этой тематике были определены ключевые модели, описывающие вклад турбулентной диффузии в стратосфере и термосфере Марса.

Основной мотивацией для разработки модели атмосферы Марса, работающей вплоть до высот термосферы, является необходимость понимания трансформации химической составляющей атмосферы Марса в верхней атмосфере, включающей заряженную компоненту (ионосферно-тропосферная система, известная как I/T-система). Для решения такой задачи требуется модель,

хорошо согласующаяся с I/T-системой, в которой определяющими являются внутренние гравитационные волны. Поэтому для параметризации турбулентной вязкости естественно использовать модель, в которой турбулентность и турбулентная вязкость связаны с нестабильным разрушением приливов и с нелинейным взаимодействием внутренних гравитационных волн. Представляется также необходимым провести сравнение с традиционными моделями с турбулентной диффузией.

В работе приводится подробный анализ имеющихся одномерных моделей вертикального переноса химических составляющих в атмосфере Марса. Дано подробное описание новой модели турбулентной диффузии в марсианской атмосфере, основанной на модели Линдзена, предложенной для земной атмосферы. Подробно описана численная реализация модели переноса, которая используется для моделирования как с традиционной моделью турбулентной вязкости, так и с моделью Линдзена. Приведены результаты численного моделирования при различных выражениях для коэффициента турбулентной вязкости и показано увеличение точности прогноза химического состава марсианской атмосферы в одномерной модели переноса с турбулентной вязкостью, предложенной Линдзеном.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ. ОПИСАНИЕ ИЗВЕСТНЫХ МОДЕЛЕЙ

С момента получения первых данных об атмосфере Марса были предложены различные способы построения теоретических моделей вертикального переноса химических составляющих. Рассмотрим основные из них.

В качестве исходной используется система уравнений неразрывности (Куликов, 2018), описывающая процесс вертикального массопереноса в приближении горизонтально однородной атмосферы. Она имеет следующий вид:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} w_i(z, t) \right] n_i(z, t) = Q_i(z, t). \quad (1)$$

Здесь t — время, z — высота над средним уровнем поверхности, w_i и n_i — вертикальная составляющая скорости и концентрации i -го компонента химического состава, Q_i — скорость образования и уничтожения i -го компонента в результате всех химических реакций, включая процессы фотодиссоциации. Приведем явный вид “источникового” члена Q_i , связанного со скоростью появления и исчезновения частиц сорта i в химических реакциях, включая процессы диссоциации (Хайрер, Ваннер, 1999). Существуют два типа реакций: одна, в которой возникает

i -компонент, и вторая, в которой он расходуется ($n_+, n_- = n_i$, просто стоят в разных частях):

$$k_a \times a + k_b \times b = k_i \times n_+ + k_d \times d,$$

$$k_i \times n_- + k_d \times d = k_a \times a + k_b \times b.$$

Тогда Q_i может быть выражена как

$$Q_i(z, t) = \frac{dn_{i+}}{dt} - \frac{dn_{i-}}{dt} = k_i \times v_+ - k_i \times v_- = \\ = \sum J_{ab}(T) n_a^{k_a} n_b^{k_b} - \sum J_{id}(T) n_i^{k_i} n_d^{k_d},$$

где n_a, n_b, n_i, n_d — концентрации компонент в реакции, a — доля компоненты n_i в продуктах реакции, $J_{ab}(T)$ — константа реакции, приведенная в таблице.

Для паров (Courtney, 1962):

$$QV_v = k_v n_c (n_{VS} - n_v),$$

где $k_v = 3\alpha m_w V / 4r\rho_{ice}$ — “константа” скорости конденсации пара; m_w — масса молекулы воды; α — коэффициент конденсации паров, называемый также коэффициентом аккомодации для процесса конденсации; r — средний радиус частиц конденсата; ρ_{ice} — плотность водяного льда; n_c — концентрация конденсата, n_v — концентрация паров воды. Концентрация насыщенного водяного пара n_{VS} — над плоской поверхностью конденсата рассчитывалась по формуле Гоффа—Грэтча (Куликов, 2018).

Усредненный по времени поток i -го компонента в вертикальном направлении

$$\psi_i = n_i w_i + \overline{n_i' w_i'} \quad (2)$$

состоит из двух частей: молекулярная диффузия $\psi_i^m = n_i w_i$ и турбулентная диффузия $\psi_i^T = \overline{n_i' w_i'}$. Здесь w_0 — среднемассовая скорость движения атмосферы, w_i — диффузионная скорость, а n_i' и w_i' — значения величины пульсаций концентрации и скорости i -го компонента, возникающих за счет турбулентности.

Чтобы описать каждую из величин ψ_i^T , можно воспользоваться соотношениями Стефана—Максвелла, которые хорошо подходят для описания газа, состоящего из многих компонент. Однако, как правило, ввиду того факта, что углекислый газ занимает почти 95% от всего химического состава Марса, используется следующее, так называемое приближение диффузии малой составляющей:

$$\psi_i^m = -D_i \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H} + \frac{1+a_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) n_i \right], \\ \psi_i^T = -K \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) n_i \right]. \quad (3)$$

Здесь D_i — коэффициент диффузии i -го компонента в CO_2 , $H_i = RT / \mu_i g$ — высота однородной атмосферы, R — универсальная газовая постоянная, T — температура газа, g — ускорение свободного падения, μ_i и α_i — молекулярный вес и коэффициент термодиффузии i -го компонента, H — шкала высот однородно перемешанной атмосферы, а μ — ее средний молекулярный вес.

Основное отличие моделей турбулентной диффузии состоит в определении коэффициента K . Например, согласно выводам работы (Изаков, 1976), для удовлетворительного соответствия рассчитанного состава атмосферы Марса и данных измерений необходимо, чтобы $K = 4 \times 10^8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Столь высокое значение K требуется, с одной стороны, для того, чтобы обеспечить быстрый перенос в нижнюю атмосферу атомарного кислорода и ограничить тем самым скорость образования O_2 на уровне ~ 30 км в реакции $\text{O} + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$. С другой стороны, большие величины K необходимы для достаточно быстрого переноса вниз атомарного водорода, образующегося в ионосфере, с тем чтобы обеспечить поддержание концентрации H на экзобазе (225 км) на уровне, не превышающем $3 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$. В работе (Huntен, 1974) предполагалось, что коэффициент K зависит от высоты и может изменяться в пределах $(3 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}) < K < (2.8 \times 10^{10} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1})$. На основании результатов своих расчетов авторы (Huntен, 1974) пришли к выводу, что величина K на высотах 30–40 км является критическим параметром модели и должна составлять здесь не менее $7 \times 10^7 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Влияние высотной зависимости K на состав атмосферы Марса исследовалось также в (Изаков, 1976). Согласно результатам этой работы, уменьшение K приводит к падению концентраций H и H_2 на уровне экзобазы.

Важный прогресс был достигнут в работе (Куликов, 2018), где использовалась следующая модель:

$$K(z) = K_1 \exp(S_1(z - z_m) - S_2(z - z_m)^2), \quad (4)$$

где $S_2 = 0$ при $z \leq z_m$. Значения параметров были взяты следующие: $K_m = 10^{7.5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $z_m = 107 \text{ км}$, $S_1 = 5.83 \times 10^{-2} \text{ км}^{-1}$ и $S_2 = 3.89 \times 10^{-3} \text{ км}^{-2}$.

В работе (Куликов, 2018) исследуются следующие нейтральные компоненты: CO_2 , CO , $\text{O}(^3P)$, $\text{O}(^1D)$, O_3 , H_2O , OH , H , HO_2 , H_2O_2 , H_2 , ионы CO_2^+ и CO_2H^+ , а также исследуется аэрозольная составляющая, образованная частицами конденсата водяного пара. В нашей работе мы будем учитывать компоненты в рамках той же самой аэрономии атмосферы Марса, с тем чтобы понять

важную роль модели турбулентной диффузии в средней и верхней атмосфере. Схема химических реакций приведена в таблице.

В работе (Chaffin и др., 2017) предсказан повышенный выброс атомарного водорода из атмосферы Марса, вызванный присутствием воды на большой высоте. При моделировании процессов переноса газа в нижней атмосфере также учитывались химические реакции, показанные в таблице. До высоты $z_0 = 65 \text{ км}$ коэффициент турбулентной диффузии был константой и численно равен $1.0 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, после чего менялся с высотой следующим образом (Краснопольский, 1982):

$$K_2(z) = K_0 \left(\frac{P(z)}{k_b T(z)} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

где $K_0 = 10^{13} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, из приведенного обсуждения отличий высотных профилей коэффициента турбулентной диффузии, используемых при изучении аэрономии Марса, а также из противоречивости выводов различных авторов становится очевидной необходимость критического анализа проведенных ранее расчетов состава атмосферы.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МОДЕЛИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА

Мы предлагаем использовать модель турбулентности Линдзена (Lindzen, 1981), которая хорошо описывает турбулентную диффузию для земной атмосферы, для улучшения результатов моделирования марсианской атмосферы на средних и больших высотах. Предполагается, что механизмом, вызывающим турбулентную диффузию, является нелинейное взаимодействие внутренних гравитационных волн различных типов. Известны два механизма разрушения внутренних гравитационных волн на больших высотах атмосферы Марса. Один из механизмов представляет собой увеличение амплитуды внутренней волны вследствие уменьшения давления атмосферы с высотой, а другой механизм — это резонансное взаимодействие ветра и внутренней волны при равенстве скорости ветра и групповой скорости внутренней волны. Поэтому такая модель может рассматриваться как адекватная альтернатива для предсказания трансформации химических компонент атмосферы Марса на высотах, включающих ионосферу. Разрыв волны, по-видимому, происходит на высоте около 85 км, что приводит к слою усиленной вихревой диффузии и вызванного волной ускорения, простирающемуся в области между 85 км и примерно 108 км, выше которой преобладает молекулярный перенос.

Система химических реакций, рассматриваемая в данной работе

№	Реакция	Константа реакции J
1	$\text{CO}_2 + h\nu(40 - 2062) \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	4×10^{-7}
2	$\text{O}_2 + h\nu(40 - 2062) \rightarrow \text{O} + \text{O}$	1.8×10^{-6}
3	$\text{H}_2\text{O} + h\nu(1515 - 2000) \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	1.46×10^{-6}
4	$\text{HO}_2 + h\nu(2000 - 3600) \rightarrow \text{O} + \text{OH}$	5.14×10^{-4}
5	$\text{H}_2\text{O}_2 + h\nu(2000 - 3600) \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	7.12×10^{-5}
6	$\text{CO} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + \text{CO}_2$	$1.0 \times 10^{-32} \exp(-2190/T)$
7	$\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	$2.1 \times 10^{-32} \exp(-116/T)$
8	$\text{O} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{CO}_2$	$3.0 \times 10^{-33} \exp(-300/T)^{2.9}$
9	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_3 + \text{CO}_2$	$1.4 \times 10^{-33} \exp(-300/T)^{2.5}$
10	$\text{O} + \text{O}_3 \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2$	$2.0 \times 10^{-11} \exp(-2280/T)$
11	$\text{O} + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	$7.0 \times 10^{-11} \exp(-5000/T)$
12	$\text{O} + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	4.0×10^{-11}
13	$\text{O} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$8.0 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
14	$\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$2.3 \times 10^{-11} \exp(-3200/T)$
15	$\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{O}_2$	$2.3 \times 10^{-11} \exp(-3200/T)$
16	$\text{O}(^1D) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}(^3P) + \text{CO}_2$	1.8×10^{-10}
17	$\text{O}(^1D) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	3.0×10^{-10}
18	$\text{O}(^1D) + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	3.0×10^{-10}
19	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	$4.2 \times 10^{-10} \exp(-950/T)$
20	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	$8.3 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
21	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	$4.2 \times 10^{-11} \exp(-350/T)$
22	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{CO}_2$	$2.0 \times 10^{-31} \exp(-273/T)^{1.3}$
23	$\text{H} + \text{H} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{CO}_2$	$1.0 \times 10^{-32} \exp(-273/T)^{0.7}$
24	$\text{H} + \text{O}_3 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	2.6×10^{-11}
25	$\text{OH} + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	$1.0 \times 10^{-11} \exp(-550/T)$
26	$\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	$3.6 \times 10^{-11} \exp(-2590/T)$
27	$\text{OH} + \text{O}_3 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{O}_2$	$1.3 \times 10^{-12} \exp(-956/T)$
28	$\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$8.3 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
29	$\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	$4.1 \times 10^{-11} T^{0.5} \exp(-600/T)$
30	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	$1.7 \times 10^{-11} \exp(-500/T)$
31	$\text{CO}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{CO}_2\text{H}^+ + \text{H}$	1.4×10^{-9}
32	$\text{CO}_2\text{H}^+ + e \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	3.5×10^{-7}

Ситуация в средних и высоких широтах более сложная. Гравитационные волны доминируют на этих высотах, и если такие волны возникают в тропосфере (что вероятно), то их фазовые скорости обычно будут варьироваться от нуля (что соответствует горным волнам и т. д.) до типичных скоростей тропосферного потока.

Для таких низких фазовых скоростей влияние среднего зонального распределения потока будет иметь решающее значение. Распределение потока будет эффективно определять, какие гравитационные волны (в зависимости от фазовой скорости) могут достигать мезосферы, и соответственно, амплитуды мезосферных гравитационных волн и их предельную высоту. Этот эффект, например, подразумевает, что высота, до которой учитывается гравитационная волна летом (70 км), будет больше, чем зимой (50 км). Кроме того, турбулентная диффузия и вызванные волнами ускорения больше не распространяются до некоторого уровня, где доминируют молекулярные процессы. Вместо этого они ограничены слоями, простирающимися до некоторого приблизительного критического уровня (где среднее значение скорости зонального ветра равно или почти равно фазовой скорости волны). Между критическими уровнями и термосферой ожидается резкий минимум вихревой диффузии. Вызванные волнами ускорения обеспечивают явный источник “трения”, необходимого для обращения вспять мезосферных сдвигов и, соответственно, для изменения температурного градиента от полюса к полюсу в мезопаузе.

Данная концепция приводит к следующему виду турбулентной диффузии на высоте 70–80 км:

$$K_3(z) = \frac{kc^4}{N^3 \left(1 + l^2/k^2\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{2H}, \quad (6)$$

где $k = 3 \times 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, $c = 466 \text{ м/с}$,

$$\left(1 + l^2/k^2\right)^{\frac{1}{2}} \sim 1.54, \quad H = RT/g,$$

$$N^2 = g/\Gamma, \quad \Gamma = (\partial T/\partial z) + (g/c_p).$$

Целью данной работы является построение глобально усредненной аэрономической модели Марса и определение на ее основе приближенно-го вертикального распределения величины K .

В настоящей работе мы предлагаем новую формулу турбулентной вязкости для численного моделирования переноса газовых составляющих атмосферы Марса, в которой вместо формулы (5) используется выражение Линдзена (Lindzen, 1981) для коэффициента турбулентной диффузии (6). В работе проведено численное моделирование на основе уравнения (1) с использованием двух моделей турбулентной диффузии (4) и (6) для атмосферы Марса на высотах 0–200 км. Проведено подробное сравнение результатов моделирования на основе обеих моделей турбулентной диффузии. Построена разностная схема и заданы граничные условия для каждой из рассматриваемых компонент, а именно: CO_2 , CO , O_3 , H_2O , OH , H , HO_2 , H_2O_2 , H_2 , Ar , N_2 .

Уравнения химических реакций берутся из таблицы. Запишем уравнение (1) для двух моделей турбулентной вязкости:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} n_i + \frac{\partial}{\partial z} \Phi = Q_i \\ \Phi = -(D_i + K(z)) \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H_i} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) n_i \right] - D_i \frac{\alpha_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - K(z) \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z}. \end{cases} \quad (7)$$

Нам необходимо найти установившейся средний профиль концентраций химических компонент от высоты, соответственно: $\partial n_i / \partial t = 0$. В итоге запишем уравнение (7) в следующем виде:

$$\begin{aligned} Q_i = & - \left(\frac{\partial D_i}{\partial z} + \frac{\partial K}{\partial z} \right) \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} - \left(\frac{1}{H_i} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) n_i \right] - \\ & - (K + D_i) \left[\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \left(-\frac{1}{H_i^2} \frac{\partial H_i}{\partial z} + \frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) n_i + \left(\frac{1}{H_i} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \frac{\partial n_i}{\partial z} \right] - \\ & - \frac{\partial D_i}{\partial z} \frac{\alpha_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + D_i \frac{\alpha_i}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 - D_i \frac{\alpha_i}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\partial K}{\partial z} \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} + D_i \frac{1}{\mu^2} \left(\frac{\partial \mu}{\partial z} \right)^2 - K \frac{1}{\mu} \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Зависимость коэффициента молекулярной диффузии от температуры и, как следствие, от высоты для каждой компоненты вычисляется по формуле Чепмена–Энскога:

$$D_i = \frac{AT^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_i}}}{P(z) \sigma_{i,2}^2 \Omega}. \quad (9)$$

Здесь 1, 2 — индексы двух видов молекул, присутствующих в газовой смеси, μ_i — молярные массы компонент (в нашей модели рассматривается диффузия компонент в газе CO_2 ввиду его преобладания в сравнении с остальными газами), коэффициент $A = 1.859 \times 10^{(-3)} \text{ атм} \cdot \text{\AA}^2 \cdot \text{см}^2 \sqrt{(\text{г/моль})} \cdot K^{(-3/2)} / \text{с}$, $P(z)$ — профиль давления (атм), $\sigma_{1,2} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$ — эффективный диаметр столкновения в $\text{\AA}$ (значения заданы в форме таблицы в [13]), $\Omega \sim 1$ — безразмерное значение интеграла столкновений.

На рис. 2 изображены используемые профили коэффициента молекулярной диффузии для некоторых компонент.

Выражения $H_i(z)$ вычислялись для каждой компоненты отдельно по профилю температуры $T(z)$. Необходимые распределения температуры и давления взяты из (Chaffin и др., 2017; Краснопольский, 1982). Соответствующие профили изображены на рис. 1. Изменением средней молярной массы в (Lindzen, 1981) в первом приближении пренебрегаем, как уже упоминалось, ввиду того факта, что во всей нижней атмосфере Марса концентрация углекислого газа на порядок и больше превышает остальные показатели.

Система дифференциальных уравнений (1), в которой присутствуют быстрые и медленные текущие химические реакции, относится к типу

жестких дифференциальных систем уравнений в форме Коши (Маров, Колесниченко, 1987). Такие системы дифференциальных уравнений сталкиваются с принципиальными трудностями при их численном решении. Прежде всего требуется резкое увеличение числа вычислений. Отметим также резкое возрастание погрешности вычислений при недостаточно малом шаге. Поэтому в качестве метода численного решения мы используем неявные методы, которые обеспечивают результат, несравненно более надежный, чем явные методы (Маров, Колесниченко, 1987). Фактически речь идет об обеспечении устойчивости численного алгоритма при использовании неявных схем. Использование неявных схем в задачах планетной аэрономии и в химии планетных атмосфер имеет определяющее значение, поскольку одни и те же системы уравнений при разных параметрах могут быть как жесткими, так и нежесткими.

Все производные в (8) аппроксимированы с помощью центральной разностной схемы:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)(z_k) = \frac{f_{k+1} - f_{k-1}}{2h}, \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial z^2}\right)(z_k) = \frac{f_{k+1} - 2f_k + f_{k-1}}{h^2}. \quad (11)$$

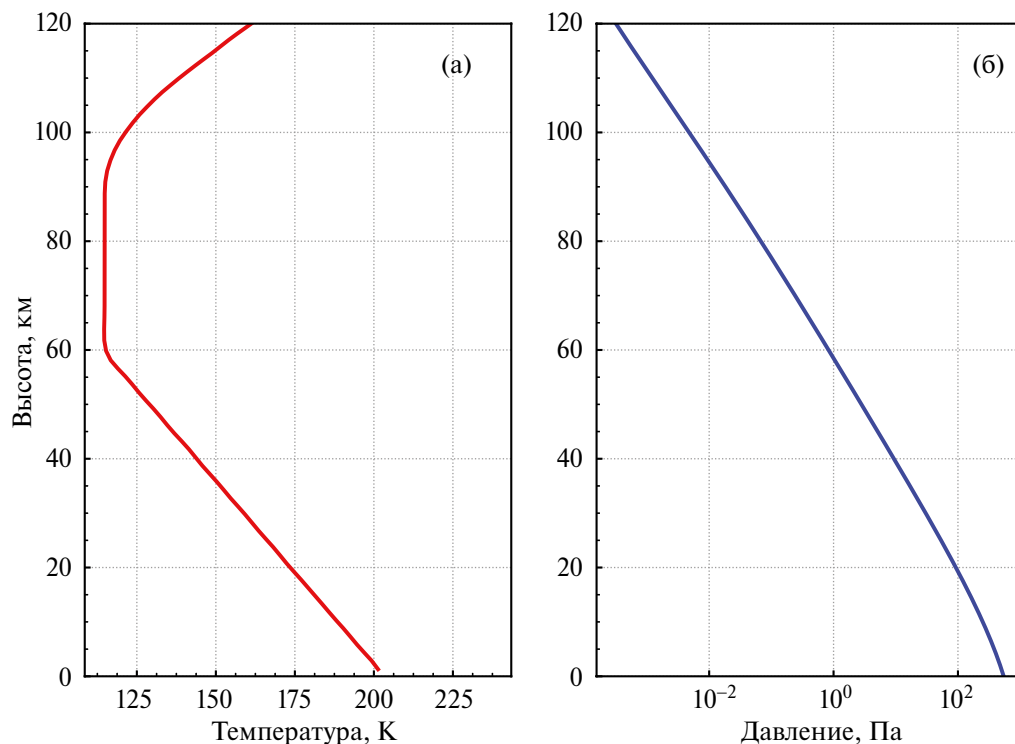


Рис. 1. Усредненные среднесуточные профили температуры (а) и логарифма давления (б) для среднеширотной атмосферы Марса. Данные взяты из статей (Bougher и др., 2015; 2017; Chaffin и др., 2017).

Здесь $h = z_{k+1} - z_k$. Таким образом, по полученным профилям давления и температуры мы находим соответственно зависимость от высоты следующих величин:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \frac{\partial T}{\partial z}, \frac{\partial D_i}{\partial z}, \frac{\partial K}{\partial z}, \frac{\partial H_i}{\partial z}.$$

$$\frac{n_{k+1} - 2n_k + n_{k-1}}{h^2} \underbrace{D_k^0}_{A_k^2} + n_{k+1} - \frac{n_{k-1}}{2h} \underbrace{\left[\left(\frac{1}{H_k} + \frac{T_k'}{T_k} \right) D_k^0 + D_k^{0'} \right]}_{A_k^1} + n_k \underbrace{\left[\left(\frac{1}{H_k} + T_k' T_k \right) D_k^{0'} + D_k^0 \left(-\frac{H_k'}{H_k^2} - \frac{T_k'}{T_k^2} + \frac{T_k''}{T_k} \right) \right]}_{A_k^0} = \frac{Q_k}{B_k},$$

где $D_k^0 = K_k + D_k^i$.

Обозначая соответствующие коэффициенты перед производными концентрациями A_k^0, A_k^1, A_k^2 , получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} n_{k+1} \underbrace{\left(A_k^2 + \frac{hA_k^1}{2} \right)}_{\alpha_1} + n_k \underbrace{\left(-2A_k^2 + h^2 A_k^0 \right)}_{\alpha_2} + \\ + n_{k-1} \underbrace{\left(A_k^2 - \frac{hA_k^1}{2} \right)}_{\alpha_3} + B_k h^2 = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Откуда следует:

$$n_{k+1} = -\frac{1}{\alpha_1} (n_k \alpha_2 + n_{k-1}). \quad (13)$$

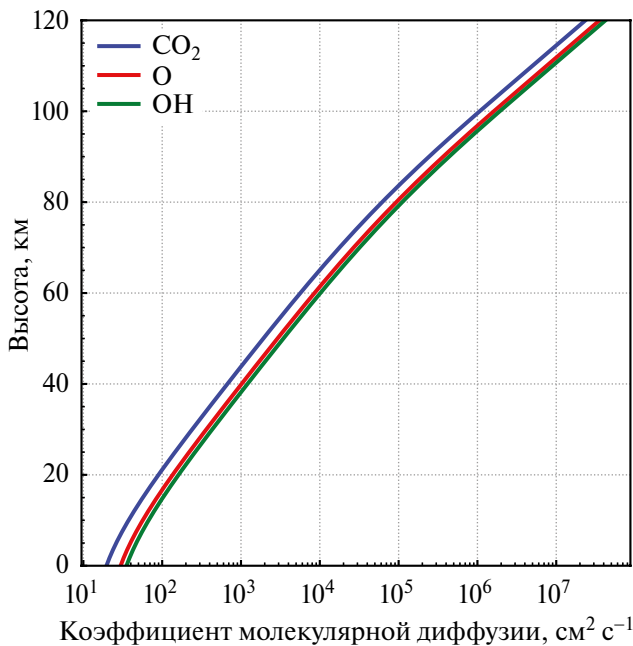


Рис. 2. Коэффициенты диффузии нескольких химических компонент атмосферы Марса, вычисленные по формуле Чепмена—Энскога. Использованные профили температур изображены на рис. 1. Параметры самих газов были взяты из (Hirschfelder и др., 1964).

В дальнейшем для удобства производные функции будем просто обозначать f', f'' . В результате получим уравнение непрерывности для i -й компоненты в разностной форме:

Граничные условия на поток и концентрацию i -й химической компоненты при $z = 0$, брались из (Chaffin и др., 2017). В местах разрывов производной функций температуры, коэффициентов диффузии и других параметров граничные условия выбирались такими, чтобы соблюдалась непрерывность концентраций и потоков.

Выбранные граничные условия для некоторых компонент: распределение концентрации CO_2 определялось из условия гидростатического равновесия; у CO и O_2 потоки равны 0 (диффузионное равновесие). У H_2 и H_2O и других паров начальные потоки вычислялись по методу из (Куликов, Рыхлецкий, 1983). На верхней границе (граница турбопаузы 225 км) принималось, что для всех компонент, кроме водородосодержащих, диффузионные потоки равны 0.

Полученная система уравнений решается с помощью специально построенного решения эволюционных краевых задач для жестких систем квазилинейных параболических уравнений. В основе метода лежит ньютоновский итерационный процесс для решения жестких систем свойствами консервативности, монотонности и быстрого затухания. Решение системы плохо обусловленных разностных уравнений находилось при помощи разложения якобиана системы на произведение левой и правой треугольных матриц. При этом вектор правой части системы вычислялся в режиме накопления, а разложение якобиана сохранялось неизменным для максимально возможного числа итераций при сохранении их сходимости и граничных условий.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе проведено сравнение двух моделей, которые наиболее точно среди всех описывают итоговые распределения. Соответственно, в первой модели коэффициент турбулентной диффузии вычислялся по формуле (4), а во второй — по формуле (6). Профили коэффициентов

диффузии изображены на рис. 3. Соответственно, можно видеть, что на высоте ~ 120 км коэффициент молекулярной диффузии начинает преобладать.

Результаты расчетов изображены на рис. 4 и 5. Главное отличие состоит в высотных профилях распределений водородсодержащих компонент.

Два представленных метода дают довольно разные результаты, особенно для водородсодер-

жащих компонентов на высотах 60–100 км, что требует дальнейших исследований. В частности, для выбора более корректного подхода к описанию турбулентной диффузии необходимо сравнение с данными наблюдений.

Главными недостатками данных подходов является пренебрежение горизонтальным переносом компонент, особенно в турбопаузе, однако данные поправки будут учтены в будущих работах.

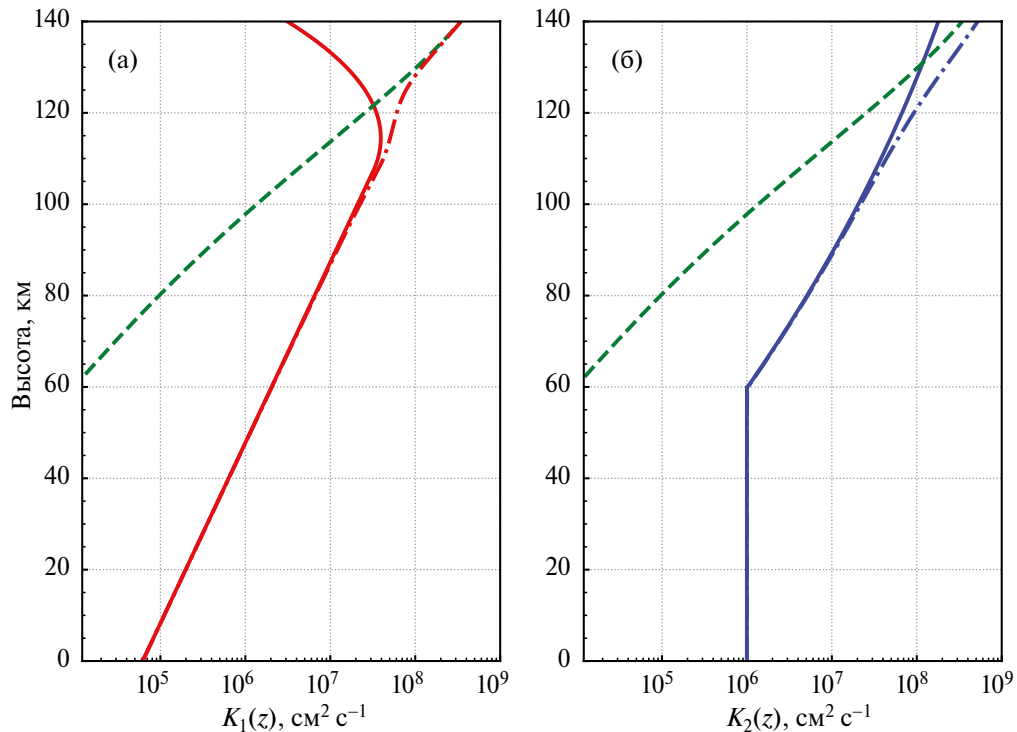


Рис. 3. На графиках сплошной линией изображены коэффициенты турбулентной диффузии, вычисленные по формуле (4) для (а) и по формуле (6) для (б). Пунктирной линией изображены вычисленные ранее коэффициенты молекулярной диффузии для компоненты О. Штрихпунктирной линией обозначен суммарный коэффициент диффузии $D_0 = D + K$.

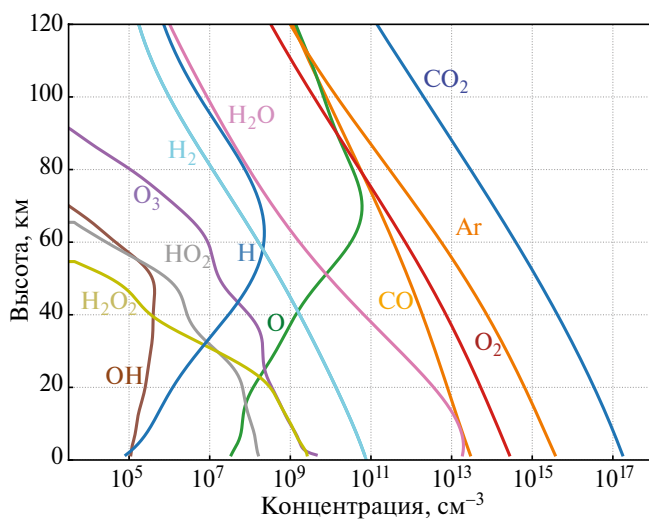


Рис. 4. Полученный по результатам расчетов по первому методу высотный среднесуточный профиль концентраций химических компонент атмосферы Марса для средних широт и условия равновесия.

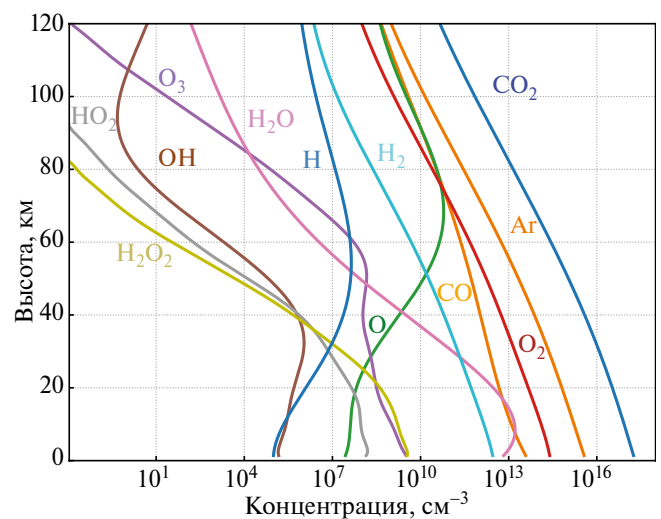


Рис. 5. Полученный по результатам расчетов по второму методу высотный среднесуточный профиль концентраций химических компонент атмосферы Марса для средних широт и условия равновесия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы различные модели описания турбулентной диффузии газовых компонент атмосферы Марса. Среди всех вариантов были выбраны две теории, которые в дальнейшем использовались при расчетах.

В качестве исходного использовано уравнение непрерывности для описания модели переноса различных составляющих атмосферы Марса, а также соответствующая разностная схема. Сформулированы граничные условия в соответствии с полученными экспериментальными и теоретическими данными, а также получены необходимые профили температуры и давления.

Осуществлено решение полученной системы уравнений с использованием модернизированного метода Ньютона. Модели показали существенные различия в распределении малых составляющих атмосферы, в частности, водородсодержащих молекул, что указывает на важность выбора модели для описания турбулентной диффузии при построении одномерной фотохимической модели атмосферы.

В дальнейшем планируется продолжить всестороннее исследование газопереноса в атмосфере Марса, используя данные последних миссий. Новой важной задачей в будущем является включение в модель горизонтального движения атмосферных компонент, а также развитие полученных результатов с учетом плазменных слоев в верхней атмосфере.

Авторы признательны Д.А. Климачкову за полезные обсуждения и помощь в работе.

Работа поддержана темой “Планета” госзадания Минобрнауки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Изаков М.Н. Структура и динамика верхних атмосфер Венеры и Марса // Успехи физ. наук. 1976. Т. 119. № 2. С. 295–342.
- Краснопольский В.А. Фотохимия атмосфер Марса и Венеры. М.: Наука, 1982. 293 с.
- Куликов Ю.Н., Рыхлецкий М.В. Моделирование вертикального распределения воды в атмосфере Марса // Астрон. вестн. 1983. Т. 17. № 3. С. 144–152. (Kulikov Yu N., Rykhletsckii M.V. Modeling of the vertical distribution of water in the atmosphere of Mars // Sol. Syst. Res. 1984. V. 17. № 3. P. 112–118).
- Куликов Ю.Н. Моделирование химического состава атмосферы Марса. Предварительные результаты сравнения высотного профиля атомарного кислорода с данными измерений спектрометра SPICAM // Тр. Кольского научн. центра РАН. Гелиогеофизика. 2018. Вып. 4. № 5 (9). С. 202–216.
- Маров М.Я., Колесниченко А.В. Введение в планетарную аэронавигацию. М.: Наука, 1987. 457 с.
- Микрин Е.А., Михайлов М.В., Рожков С.Н., Семенов А.С., Краснопольский И.А., Почукаев В.Н., Марков Ю.Г., Перепелкин В.В. Высокоточный прогноз орбит космических аппаратов, анализ влияния различных возмущающих факторов на движение низкоорбитальных и высокоорбитальных КА // XXI Санкт-Петербургская международная конференция по интегрированным навигационным системам. 2014. С. 77–88.
- Хайпер Э., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений (анонс) // Математич. моделир. 1999. Т. 11. № 8. С. 127.
- Bougher S., Jakosky B., Halekas J., Grebowsky J., Luhmann J., Mahaffy P., Connerney J., Eparvier F., Ergun R., Larson D., and 74 co-authors. Early MAVEN Deep Dip campaign reveals thermosphere and ionosphere variability // Science. 2015. V. 350. № 6261. id. aad0459.
- Bougher S., Roeten K., Olsen K., Mahaffy P., Benna M., Elrod M., Jain S., Schneider N.M., Deighan J., Thiemann E., and 3 co-authors. The structure and variability of Mars dayside thermosphere from MAVEN NGIMS and IUVS measurements: Seasonal and solar activity trends in scale heights and temperatures // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2017. V. 122. № 1. P. 1296–1313.
- Chaffin M.S., Deighan J., Schneider N.M., Stewart A.I.F. Elevated atmospheric escape of atomic hydrogen from Mars induced by high-altitude water // Nature geosci. 2017. V. 10. № 3. P. 174–178.
- Courtney W.G. Kinetics of condensation of water vapor // J. Chem. Phys. 1962. V. 36. № 8. P. 2018–2025.
- Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A.V., Korablev O.I., Määttänen A., Maltagliati L., Bertaux J.L. Evidence for a bimodal size distribution for the suspended aerosol particles on Mars // Icarus. 2014. V. 231. P. 239–260.
- Hirschfelder J.O., Curtiss C.F., Bird R.B. The molecular theory of gases and liquids. John Wiley & Sons, Hoboken, NJ: 1964. 1283 p.
- Hunten D.M. Aeronomy of the lower atmosphere of Mars // Rev. Geophys. 1974. V. 12. № 3. P. 529–535.
- Lindzen R.S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // J. Geophys. Res.: Oceans. 1981. V. 86. № C10. P. 9707–9714.
- Shaposhnikov D.S., Rodin A.V., Medvedev A.S., Fedorova A.A., Kuroda T., Hartogh P. Modeling the hydrological cycle in the atmosphere of Mars: Influence of a bimodal size distribution of aerosol nucleation par-

- ticles // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. № 2. P. 508–526.
- Shimazaki T., Shimizu M.* The seasonal variation of ozone density in the Martian atmosphere // J. Geophys. Res.: Space Phys. 1979. V. 84. № A4. P. 1269–1276.
- Uddin A.F., Numata K., Shimasaki J., Shigeishi M., Ohtsu M.* Mechanisms of crack propagation due to corrosion of reinforcement in concrete by AE-SiGMA and BEM // Construction and Building Materials. 2004. V. 18. № 3. P. 181–188.

УДК 523.44 + 535–45

ВЛИЯНИЕ ЭКЗОСФЕРЫ АКТИВНОГО АСТЕРОИДА НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ РАССЕЯННОГО СВЕТА И ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ ЕЕ СВОЙСТВ ИЗ НАЗЕМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ¹

© 2024 г. Е. В. Петрова

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

e-mail: epetrova@cosmos.ru

Поступила в редакцию 11.10.2023 г.

После доработки 13.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Небесные тела, которые имеют орбитальные и физические характеристики, типичные для астероидов, но эпизодически демонстрируют признаки кометной активности, представляют особый интерес, поскольку знание природы этих тел необходимо для понимания процессов формирования Солнечной системы и доставки воды к планетам земной группы. В оценке свойств экзосферы активного астероида (АА) на основе данных дистанционного зондирования поляриметрия может играть заметную роль благодаря чувствительности поляризации рассеянного света к свойствам частиц в среде. Численное моделирование рассеяния излучения на частицах экзосферы, образующейся вокруг АА, показало, что рассеяние света в экзосфере может как ослаблять поляризацию света, отраженного от поверхности, так и приводить к ее усилению в зависимости от длины волны рассеиваемого света, показателя преломления частиц и их морфологии. При этом спектральный градиент поляризации может изменяться как в сторону более высоких положительных, так и отрицательных значений. На фазовых углах менее 30° , характерных для наблюдений астероидов Главного пояса, изменения, вносимые в поляризацию рассеянием в экзосфере, невелики и слабо отличаются для частиц разных свойств. Тем не менее изменение поляризации света, отраженного астероидом, по сравнению с каноническими значениями может свидетельствовать о присутствии экзосферы. На более высоких фазовых углах влияние рассеяния в экзосфере на поляризацию АА более заметно, что делает многообещающим использование поляриметрии в исследовании активности астероидов, сближающихся с Землей. Этот эффект следует также учитывать при оценке альбедо астероида по максимуму поляризации (по закону Умова), если у этого астероида можно ожидать проявление активности.

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

DOI: 10.31857/S0320930X24020056, **EDN:** NUITWM

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы результаты обширных высокоточных наблюдений малых тел Солнечной системы позволили понять, что границы традиционного разделения этой популяции на кометы и астероиды размыты. Установлено, что ряд объектов, которые находятся на орбитах, типичных для астероидов, и определенно состоят из тугоплавких материалов, могут периодически или разово проявлять признаки кометной активности — у них развивается слабая кома (экзосфера) и даже пылевой или газовый хвост (см., например, Hsieh и др. (2018)). К настоящему времени обнаружено порядка 30 активных астероидов (АА). Классиче-

ская концепция, согласно которой тела с разными физическими и динамическими свойствами должны были формироваться в областях Солнечной системы, существенно отличающихся по температуре — за снеговой линией (кометы) или внутри ее (астероиды) — сейчас дополняется и пересматривается.

В недавнем обзоре Jewitt и Hsieh (2022) подробно рассмотрели механизмы, которые могут способствовать развитию экзосферы у АА — бомбардировка поверхности метеороидами, разрушение тела, обусловленное неустойчивым вращением, тепловые эффекты, вынос вещества за счет электростатических сил, сублимация летучих при повышении температуры поверхности тела вблизи

¹ Материалы статьи легли в основу доклада и были представлены на Четырнадцатом Международном симпозиуме по исследованиям Солнечной системы (14M-S3), Институт космических исследований (ИКИ), Москва, 9–13 октября, 2023.

перигелия, а также комбинация этих факторов. Такие объекты, как активные астероиды и спящие кометы, которые по своим свойствам находятся в широкой области между классическими кометами и классическими астероидами, особенно интересны для исследователей, потому что знание их природы необходимо для понимания процессов формирования Солнечной системы и доставки воды к планетам земной группы (см., например, Кохирова и др., 2021 и ссылки там).

Jewitt и Hsieh (2022) также проанализировали возможности различных методов детектирования слабых кометоподобных объектов. Среди них — непосредственная съемка высокого разрешения, фотометрический анализ, спектроскопия газовых составляющих, обнаружение негравитационных возмущений и др. В то же время, как показали спектрофотометрические исследования астероидов в УФ- и видимом диапазонах, этот метод дает возможность обнаружить экзосферу у АА по изменению наклона спектра отражения и/или по появлению в спектрах деталей, необычных для астероидов. Так, с помощью спектрофотометрического метода были зарегистрированы признаки сублимационной активности у некоторых примитивных астероидов Главного пояса на расстояниях, близких к перигелию орбиты (Бусарев и др., 2019; 2023; Busarev и др., 2018; 2021; и ссылки там).

Следует отметить, что, безотносительно причин кометной активности у отдельных астероидов, обнаружить ее у таких тел сложно, потому что образовавшаяся экзосфера оптически тонкая, а эффекты, которые она вызывает, невелики. В связи с этим поляриметрия слабых кометоподобных объектов до настоящего времени проводилась редко (см., например, Bagnulo и др., 2010; Geem и др., 2022; Ivanova и др., 2022; 2023). В то же время наземные измерения линейной поляризации света, рассеянного пылевыми комами, образовавшимися после искусственных ударов о ядро кометы 9P/Tempel 1 и о малый компонент двойной системы астероидов Didymos—Dimorphos в ходе миссий Deep Impact (DI) и Double Asteroid Redirection Test (DART) соответственно, дали интересные результаты (Harrington и др., 2007; Nádámcsik и др., 2007; Bagnulo и др., 2023), которые мы попытаемся объяснить ниже, исходя из результатов наших расчетов.

Для оценки свойств рассеивающей среды на основе поляриметрических данных необходимо получить фазовую зависимость степени линейной поляризации рассеянного света в достаточно широком диапазоне углов фазы $P(\alpha)$ (где α — угол Солнце—объект—наблюдатель). Как показывают многочисленные лабораторные измерения и расчеты характеристик рассеяния, поведение $P(\alpha)$

определяется свойствами рассеивателей в среде — их размерами, морфологией, показателем преломления, упаковкой (см., например, Mishchenko и др., 2010 и ссылки там). Однако, к сожалению, в большинстве случаев тела Солнечной системы можно наблюдать с Земли только под небольшими фазовыми углами. Для астероидов Главного пояса α обычно не превышает 30° (см., например, Shestopalov, Golubeva, 2015). В то же время астероиды, сближающиеся с Землей, можно наблюдать в широком интервале фазовых углов (см., например, Cellino и др., 2018). Среди них особое внимание исследователей привлекает астероид (3200) Phaethon, который является целью предстоящей японской миссии Demonstration and Experiment of Space Technology for Interplanetary voYage (DESTINY). Результаты фотометрических, поляриметрических и спектральных измерений этого астероида говорят о сильной неоднородности его поверхности; кроме того, он эпизодически проявляет признаки активности (Jewitt и др., 2013; Kiselev и др., 2022 и ссылки там).

Как уже упоминалось, образование слабой экзосферы было зарегистрировано у ряда астероидов около перигелия орбиты по изменению формы спектра в УФ- и видимом диапазонах. Более того, анализ этих данных на основе модельных расчетов рассеяния света в экзосфере, окружающей астероид, позволил оценить ряд свойств частиц экзосферы (Busarev и др., 2021; Бусарев и др., 2023; Петрова, Бусарев, 2023). Было показано, что изменение наклона спектра с положительного, присущего исследуемым астероидам, на отрицательный обусловлено рассеянием на слабопоглощающих или непоглощающих частицах, размеры которых гораздо меньше длины световой волны. Также было установлено, что появление в УФ- и видимом диапазонах спектра необычных для астероидов деталей может быть вызвано интерференцией света, рассеянного агрегатными частицами, состоящими из слабопоглощающих или непоглощающих зерен с радиусом около 0.1 мкм. Однако свойства поглощающих частиц в экзосфере уверенно оценить таким способом сложно, так как усиление поглощения в коротковолновом диапазоне подавляет развитие интерференционной картины при рассеянии на агрегатных частицах такого состава. В то же время известно, что состояние поляризации света, рассеянного средой, существенно зависит от свойств частиц в этой среде (см., например, Mishchenko и др., 2010). Поэтому можно ожидать, что привлечение данных поляриметрии активных объектов будет полезным для оценки свойств экзосферы.

Цель данной работы — оценить возможное влияние экзосферы, образовавшейся у астероида, на поляризацию рассеянного им света, которую

можно измерить при наземных UBV_R-наблюдениях (длины волн $\lambda = 0.36, 0.44, 0.54$ и 0.68 мкм). Для этого были выполнены расчеты характеристик рассеяния частиц разной морфологии и состава и переноса излучения, рассеянного в системе “поверхность астероида + экзосфера”. Исходные данные и методы расчетов описаны в следующих разделах. Далее представлены результаты моделирования, их обсуждение и выводы.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Морфология частиц экзосферы

Расчеты характеристик рассеяния были выполнены как для однородных, так и для агрегатных частиц в экзосфере, образовавшейся у астероида. Параметры частиц выбраны в соответствии с оценками, сделанными на основе анализа спектров отражения астероидов в ближнем УФ- и видимом диапазонах, которые были измерены во время проявления признаков сублимационной активности (Busarev и др., 2021; Бусарев и др., 2023; Петрова, Бусарев, 2023). А именно, наблюдаемое в ряде случаев увеличение яркости астероида в коротковолновом диапазоне может быть вызвано присутствием в экзосфере слабопоглощающих или непоглощающих частиц с размерами, гораздо меньшими длины волны рассеиваемого света. В данной работе характеристики рассеяния таких частиц были смоделированы с помощью полидисперсной смеси случайно ориентированных сфероидов (Mishchenko и др., 1997). Отношение осей сфероидов E изменялось от 0.7 до 1.3 при эффективном радиусе сферы эквивалентного объема $R_{\text{eff}} = 0.1$ мкм и эффективной вариации распределения $v_{\text{eff}} = 0.05$. Поскольку в экзосфере могут присутствовать и более крупные однородные частицы, их влияние на поляризацию рассеянного объектом света было смоделировано характеристиками полидисперсной смеси сфероидов с $R_{\text{eff}} = 1.0$ мкм и $v_{\text{eff}} = 0.05$.

Что касается агрегатных частиц, то, как было показано в наших предыдущих работах (Busarev и др., 2021; Петрова, Бусарев, 2023), рассеяние на таких частицах, состоящих из зерен с радиусом около 0.1 мкм, может вызывать появление необычных деталей, зарегистрированных в ряде случаев в спектрах отражения активных астероидов в ближнем УФ- и видимом диапазонах. Морфология этих частиц напоминает морфологию частиц, найденных в комках, и хвостах комет, и в межпланетном пространстве (см., например, Bradley и др., 1988; Bradley, 2003; Kolokolova и др., 2004; Güttler и др., 2019). Для наших модельных расчетов, в соответствии с концепцией статистически фрактальной структуры агрегатных частиц

кометной пыли (см., например, Mannel и др., 2016), мы сгенерировали фракталоподобные агрегаты (или кластеры), состоящие из сферических мономеров субмикронных размеров. Для этого был применен процесс диффузно ограниченной агрегации (Maskowski, 1995). Если число мономеров N достаточно велико, полученный кластер может быть описан с помощью соотношения $N = k_f (R_g / d)^{D_f}$, где d — диаметр мономера, R_g — радиус гирации кластера, а D_f и k_f — размерность и префактор фрактала соответственно.

Чтобы оценить влияние структуры кластеров на характеристики рассеяния, мы подобрали три набора фрактальных параметров, которые описывают как плотно упакованные, так и разреженные структуры. Принятые значения размерности и префактора фракталов: $k_f = 5.8$ и $D_f = 1.9$ (структура А на рис. 1), $k_f = 8.0$ и $D_f = 2.5$ (структура В) и $k_f = 8.0$ и $D_f = 3.0$ (структура С). Для таких кластеров значения пористости можно определить как $p = 1 - N \times (r/R_c)^3$, где r — радиус мономера и $R_c = (5/3)^{1/2} \times R_g$ — так называемый характерный радиус (Kosaza и др., 1993). Тогда $p \approx 0.94, 0.72$ и 0.54 (при $N = 100$) для структур А, В и С соответственно.

Следует отметить, что у различных реализаций агрегатных структур, которые описываются с одними и теми же значениями фрактальных параметров, фазовые профили интенсивности и линейной поляризации рассеянного света несколько отличаются даже при достаточно большом числе составляющих частиц. Однако эти различия гораздо меньше, чем те, которые показывают фазовые профили, рассчитанные для кластеров с различными наборами фрактальных параметров (см., например, Kolokolova и др., 2018). Поэтому в рамках данного анализа вычисления были выполнены для одной реализации каждой из структур.

В данных модельных расчетах значения для размеров мономеров в агрегатах были выбраны на основе результатов измерений размеров частиц межпланетной и кометной пыли, а также результатов анализа поляриметрии комет

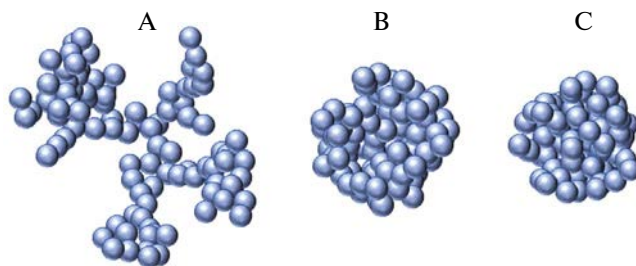


Рис. 1. Типы агрегатных структур, для которых были вычислены характеристики рассеяния.

и спектрофотометрии активных астероидов (см. ссылки выше). Здесь мы рассматриваем четыре значения радиуса мономеров в агрегатах: $r = 0.08, 0.10, 0.12$ и 0.15 мкм, а их форма принята сферической. Последнее упрощение существенно облегчает расчеты и, в то же время, не оказывает заметного влияния на результаты моделирования, так как в рассматриваемом здесь спектральном диапазоне эти значения радиусов мономеров соответствуют параметру размера $x \equiv 2\pi r/\lambda < 3$. При таком соотношении между размерами рассеивателей и длиной волны рассеиваемого света взаимодействие между рассеивателями, которые находятся внутри агрегата в неоднородных ближних полях друг друга (Tishkovets и др., 2011), “размывает” детали фазовых кривых, обусловленные рассеянием на отдельных зернах определенной формы. Подтверждением этого положения может служить тот факт, что характеристики рассеяния кластеров, состоящих из сферических мономеров и частиц произвольной формы, рассчитанные с помощью метода суперпозиции Т-матриц (см., например, Kimura и др., 2003; Петрова и др., 2004; Dlugach и др., 2011; Lumme, Penttilä, 2011; Kolokolova и др., 2018; и ссылки там) и метода дискретно-дипольной аппроксимации (см., например, Zubko и др., 2015 и ссылки там) соответственно, демонстрируют сходное поведение.

Следует отметить, что данное моделирование основано на характеристиках рассеяния частиц, присутствие которых ожидается в экзосфере, но не на физических характеристиках самих частиц. Хотя частицы в реальных экзосферах могут быть крупнее или мельче, или несколько отличаться по составу от рассматриваемых здесь, наша задача — понять, насколько экзосфера может повлиять на степень линейной поляризации света, отраженного активным астероидом, но не добиться согласия модельных и измеренных значений поляризации для конкретного случая.

Состав вещества частиц экзосферы

Характеристики рассеяния частиц зависят не

только от их размеров и структуры, но и от показателя преломления вещества m . Поскольку анализ спектров отражения активных астероидов показал присутствие в экзосфере непоглощающих или слабопоглощающих частиц (см. Busarev и др., 2021; Бусарев и др., 2023; Петрова, Бусарев, 2023), мы включили в рассмотрение лед H_2O и так называемые астрономические силикаты (оптические характеристики этого вещества явились результатом синтеза данных лабораторных измерений и теоретического моделирования деталей в ИК-спектре, который был проведен для нахождения согласия с данными ряда астрономических наблюдений в (Draine, Lee, 1984)). Чтобы оценить влияние поглощающих частиц на степень линейной поляризации света, отраженного активным астероидом, мы также рассматриваем частицы оливина и тугоплавкой органики. Значения показателей преломления этих веществ, принятые в данной работе, приведены в таблице.

Параметры

экзосферы и поверхности астероида

Чтобы вычислить интенсивность и поляризацию света, отраженного экзосферой с подстилающей поверхностью, надо задать, кроме свойств частиц, присутствующих в экзосфере, оптическую толщину экзосферы τ и матрицу отражения поверхности на каждой из длин волн. В связи с тем, что оптическая толщина экзосфер АА пока не была оценена, в данном моделировании было принято значение $\tau = 0.5$ на $\lambda = 0.54$ мкм, которое обеспечивает существенные изменения спектра астероида, обладающего экзосферой, по сравнению с его неактивным состоянием (Петрова, Бусарев, 2023). Изменение оптической толщины вдоль спектра было учтено на основе изменения сечения рассеяния модельных частиц в зависимости от длины волны.

Что касается параметров поверхности АА, то, поскольку спектральный ход яркости и поляризации астероидов разных классов может быть разным, а задача данного анализа — лишь отсле-

Значения действительной m_r и мнимой m_i части показателя преломления рассматриваемых веществ в зависимости от длины волны согласно указанным источникам

Длина волны (мкм)	Лед H_2O ^(a)		Астрономические силикаты ^(b)		Оливин ^(c)		Тугоплавкая органика ^(b)	
	m_r	m_i	m_r	m_i	m_r	m_i	m_r	m_i
0.36	1.3238	0.0	1.6880	0.02	1.8190	0.20	1.8720	0.3500
0.44	1.3163	0.0	1.6760	0.02	1.8190	0.1360	1.9200	0.3180
0.54	1.3114	0.0	1.6680	0.02	1.8060	0.0912	1.9620	0.2920
0.68	1.3073	0.0	1.6674	0.02	1.7920	0.0716	1.9960	0.2640

Примечание. ^(a)Warren, Brandt (2008), ^(b)Li, Greenberg (1997), ^(c)Dorschner и др. (1995).

дить изменения, которые может внести экзосфера в наблюдаемые характеристики АА, мы приняли характеристики поверхности модельного астероида одинаковыми в разных длинах волн. Состав и морфология частиц модельной поверхности здесь не важны; главное, чтобы фазовая кривая степени линейной поляризации объекта с такой поверхностью примерно воспроизводила фазовую зависимость, наблюдаемую в среднем у астероидов низкого и среднего альбеда (например, Geem и др., 2022 и ссылки там). Для условного астероида интенсивность и поляризация света, рассеянного поверхностью, была вычислена на основе матрицы рассеяния кластеров структуры В ($N = 100$, $x = 1.5$ и $m = 1.65 + 0.005i$) при оптической толщине слоя 1.5. Она дает слабую ветвь отрицательной поляризации, угол инверсии примерно на 20° и максимум $\sim 26\%$ при геометрическом альбеде объекта $A_g \approx 0.1$ (см. рис. 2).

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Характеристики рассеяния полидисперсных однородных сфероидальных частиц случайной ориентации были вычислены с помощью компьютерной программы, разработанной М.И. Мищенко (https://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/t_matrix.html) на основе теории Т-матриц (см., например, Mishchenko и др., 2002).

Для сформированных агрегатных частиц случайной ориентации элементы матрицы однократного рассеяния, а также сечения рассеяния и экстинкции были вычислены с помощью компьютерного кода Mackowski и Mishchenko (1996; 2011), основанного на численно точном методе суперпозиции Т-матриц. Этот метод — один из наиболее эффективных, который широко используется при решении макроскопических уравнений Максвелла для произвольных ансамблей сферических частиц (https://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/t_matrix.html и www.eng.auburn.edu/~dmckwski/scatcodes/).

Характеристики однократного рассеяния частиц в экзосфере, ее оптическая толщина и характеристики отражения поверхности служат в качестве входных параметров в процедуре переноса излучения в системе “поверхность+экзосфера”. В данной работе перенос излучения рассчитан с помощью метода инвариантного погружения, приложение которого для атмосферы с подстилающей поверхностью детально описали Mishchenko и Travis (1997), а необходимые коды доступны на сайте <https://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/brf/>. Поскольку этот метод применим только к системе плоскопараллельных рассеивающих слоев, мы вычисляем здесь элементы матрицы отражения (см., например,

Mishchenko, Travis, 1997 и ссылки там) для небольших областей поверхности астероида (примерно $3^\circ \times 3^\circ$ по долготе и широте), окруженного экзосферой, а форма его принята шарообразной. Последующая процедура расчета характеристик рассеяния всего небесного тела с учетом поляризации существенно отличается от той, что была применена в наших предыдущих работах при моделировании спектральной зависимости интенсивности излучения, рассеянного активным астероидом (Busarev и др., 2021; Бусарев и др., 2023; Петрова, Бусарев, 2023). Если интенсивность рассеянного излучения, рассчитанную для небольших участков сферического объекта (которые предполагаются плоскими), можно просто проинтегрировать по наблюдаемому диску объекта с учетом фазового угла и соответствующих зенитных и азимутальных углов, то суммирование компонент интенсивности, характеризующих состояние поляризации рассеянного света, т. е. в плоскости рассеяния $I_{\parallel}$ и в плоскости, перпендикулярной ей, $I_{\perp}$, требует предварительного преобразования — расчета относительно координатной системы, связанной с объектом целиком, а не с отдельными его участками. Методика таких расчетов в приложении к интерпретации наблюдений экзопланет подробно описана Madhusudhan и Burrows (2012). Аналогичная задача была решена Rossi и др. (2018), которые также привели результаты своих вычислений интенсивности $I = (I_{\perp} + I_{\parallel})$ и степени линейной поляризации

$$\text{света } P = \frac{(I_{\perp} - I_{\parallel})}{(I_{\perp} + I_{\parallel})} \text{ в зависимости от фазового}$$

угла наблюдений для двух стандартных моделей — изотропно рассеивающего шара и рассеивающей газовой атмосферы над черным шаром. Наши тестовые расчеты для этих стандартных моделей показали хорошее согласие с результатами Rossi и др. (2018) по значениям интенсивности и поляризации на нескольких фазовых углах.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Изменения фазовой функции линейной поляризации света $P(\alpha)$, отраженного модельным астероидом, которые вызваны присутствием в экзосфере однородных сфероидальных частиц с эффективным радиусом $R_{\text{eff}} = 0.1$ и 1.0 мкм, показаны на рис. 2. Приведены модели для частиц разного состава на двух длинах волн, $\lambda = 0.36$ и 0.54 мкм (каналы U и V), и модельная кривая для поверхности астероида. Видно, что размер рассеивающих частиц экзосферы относительно

длины волны во многом определяет их влияние на фазовую функцию поляризации АА. Если частицы в экзосфере существенно меньше длины волны ($R_{\text{eff}} = 0.1$ мкм и $\lambda = 0.54$ мкм (канал V), что дает параметр размера $x \approx 1$), присутствие экзосферы повышает значения положительной поляризации астероида во всем интервале фазовых углов, а небольшая ветвь отрицательной поляризации, характерная для поверхности астероидов, исчезает. Это объясняется тем, что свет, рассеянный частицами таких размеров, поляризован преимущественно в плоскости, перпендикулярной плоскости рассеяния, а фазовая кривая поляризации $P(\alpha)$ имеет колоколообразную форму с высоким максимумом на угле фазы $\alpha \approx 90^\circ$ при слабой зависимости от материала частиц (см., например, Mishchenko и др., 2002). С ростом размеров частиц влияние показателя преломления на поляризацию света, рассеянного такими частицами, усиливается, форма $P(\alpha)$ становится более сложной, ее максимум значительно понижается, а в отдельных интервалах фазовых углов поляризация становится отрицательной. Это приводит

к тому, что положительная поляризация света, отраженного астероидом с экзосферой, состоящей из слабопоглощающих частиц, становится ниже, чем у этого астероида без такой экзосферы, а отрицательная ветвь поляризации может усиливаться. В то же время присутствие относительно крупных поглощающих частиц в экзосфере слабо изменяет фазовую кривую поляризации астероида почти во всем интервале фазовых углов (правые диаграммы на рис. 2).

Сложное влияние экзосферы на поляризацию света, рассеянного АА, можно пояснить, рассматривая данную задачу в приближении однократного рассеяния. В случае оптически тонкой экзосферы это приближение позволяет существенно упростить формулы, описывающие рассеяние света системой “экзосфера+поверхность” (Соболев, 1972). Пусть солнечный свет интенсивности I_0 падает под углом Z_0 на границу экзосферы над поверхностью астероида с альбедо A_s (см. рис. 3). Часть падающего потока (I) достигает поверхности и отражается от нее без рассеяния в экзосфере, а другая часть (2) рассеивается части-

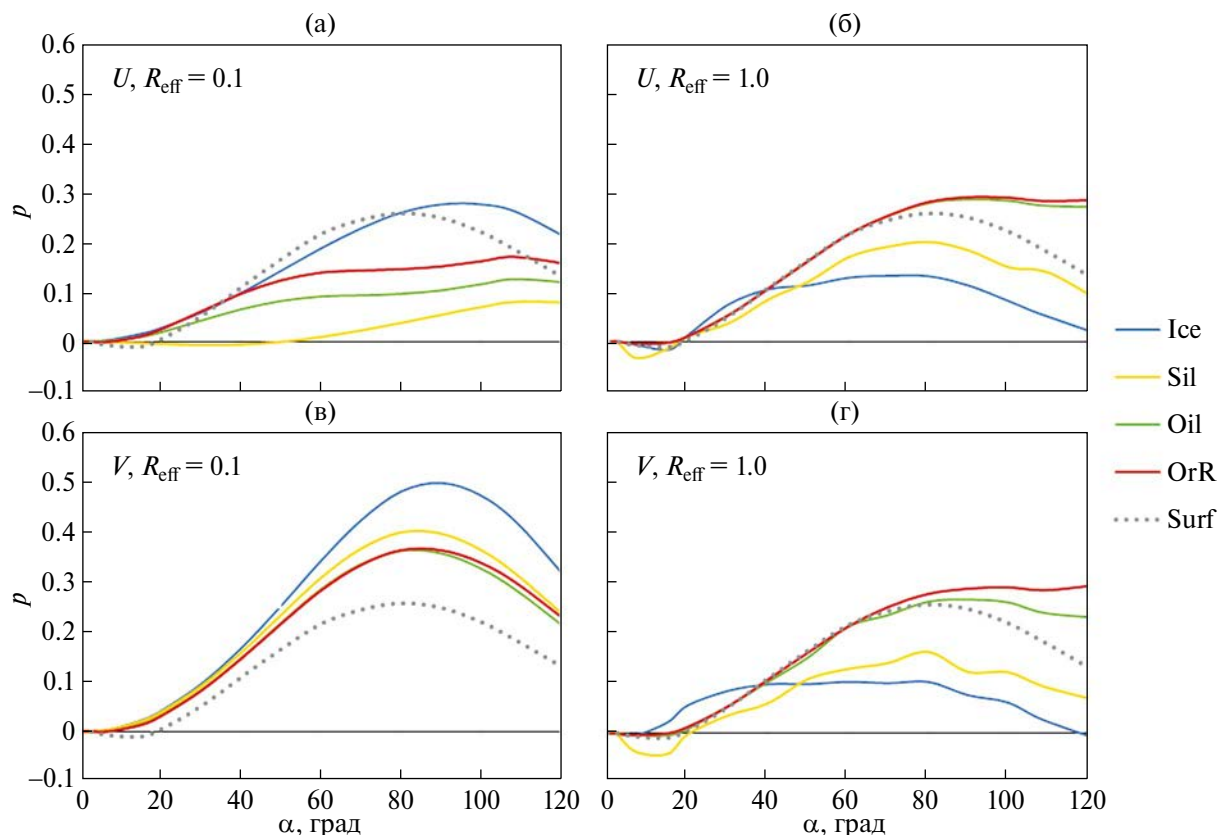


Рис. 2. Степень линейной поляризации света P , отраженного модельным астероидом с экзосферой на длинах волн 0.36 и 0.54 мкм (каналы U и V соответственно), в зависимости от фазового угла наблюдений α . Частицы в экзосфере — смеси случайно ориентированных сферидов при $R_{\text{eff}} = 0.1$ и 1.0 мкм, $v_{\text{eff}} = 0.05$ и $E = 0.7-1.3$: (а) — $\lambda = 0.36$ мкм, $R_{\text{eff}} = 0.1$ мкм; (б) — $\lambda = 0.36$ мкм, $R_{\text{eff}} = 1.0$ мкм; (в) — $\lambda = 0.54$ мкм, $R_{\text{eff}} = 0.1$ мкм; (г) — $\lambda = 0.54$ мкм, $R_{\text{eff}} = 1.0$ мкм. Показаны модели для частиц льда H_2O (“Ice”), астрономических силикатов (“Sil”), оливина (“Oli”) и тугоплавкой органики (“OrR”), а также модель для астероида без экзосферы (“Surf”). Оптическая толщина экзосферы принята равной $\tau = 0.5$ на $\lambda = 0.54$ мкм.

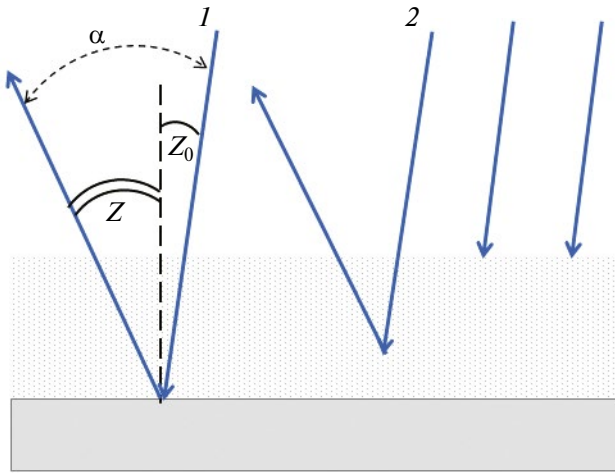


Рис. 3. Схематическое представление задачи рассеяния света плоскопараллельной системой “экзосфера+поверхность” в приближении однократного рассеяния при малой оптической толщине экзосферы. Часть падающего светового потока 1 достигает поверхности и отражается от нее без рассеяния в экзосфере, а часть 2 рассеивается частицами экзосферы, не достигая поверхности. Z_0 и Z – зенитные углы падающего света и наблюдений соответственно.

цами экзосферы, не достигая поверхности. Угол Z – зенитный угол наблюдений. В самом простом случае, когда падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с нормалью в точке падения, угол фазы $\alpha = Z_0 + Z$.

Если экзосфера отсутствует, поляризацию света, рассеянного поверхностью, можно записать как

$$P_s(\alpha) = \frac{I_0 A_s (\chi(\alpha)_{s\perp} - \chi(\alpha)_{s\parallel})}{I_0 A_s (\chi(\alpha)_{s\perp} + \chi(\alpha)_{s\parallel})} = \frac{\chi(\alpha)_{s\perp} - \chi(\alpha)_{s\parallel}}{\chi(\alpha)_{s\perp} + \chi(\alpha)_{s\parallel}}, \quad (1)$$

где $\chi(\alpha)_{s\perp}$ и $\chi(\alpha)_{s\parallel}$ – составляющие фазовой функции рассеяния поверхности с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости рассеяния и параллельным ей соответственно. Если над поверхностью находится оптически тонкая экзосфера ($\tau < 1$), частицы которой имеют альбедо однократного рассеяния ω_0 и компоненты фазовой функции рассеяния $\chi(\alpha)_{e\perp}$ и $\chi(\alpha)_{e\parallel}$, то поляризацию света, рассеянного системой “экзосфера + поверхность” можно представить в приближении однократного рассеяния как

$$P_{e+s}(\alpha) = \frac{\frac{\omega_0 \tau}{4\mu\mu_0} (\chi_{e\perp} - \chi_{e\parallel}) + A_s \left[1 - \tau \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) \right] (\chi_{s\perp} - \chi_{s\parallel})}{\frac{\omega_0 \tau}{4\mu\mu_0} (\chi_{e\perp} + \chi_{e\parallel}) + A_s \left[1 - \tau \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) \right] (\chi_{s\perp} + \chi_{s\parallel})}, \quad (2)$$

где $\mu = \cos Z$, $\mu_0 = \cos Z_0$, и зависимость компонент χ от α не показана для краткости записи. Из формулы (2) видно, что если значения $\chi_{e\perp}$ и $\chi_{e\parallel}$ близки, т. е. степень линейной поляризации света, рассеиваемого только в экзосфере, мала, то поляризация света, рассеиваемого системой, $P_{e+s}(\alpha)$, будет ниже, чем поляризация света, рассеиваемого только поверхностью, $P_s(\alpha)$. Если же поляризация света, обусловленная только рассеянием в экзосфере, существенно отличается от нуля, то значение $P_{e+s}(\alpha)$ в конечном счете зависит от соотношения разностей $(\chi_{e\perp} - \chi_{e\parallel})$ и $(\chi_{s\perp} - \chi_{s\parallel})$.

Влияние экзосферы, состоящей из однородных частиц разного состава, при $R_{\text{eff}} = 0.1$ и 1.0 мкм на спектральную зависимость степени линейной поляризации света, отраженного АА на разных фазовых углах, показано на рис. 4. Видно, что присутствие таких частиц в экзосфере может заметно изменить спектральный градиент поляризации на фазовых углах $\alpha \gtrsim 20^\circ$. Эффект в целом усиливается с ростом α и зависит от показателя преломления частиц. При этом рассеяние на более мелких частицах делает градиент положительным, а на более крупных – в целом слабо отрица-

тельным. В интервале небольших фазовых углов, где степень линейной поляризации света, отраженного поверхностью астероида, принимает слабые отрицательные значения, рассеяние на частицах экзосферы в основном еще больше ослабляет поляризацию отраженного от поверхности света и может способствовать положительной поляризации света, отраженного системой “поверхность + экзосфера”. Исключение составляют относительно крупные частицы астрономических силикатов, фазовая функция поляризации которых имеет хорошо выраженную отрицательную ветвь на этих фазовых углах (см. рис. 2).

Поведение фазовых функций поляризации излучения $P(\alpha)$, отраженного АА с экзосферой, содержащей агрегатные частицы, зависит как от показателя преломления и структуры частиц, так и от размеров составляющих их гранул. В качестве примера на рис. 5а приведены функции $P(\alpha)$ для непоглощающих ледяных и поглощающих оливиновых агрегатных частиц структуры С, состоящих из мономеров разных размеров, а на рис. 5б – функции $P(\alpha)$ для агрегатных частиц разной структуры, состоящих из астрономических силикатов при радиусе мономеров 0.10 мкм.

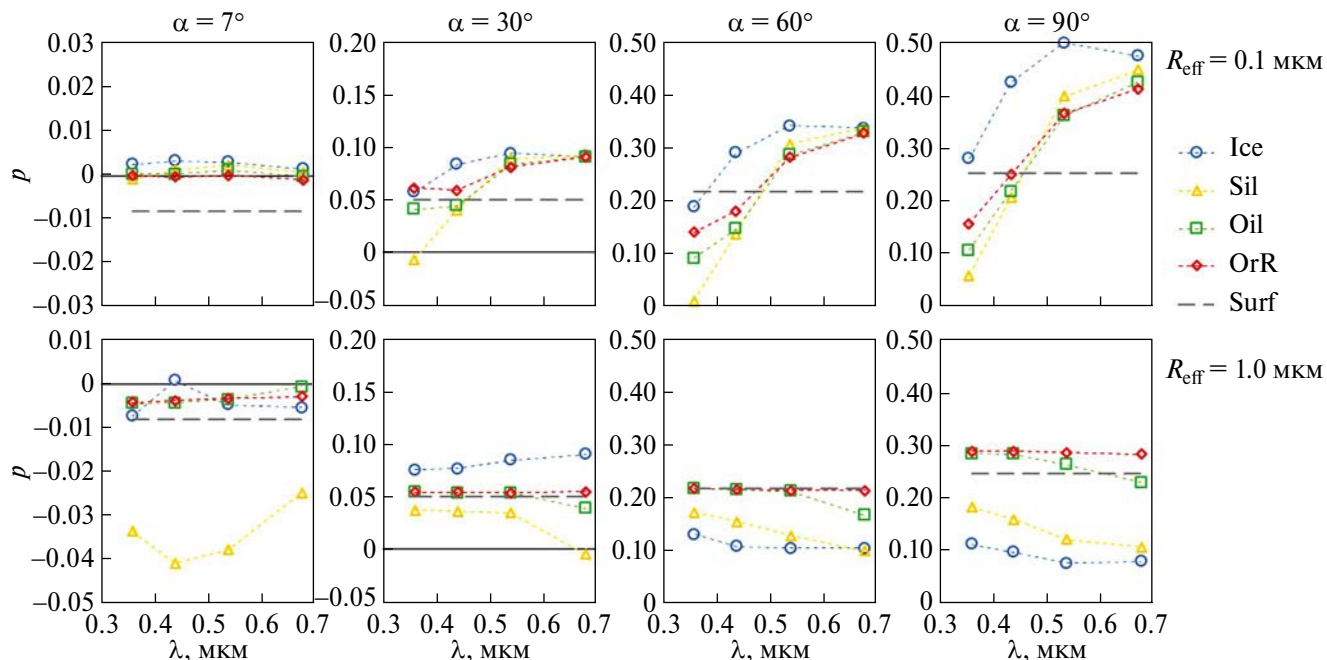


Рис. 4. Изменение степени линейной поляризации света P , отраженного модельным астероидом с экзосферой, вдоль спектра на фазовых углах $\alpha = 7^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ и 90° . Частицы в экзосфере – смеси случайно ориентированных сфероидов при $R_{\text{eff}} = 0.1$ (верхний ряд диаграмм) и 1.0 мкм (нижний ряд диаграмм), $v_{\text{eff}} = 0.05$ и $E = 0.7-1.3$. Показаны модели для частиц указанного состава, а также модель для астероида без экзосферы (“Surf”). Оптическая толщина экзосферы принята равной $\tau = 0.5$ на $\lambda = 0.54$ мкм.

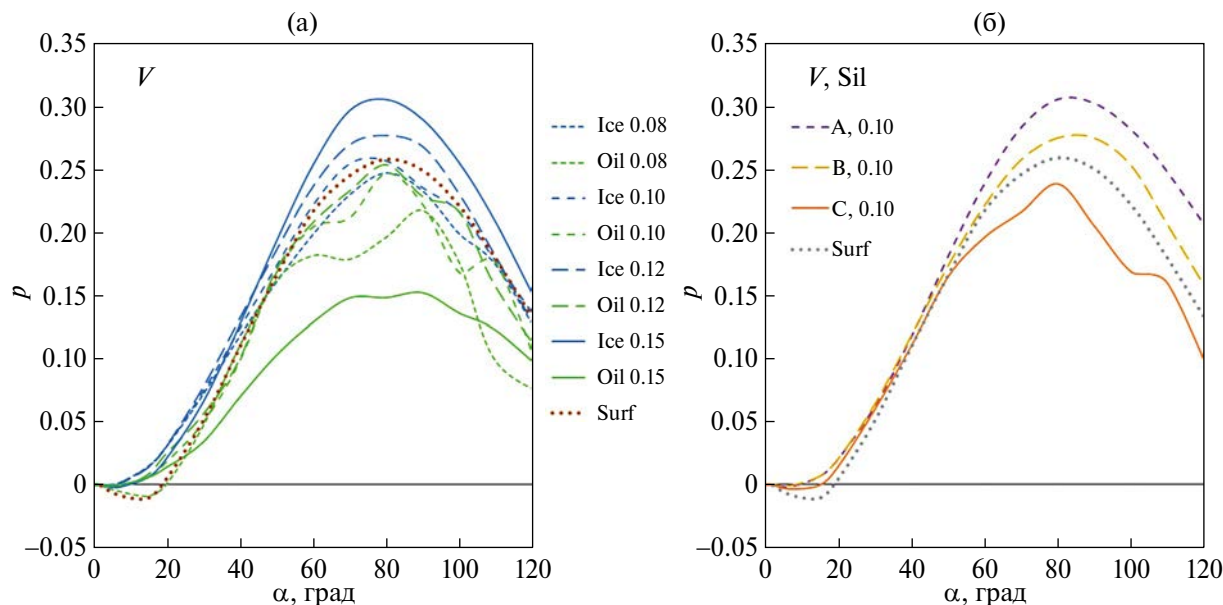


Рис. 5. Степень линейной поляризации света P , отраженного модельным астероидом с экзосферой на длине волны 0.54 мкм (канал V), в зависимости от фазового угла наблюдений α . Частицы в экзосфере ($\tau = 0.5$) – случайно ориентированные агрегаты ($N = 100$): (а) – модели для агрегатных частиц льда и оливина, состоящих из мономеров указанных радиусов (в микронах); (б) – модели для агрегатных структур разной пористости (А, В и С), состоящих из астрономических силикатов при радиусе мономеров $r = 0.1$ мкм. Приведена также модель для астероида без экзосферы (“Surf”).

Показанные модели рассчитаны для длины волны 0.54 мкм. Видно, что функция $P(\alpha)$ для АА с экзосферой, содержащей ледяные агрегатные частицы, в целом следует $P(\alpha)$ для астероида без экзосферы, но принимает в большинстве случаев более высокие значения и не имеет отрицатель-

ной ветви. Функции $P(\alpha)$ для АА с экзосферой, содержащей агрегаты с поглощением, ведут себя сходным образом, если структура агрегатов неплотная (типы А и В на рис. 1), но могут иметь более сложный вид при плотно упакованной структуре (тип С). В последнем случае это обусловлено

влиянием взаимодействия частиц, составляющих агрегаты, в ближних полях друг друга (например, Tishkovets и др., 2011 и ссылки там).

Поскольку анализ спектров отдельных АА в период их активности, вероятно обусловленной сублимацией летучих с их поверхности у перигелия, привел к выводу о присутствии в их экзосферах агрегатных частиц, содержащих гранулы радиусом около 0.1 мкм (Busarev и др., 2021; Бусарев и др., 2023; Петрова, Бусарев, 2023), мы считаем возможным ограничить наше дальнейшее рассмотрение поляризационных характеристик модельного АА таким размером гранул в агрегатных частицах экзосферы. Чтобы учесть отклонения гранул от этого размера в реальных частицах, мы провели усреднение характеристик агрегатных частиц, содержащих мономеры с радиусом 0.08, 0.10 и 0.12 мкм в пропорции 0.3:0.4:0.3. Спектральные зависимости значений степени линейной поляризации света, отраженного АА с экзосферой, содержащей такие частицы, приведены на рис. 6 для разных углов фазы и разного состава частиц (верхний ряд диаграмм) и их структуры (нижний ряд диаграмм). Как видно из диаграмм для $\alpha = 7^\circ$, рассеяние на агрегатных частицах указанных свойств, присутствующих в экзосфере, ослабляет отрицательную ветвь поляризации подстилающей поверхности на всех длинах волн. В то же время поляризация в положительной ветви ($\alpha \gtrsim 20^\circ$) может становиться как меньше, так и больше, в зависимости от длины

волн света, состава частиц, а также их пористости. Рассеяние на ледяных агрегатных частицах в экзосфере может изменить нейтральный спектральный градиент положительной поляризации на слабо отрицательный, а рассеяние на агрегатных частицах астрономических силикатов вносит существенный положительный градиент в поляризацию на фазовых углах $\alpha \gtrsim 30^\circ$. Особенно это касается пористых структур (тип А).

Следует отметить, что рассматриваемые здесь агрегаты относительно небольшие ($N = 100$), в то время как рост числа составляющих частиц может приводить к небольшим изменениям фазовой зависимости степени линейной поляризации агрегатов: к некоторому подавлению максимума, развитию отрицательной ветви поляризации, а также размытию деталей, обусловленных плотной упаковкой в случае структур низкой пористости (Tishkovets и др., 2011; Mackowski, Kolokolova, 2022). Однако эти особенности не могут заметно повлиять на тенденции, демонстрируемые фазовыми и спектральными зависимостями на рис. 5 и 6 соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ АКТИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Интересно рассмотреть результаты наших модельных расчетов в приложении к измерениям линейной поляризации света, рассеянного

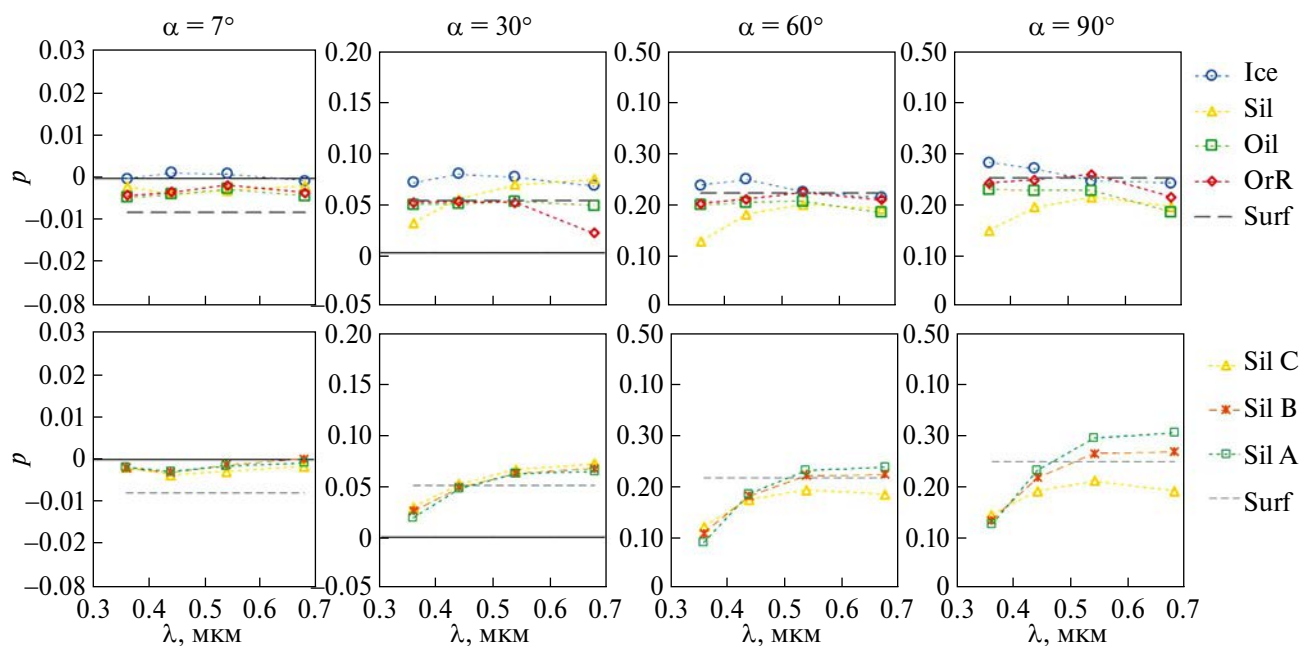


Рис. 6. Изменение степени линейной поляризации света P , отраженного модельным астероидом с экзосферой вдоль спектра на фазовых углах $\alpha = 7^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ и 90° . Частицы в экзосфере — смесь случайно ориентированных агрегатов, состоящих из 100 мономеров с радиусом 0.08, 0.10 и 0.12 мкм (см. текст). Верхний ряд диаграмм — модели для агрегатных частиц типа С указанного состава. Нижний ряд диаграмм — модели для агрегатных структур разной пористости (А, В и С), состоящих из астрономических силикатов. Приведена также модель для астероида без экзосферы ("Surf"). Оптическая толщина экзосферы принята равной $\tau = 0.5$ на $\lambda = 0.54$ мкм.

пылевыми комами, образовавшимися после искусственных ударов о ядро кометы 9P/Tempel 1 и о малый компонент двойной системы астероидов Didymos–Dimorphos. Особая ценность этих измерений в том, что они проводились как после удара, так и до него, что дает возможность сравнения характеристик объекта с пылевой комой и без нее.

Поляризация ядра кометы 9P/Tempel 1 в целом возросла после удара на 1–2% ($\alpha \approx 41^\circ$, $\lambda = 0.65$ мкм), как обычно бывает в джетах, и через несколько дней вернулась к прежнему значению (Hadamcik и др., 2007). А измерения на $\lambda = 0.65$ –1.0 мкм, выполненные после удара, показали необычный для кометной пыли синий спектральный градиент поляризации, растущий со временем от 8 до 75 мин. после удара (Harrington и др., 2007). Наше моделирование показывает, что рост поляризации в данном случае можно объяснить выбросом в кому как мелких субмикронных частиц, так и их агрегатов, а усиление отрицательного спектрального градиента поляризации – последующей сублимацией летучих из этих агрегатов и увеличением доли таких веществ, как тугоплавкая органика в агрегатных частицах, которые обеспечивают уменьшение поляризации с длиной волны на $\lambda > 0.6$ мкм (см. рис. 4 и 6). Такое объяснение находится в согласии с предположениями, высказанными авторами данного эксперимента (Hadamcik и др., 2007; Harrington и др., 2007).

Измерения поляризации астероидов Didymos–Dimorphos в интервале $\lambda = 0.4$ –0.9 мкм на фазовых углах $\alpha = 25^\circ$ – 75° показали уменьшение значений линейной поляризации после удара на всех длинах волн при сохранении в целом спектрального хода поляризации системы (Bagnulo и др., 2023). Исходя из результатов наших модельных расчетов, такое поведение поляризации можно объяснить выбросом в результате удара однородных частиц с размерами, сравнимыми или больше длины волны, или компактных частиц сложной структуры, содержащих вещества типа оливинов и астрономических силикатов (см. рис. 4 и 6). Рассеяние на таких частицах приводит к некоторой деполяризации света, отраженного от поверхности, что подтверждает одно из объяснений наблюдаемого эффекта, которые были предложены Bagnulo и др. (2023).

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Наши модельные расчеты показывают, что рассеяние света в экзосфере АА может как ослаблять поляризацию света, отраженного от поверхности, так и приводить к усилению поляризации света, приходящего от системы “по-

верхность+экзосфера”, в зависимости от диапазона длин волн, показателя преломления частиц и их морфологии. При этом спектральный градиент поляризации может изменяться как в сторону более положительных, так и отрицательных значений.

На фазовых углах $\alpha < 30^\circ$, характерных для наблюдений астероидов Главного пояса, изменения, вносимые рассеянием в экзосфере в поляризацию АА, невелики и слабо отличаются для частиц разных свойств. Это делает невозможным количественную оценку характеристик частиц экзосферы на основе поляриметрических данных в этом интервале фазовых углов. Тем не менее изменение поляризации света, отраженного астероидом в области отрицательной ветви, по сравнению с каноническими значениями может свидетельствовать о присутствии экзосферы.

На фазовых углах $\alpha > 30^\circ$ влияние рассеяния в экзосфере на поляризацию АА более заметно, что делает многообещающим использование поляриметрии в исследовании активности астероидов, сближающихся с Землей. Этот эффект следует также учитывать при оценке альбедо астероида по максимуму поляризации (по закону Умова), если у этого астероида можно ожидать проявление активности.

Автор выражает благодарность В.П. Тишковцу за конструктивное обсуждение рассматриваемых проблем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 22–12–00115.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бусарев В.В., Щербина М.П., Барабанов С.И., Ирсамбетова Т.Р., Кохирова Г.И., Хамроев У.Х., Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Гумеров Р.И., Иртуганов Э.Н., Мельников С.С. Подтверждение сублимационной активности примитивных астероидов Главного пояса 779 Нины, 704 Интерамнии и 145 Адеоны и ее вероятные спектральные признаки у 51 Немаузы и 65 Цибелы // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. С. 273–290. (Busarev V.V., Shcherbina M.P., Barabanov S.I., Irsambetova T.R., Kokhirova G.I., Khamroev U. Kh., Khamitov I.M., Bikmaev I.F., Gumerov R.I., Irtuganov E.N., Mel'nikov S.S. Confirmation of the sublimation activity of the primitive Main-Belt asteroids 779 Nina, 704 Interamnia, and 145 Adeona, as well as its probable spectral signs on 51 Nemausa and 65 Cybele // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. P. 261–277). <https://doi.org/10.1134/S0038094619040014>
- Бусарев В.В., Петрова Е.В., Щербина М.П., Кузнецов С.Ю., Бурак М.А., Иконникова Н.П., Савелова А.А., Белинский А.А. Поиск признаков сублимационно-пылевой активности астероидов примитивных типов вблизи перигелия // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. С. 439–457. (Busarev V.V., Petrova E.V., Shcherbina M.P., Kuznetsov S. Yu., Burlak M.A.,

- Ikonnikova N.P., Savelova A.A., Belinskii A.A.* Search for signs of sublimation-driven dust activity of primitive-type asteroids near perihelion // *Sol. Syst. Res.* 2023. V. 57. P. 449–466).
<https://doi.org/10.1134/S0038094623050015>
- Кохирова Г.И., Иванова А.В., Рахматуллаева Ф.Дж.* Подтверждение кометной природы астероида Дон Кихот по наблюдениям в обсерватории Санглох // *Астрон. вестн.* 2021. Т. 55. С. 74–83. (*Kokhirova G.I., Ivanova O.V., Rakhmatullaeva F. Dz.* Evidence of the cometary nature of asteroid Don Quixote provided by observations at the Sanglokh observatory // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. P. 61–70).
<https://doi.org/10.1134/S0038094623030023>
- Петрова Е.В., Тишковец В.П., Йокерс К.* Поляризация света, рассеянного телами Солнечной системы, и агрегатная модель пылевых частиц // *Астрон. вестн.* 2004. Т. 38. С. 354–371. (*Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K.* Polarization of light scattered by Solar System bodies and the aggregate model of dust particles // *Sol. Syst. Res.* 2004. V. 38. P. 309–324).
<https://doi.org/10.1023/B:SOLS.0000037466.32514.fe>
- Петрова Е.В., Бусарев В.В.* О возможностях оценки свойств частиц в экзосфере активного астероида по деталям в УФ- и видимом диапазонах спектров отражения // *Астрон. вестн.* 2023. Т. 57. С. 166–180. (*Petrova E.V., Busarev V.V.* On the prospects for estimating the properties of particles in an active asteroid exosphere by features in the UV and visible reflectance spectra // *Sol. Syst. Res.* 2023. V. 57. P. 161–174).
<https://doi.org/10.1134/S0038094623020065>
- Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 336 с.
- Bagnulo S., Tozzi G.P., Boehnhardt H., Vincent J.-B., Muinonen K.* Polarimetry and photometry of the peculiar main-belt object 7968 = 133P/Elst-Pizarro // *Astron. and Astrophys.* 2010. V. 514. id. A99.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913339>
- Bagnulo S., Gray Z., Granvik M., Cellino A., Kolokolova L., Muinonen K., Muñoz O., Opitom C., Penttilä A., Snodgrass C.* Optical spectropolarimetry of binary asteroid Didymos–Dimorphos before and after the DART impact // *Astrophys. J. Lett.* 2023. V. 945. P. L38.
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/acb261>
- Bradley J.P., Sandford S.A., Walker R.M.* Interplanetary dust particles // *Meteorites and the early Solar system* / Eds Kerridge J.F., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1988. P. 861–895.
- Bradley J.* The astromineralogy of interplanetary dust particles // *Astromineralogy* / Ed. Henning T. Berlin Heidelberg: Springer, 2003. P. 217–235.
- Busarev V.V., Makalkin A.B., Vilas F., Barabanov S.I., Scherbina M.P.* New candidates for active asteroids: Main-belt (145) Adeona, (704) Interamnia, (779) Nina, (1474) Beira, and near-Earth (162,173) Ryugu // *Icarus.* 2018. V. 304. P. 83–94.
- Busarev V.V., Petrova E.V., Irmambetova T.R., Shcherbina M.P., Barabanov S.I.* Simultaneous sublimation activity of primitive asteroids including (24) Themis and (449) Hamburga: Spectral signs of an exosphere and the solar activity impact // *Icarus.* 2021. V. 369. 114634.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2021.114634>
- Cellino A., Bagnulo S., Belskaya I.N., Christou A.A.* Unusual polarimetric properties of (101955) Bennu: Similarities with F-class asteroids and cometary bodies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. Lett.* 2018. V. 481. P. L49–L53.
<https://doi.org/10.1093/mnrasl/sly156>
- Dlugach J.M., Mishchenko M.I., Mackowski D.W.* Numerical simulations of single and multiple scattering by fractal ice clusters // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2011. V. 112. P. 1864–1870.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.01.038>
- Dorschner J., Begemann B., Henning T., Jaeger C., Mutschke H.* Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 300. P. 503–520.
- Draine B.T., Lee H.M.* Optical properties of interstellar graphite and silicate grains // *Astrophys. J.* 1984. V. 285. P. 89–108.
- Geem J., Ishiguro M., Bach Y.P., Kuroda D., Naito H., Hanayama H., Kim Y., Kwon Y.G., Jin S., Sekiguchi T., Okazaki R., Vaubaillon J.J., Imai M., Oono T., Futamura Y., Takagi S., Sato M., Kuramoto K., Watanabe M.* A polarimetric study of asteroids in comet-like orbits // *Astron. and Astrophys.* 2022. V. 658. id. A158.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142014>
- Güttler C., Mannel T., Rotundi A., Merouane S., Fulle M., Bockelée-Morvan D., Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Blum J., Naletto G., and 21 co-authors.* Synthesis of the morphological description of cometary dust at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 630. id. A24.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834751>
- Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.C., Leroi V., Bardinc D.* Imaging polarimetry of the dust coma of Comet Tempel 1 before and after Deep Impact at Haute-Provence Observatory // *Icarus.* 2007. V. 190. P. 459–468.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.05.023>
- Harrington D.M., Meech K., Kolokolova L., Kuhna J.R., Whitman K.* Spectropolarimetry of the Deep Impact target Comet 9P/Tempel 1 with HiVIS // *Icarus.* 2007. V. 187. P. 177–184.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.08.034>
- Hsieh H.H., Novaković B., Kim Y., Brasser R.* Asteroid family associations of active asteroids // *Astron. J.* 2018. V. 155. id. 96.
<http://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/aaa5a2>
- Ivanova O., Luk'yanyk I., Husárik M.* Dust environment of active asteroid (248370) 2005 QN173 // 16th Europlanet Sci. Congress 2022, 18–23 September 2022, Palacio de Congresos de Granada, Spain.
<https://doi.org/10.5194/epsc2022-203>
- Ivanova O., Licandro J., Moreno F., Luk'yanyk I., Markkanen J., Tomko D., Husárik M., Cabrera-Lavers A., Popescu M., Shablovinskaya E., Shubina O.* Long-lasting activity of asteroid (248370) 2005 QN173 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2023. V. 525. P. 402–414.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stad2294>

- Jewitt D., Hsieh H.H. The Asteroid-Comet Continuum // Chapter in press for the book Comets III / Eds: Meech K., Combi M. Univ. Arizona Press. arXiv:2203.01397v1 [astro-ph.EP] 2 Mar 2022. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.01397>
- Jewitt D., Li J., Agarwal J. The dust tail of asteroid (3200) Phaethon // *Astrophys. J. Lett.* 2013. V. 771. P. L36. DOI:10.1088/2041-8205/771/2/L36
- Kimura H., Kolokolova L., Mann I. Optical properties of cometary dust: Constrains from numerical studies on light scattering by aggregate particles // *Astron. and Astrophys.* 2003. V. 407. P. L5–L8. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030967>
- Kiselev N.N., Rosenbush V.K., Petrov D., Luk'yanyk I.V., Ivanova O.V., Pit N.V., Antoniuk K.A., Afanasiev V.L. Asteroid (3200) Phaethon: results of polarimetric, photometric, and spectral observations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 514. P. 4861–4875. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac1559>
- Kolokolova L., Hanner M.S., Lvasseur-Regourd A.-Ch., Gustafson B.Å.S. Physical properties of cometary dust from light scattering and thermal emission // *Comets II* / Eds Festou M.C., Keller H.U., and Weaver H.A. Tucson: Univ. Arizona Press, 2004. P. 577–604.
- Kolokolova L., Nagdimunov L., Mackowski D. Light scattering by hierarchical aggregates // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2018. V. 204. P. 138–143. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.09.019>
- Kosaza T., Blum J., Okamoto H., Mukai T. Optical properties of dust aggregates. 2. Angular dependence of scattered light // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 276. P. 278–288.
- Li A., Greenberg J.M. A unified model of interstellar dust // *Astron. and Astrophys.* 1997. V. 232. P. 566–584.
- Lumme K., Penttilä A. Model of light scattering by dust particles in the Solar System: Applications to cometary comae and planetary regoliths // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2011. V. 112. P. 1658–1670. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.01.016>
- Mackowski D.W. Electrostatics analysis of sphere clusters in the Rayleigh limit: Application to soot particles // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. P. 3535–3545. <https://doi.org/10.1364/AO.34.003535>
- Mackowski D.W., Mishchenko M.I. Calculation of the T matrix and the scattering matrix for ensembles of spheres // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1996. V. 13. P. 2266–2278. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.13.002266>
- Mackowski D.W., Mishchenko M.I. A multiple sphere T-matrix Fortran code for use on parallel computer clusters // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2011. V. 112. P. 2182–2192. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt>
- Mackowski D.W., Kolokolova L. Application of the multiple sphere superposition solution to large-scale systems of spheres via an accelerated algorithm // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2022. V. 287. id. 108221. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2022.108221>
- Madhusudhan N., Burrows A. Analytic models for albedos, phase curves, and polarization of reflected light from exoplanets // *Astrophys. J.* 2012. V. 747. id. 25. DOI:10.1088/0004-637X/747/1/25
- Mannel T., Bentley M.S., Schmied R., Jeszenszky H., Lvasseur-Regourd A.C., Romstedt J., Torkar K. Fractal cometary dust – a window into the early Solar System // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. P. S304–S311. <https://doi.org/10.1093/mnras/stw2898>
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Kahn R.A., West R.A. Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 16831–16847.
- Mishchenko M.I., Travis L.D. Satellite retrieval of aerosol properties over ocean using polarization as well as intensity of reflected sunlight // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102 (D14). P. 16989–17013. <https://doi.org/10.1029/96JD02425>
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A. Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002. 462 p.
- Mishchenko M.I., Rosenbush V.K., Kiselev N.N., Lupishko D.F., Tishkovets V.P., Kaydash V.G., Belskaya I.N., Efimov Y.S., Shakhovskoy N.M. Polarimetric Remote Sensing of Solar System Objects. Kyiv: Akademperiodyka, 2010. 291 p.
- Rossi L., Berzosa-Molina J., Stam D.M. PYMIEDAP: a Python–Fortran tool for computing fluxes and polarization signals of (exo)planets // *Astron. Astrophys.* 2018. V. 616. P. A147. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832859>
- Shestopalov D.I., Golubeva L.F. Polarimetric properties of asteroids // *Adv. Space Res.* 2015. V. 56. P. 2254–2274. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.08.013>
- Tishkovets V.P., Petrova E.V., Mishchenko M.I. Scattering of electromagnetic waves by ensembles of particles and discrete random media // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2011. V. 112. P. 2095–20127. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.04.010>
- Warren S.G., Brandt R.E. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. id. D14220. DOI: 10.1029/2007JD009744
- Zubko E., Shkuratov Yu., Videen G. Effect of morphology on light scattering by agglomerates // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2015. V. 150. P. 42–54. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2014.06.023>

УДК 521.1; 523.4

ВОЗМУЩЕНИЯ ВО ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКЕ АСТЕРОИДА (99942) АПОФИС ПРИ ЕГО СБЛИЖЕНИИ С ЗЕМЛЕЙ В 2029 ГОДУ

© 2024 г. К. С. Лобанова^{a, b}, А. В. Мельников^{a, *}

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

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

* e-mail: melnikov@gaoran.ru

Поступила в редакцию 12.07.2023 г.

После доработки 03.09.2023 г.

Принята к публикации 18.09.2023 г.

Посредством численного моделирования вращательной динамики астероида (99942) Апофис изучены возмущения, имеющие место во вращательном движении астероидов при их тесных сближениях с Землей. Такие события могут привести к существенным изменениям величины скорости собственного вращения астероида и ориентации его оси вращения в пространстве. В предположении, что фигура Апофиса аппроксимируется трехосным эллипсоидом, исследованы зависимости изменения периода вращения астероида от параметров орбиты и его вращательного состояния до сближения с Землей. Установлено, что величина периода вращения Апофиса, составляющая в настоящее время около 30 ч, может измениться из-за очередного сближения с Землей в 2029 г. весьма существенно — на 10–15 ч; в численных экспериментах наблюдалось как ускорение, так и замедление вращения астероида. Возмущения во вращательном движении астероида заметно влияют на его дальнейшую орбитальную динамику в результате изменения величины эффекта Ярковского. Сделан вывод, что в результате сближения средняя скорость изменения большой полуоси орбиты Апофиса, вызываемого действием эффекта Ярковского, составляющая в настоящее время около 200 м/год, может уменьшиться до 160 м/год или увеличиться до 300 м/год.

Ключевые слова: астероиды, сближающиеся с Землей, (99942) Апофис, вращательная динамика, эффект Ярковского

DOI: 10.31857/S0320930X24020064, EDN: NUGMQE

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно более миллиона астероидов, представляющих собой самый многочисленный класс малых тел Солнечной системы. В орбитальной динамике многих астероидов имеют место регулярные сближения с планетами. Тесные сближения (на расстояния, сопоставимые с размерами планеты) могут приводить к катастрофическим последствиям — столкновению астероида с планетой, либо к его распаду на более мелкие тела (Richardson и др., 1998; Sharma и др., 2006; Tóth и др., 2011; Емельяненко и др., 2013; Воропаев и др., 2020; Zhang, Michel, 2020; 2021). Поэтому детальное исследование динамики астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), несомненно, важно с точки зрения астероидно-кометной опасности.

Вращательная динамика астероида и его движение по орбите тесным образом взаимосвязаны. Вращательная динамика оказывает влияние на орбитальную динамику астероида в результате действия эффекта Ярковского (Ярковский,

1901; Радзиевский, 1952; Rubincam, 1995; 1998; Vokrouhlický, 1999; Vokrouhlický и др., 2000; 2015a), одним из проявлений которого является вековое изменение большой полуоси орбиты астероида. В свою очередь, действующий во вращательном движении астероида YORP-эффект (Yarkovsky–O’Keefe–Radzievskii–Paddack) (Rubincam, 2000; Ershkov, Shamin, 2018; Lowry и др., 2007; Vokrouhlický и др., 2015a) приводит к вековому изменению его угловой скорости вращения. Величина YORP-эффекта зависит в том числе и от параметров орбиты астероида.

Тесное сближение астероида с планетой (на расстояние в единицы–десятки ее радиусов) из-за возникающих гравитационных моментов может приводить к весьма существенным изменениям скорости вращения астероида и ориентации в пространстве его оси вращения (Батраков, Медведев, 1992; Scheeres и др., 2000; 2004; 2005; Devyatkin и др., 2016; Souchay и др., 2014; 2018; Benson и др., 2020; 2023; Boldrin и др., 2020; Мельников, 2022). Такие возмущения во враща-

тельном движении вызывают изменение (см., например, Мартюшева, Мельников, 2023) величины эффекта Ярковского (ЭЯ) для астероида. Величина дополнительного годового смещения орбиты (изменения большой полуоси) из-за изменения величины ЭЯ для малых астероидов может быть сопоставима с их размерами. Отметим, что величина ЭЯ существенно влияет на вероятность катастрофического столкновения астероида с Землей при следующих возвратах (подробнее см. Соколов и др., 2008; 2012; 2018; Шор и др., 2012; Farnocchia и др., 2013).

Посредством проведения численных экспериментов в (Мельников, 2022) для ряда малых астероидов (с диаметрами фигур менее 250 м), испытывающих последовательные сближения с планетами земной группы, получены оценки величины изменения периода собственного вращения астероида из-за сближения с планетой. В работе (Мартюшева, Мельников, 2023) для всех астероидов из (Мельников, 2022) рассмотрено влияние светового давления Солнца и ЭЯ на орбитальную динамику и оценено влияние изменения вращательного состояния астероида из-за сближения с планетой на величину ЭЯ для него. Показано, что при тесных сближениях малых астероидов с планетами величина ЭЯ в их дальнейшей динамике может значительно измениться.

В настоящей работе путем моделирования динамики астероида (99942) Апофис при его предстоящем в 2029 г. сближении с Землей мы продолжили изучение возмущений, возникающих во вращательном движении астероида при сближении с планетой, и их влияния на его дальнейшую орбитальную динамику. При этом форма астероида моделировалась трехосным эллипсоидом.

Работа имеет следующую структуру. В первом разделе приведены уравнения движения и основные предположения. Во втором разделе проведено моделирование вращательной динамики АСЗ Апофис при его очередном сближении с Землей в 2029 г. В последнем разделе представлены основные результаты работы и обсуждены выявленные проблемы, нуждающиеся в дальнейшей разработке.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И СИСТЕМА КООРДИНАТ

Задача о динамике поступательно-вращательного движения астероида в гравитационном поле Земли рассматривается в следующей постановке. Предполагаем, что Земля представляет собой материальную точку, движение астероида происходит по невозмущенной гиперболической орбите относительно Земли. Астероид является абсолют-

но твердым телом, имеющим форму трехосного эллипсоида с главными центральными моментами инерции $A < B < C$. Вращательную динамику астероида при сближении с Землей определяют параметры его геоцентрической орбиты: a — большая полуось, $e > 1$ — эксцентриситет и отношение главных моментов инерции A/C , B/C .

Используется прямоугольная система координат $Oxyz$, определенная исходно в перигее орбиты следующим образом: ось x направлена по вектору “перигей орбиты астероида — Земля”, ось y параллельна вектору орбитальной скорости в перигее, ось z ортогональна орбитальной плоскости и дополняет систему до “правой”. Ориентация астероида относительно осей системы координат $Oxyz$ задается путем его воображаемых поворотов на углы Эйлера θ , φ , ψ из положения совпадения главных осей инерции $a > b > c$ с осями системы координат до их реального положения в пространстве в следующей последовательности (Wisdom и др., 1984): 1) поворот вокруг оси c на угол θ ; 2) поворот вокруг оси a на угол φ ; 3) поворот вокруг оси b на угол ψ .

Вращательное движение астероида описывается динамическими и кинематическими уравнениями Эйлера. Динамические уравнения Эйлера имеют вид

$$\begin{aligned} A \frac{d\omega_a}{dt} - \omega_b \omega_c (B - C) &= -3 \frac{GM}{r^3} \beta \gamma (B - C), \\ B \frac{d\omega_b}{dt} - \omega_c \omega_a (C - A) &= -3 \frac{GM}{r^3} \gamma \alpha (C - A), \\ C \frac{d\omega_c}{dt} - \omega_a \omega_b (A - B) &= -3 \frac{GM}{r^3} \alpha \beta (A - B), \end{aligned} \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная; M — масса Земли; ω_a , ω_b , ω_c — проекции вектора угловой скорости вращения астероида ω на оси a , b , c ; $r = a(e^2 - 1)/(1 + e \cos f)$ — расстояние “астероид — Земля” (здесь a — большая полуось геоцентрической орбиты, f — истинная аномалия); α , β , γ — направляющие косинусы главных осей инерции относительно направления на Землю.

Кинематические уравнения Эйлера имеют вид (Wisdom и др., 1984; Мельников, 2022):

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\omega_c \cos \psi - \omega_a \sin \psi}{\cos \varphi}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \omega_a \cos \psi + \omega_c \sin \psi, \\ \frac{d\psi}{dt} &= \omega_b - (\omega_c \cos \psi - \omega_a \sin \psi) \operatorname{tg} \varphi. \end{aligned} \quad (2)$$

При пространственном вращении астероида в кинематических уравнениях Эйлера присутствует сингулярность при $\varphi = \pm \pi/2$. Чтобы избежать от сингулярности, при численном интегрировании мы вместо углов Эйлера использовали

переменные Родрига–Гамильтона (Whittaker, 1917; Борисов, Мамаев, 2001; Куприянов, 2014; Boldrin и др., 2020; Мельников, 2022) ($\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$), связанные с углами Эйлера следующими соотношениями (Whittaker, 1917; Куприянов, 2014; Мельников, 2022):

$$\begin{aligned}\lambda_0 &= \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\psi}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\psi}{2}, \\ \lambda_1 &= \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\psi}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\psi}{2}, \\ \lambda_2 &= \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\psi}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\psi}{2}, \\ \lambda_3 &= \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\psi}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\psi}{2}.\end{aligned}\quad (3)$$

Переменные Родрига–Гамильтона (РГ) являются регулярными во всей области задания $-1 \leq \lambda_i \leq 1, i = 0, \dots, 3$. При использовании переменных РГ вместо кинематических уравнений Эйлера (2), представляющих собой систему из трех уравнений, мы имеем систему из четырех дифференциальных уравнений (Борисов, Мамаев, 2001; Куприянов, 2014)

$$\begin{aligned}\frac{d\lambda_0}{dt} &= -\frac{1}{2}(\lambda_1 \omega_a + \lambda_2 \omega_b + \lambda_3 \omega_c), \\ \frac{d\lambda_1}{dt} &= \frac{1}{2}(\lambda_0 \omega_a - \lambda_3 \omega_b + \lambda_2 \omega_c), \\ \frac{d\lambda_2}{dt} &= \frac{1}{2}(\lambda_3 \omega_a + \lambda_0 \omega_b - \lambda_1 \omega_c), \\ \frac{d\lambda_3}{dt} &= -\frac{1}{2}(\lambda_2 \omega_a - \lambda_1 \omega_b - \lambda_0 \omega_c).\end{aligned}\quad (4)$$

Направляющие косинусы в переменных РГ имеют вид (Куприянов, 2014)

$$\begin{aligned}\alpha &= (\lambda_0^2 + \lambda_1^2 - \lambda_2^2 - \lambda_3^2) \cos f + 2(\lambda_0 \lambda_3 + \lambda_1 \lambda_2) \sin f, \\ \beta &= 2(\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_0 \lambda_3) \cos f + (\lambda_0^2 - \lambda_1^2 + \lambda_2^2 - \lambda_3^2) \sin f, \\ \gamma &= 2((\lambda_0 \lambda_2 + \lambda_1 \lambda_3) \cos f + (\lambda_2 \lambda_3 - \lambda_0 \lambda_1) \sin f).\end{aligned}\quad (5)$$

При моделировании поступательно-вращательного движения астероида нами численно интегрировалась система уравнений (1) и (4). Однако ориентация фигуры астероида в начальный момент времени задавалась при помощи углов Эйлера, переход к переменным РГ происходил в программе непосредственно перед численным интегрированием.

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА АСЗ АПОФИС

Астероид (99942) Апофис был обнаружен 19 июня 2004 г. и некоторое время считался наиболее опасным с точки зрения столкновения

с Землей объектом (см. подробности, например, в Соколов и др., 2008; 2012; 2018; Farnocchia и др., 2013). Ранее ожидалось потенциально опасное с точки зрения столкновения сближение астероида с Землей в 2029 г. Впоследствии вероятность столкновения в данном возврате была исключена (см. Шор и др., 2012; Farnocchia и др., 2013), однако орбита астероида пройдет весьма близко от Земли (около шести земных радиусов от геоцентра), что вызовет значительные возмущения в движении астероида. Отметим, что ряд дополнительных неучтенных факторов может изменить имеющуюся оценку вероятности опасного сближения Апофиса с Землей (см., например, Ershkov, Leshchenko, 2022).

Динамика Апофиса ранее рассматривалась в различных исследованиях. Основное внимание, безусловно, было уделено исследованию его орбитальной динамики (Giorgini и др., 2008; Соколов и др., 2008; 2012; 2013; 2018; Шор и др., 2012; Farnocchia и др., 2013; Vokrouhlický и др., 2015b; Петров и др., 2018); см. также обзор в работе (Шевченко и др., 2023). В ряде работ (Scheeres и др., 2005; Pravec и др., 2014; Souchay и др., 2014; 2018; Scheeres, 2022; Benson и др., 2023) рассматривались различные аспекты вращательной динамики Апофиса и анализировались его физические параметры. Посредством численного моделирования мы детально рассмотрели вращательную динамику Апофиса в ходе его предстоящего сближения с Землей 13 апреля 2029 г.

Орбита Апофиса в окрестности Земли

Для построения орбиты Апофиса при его сближении с Землей в 2029 г. использовались эфемериды, полученные с помощью системы NASA JPL Horizons (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>). В них учтены основные возмущения со стороны различных небесных тел Солнечной системы. Распространенным подходом при моделировании сближения астероида с планетой является аппроксимация его орбиты в окрестности точки сближения (ТС) гиперболой (см., например, Sharma и др., 2006; Scheeres, 2022; Мельников, 2022). Мы изучили обоснованность предположения об аппроксимации орбиты Апофиса в окрестности ТС невозмущенной геоцентрической гиперболической орбитой при проведении численного моделирования его вращательной динамики.

Орбита Апофиса рассматривалась в пределах геоцентрической сферы радиусом $100 R_E$, где $R_E = 6371$ км – средний радиус Земли. Реальная орбита астероида, задаваемая эфемеридой (см. выше), не является плоской. При помощи метода наименьших квадратов была построена

плоскость, содержащая модельную гиперболическую орбиту, являющуюся наилучшей проекцией реальной. Построенная нами плоскость вместе с орбитой, задаваемой эфемеридой, а также зависимость расстояния Δr между орбитой и ее проекцией на построенную плоскость от истинной аномалии приведены на рис. 1 и рис. 2. Наибольшее отклонение реальной орбиты астероида от ее проекции на построенную нами плоскость не превышает 1500 км (см. рис. 2) и является относительно малой величиной, поскольку составляет около 4% от одного из основных параметров задачи — минимального расстояния ($d = 5.97 R_E$) между центром Земли и Апофисом в 2029 г. На основании этого можно заключить, что при моделировании орбитальной динамики Апофиса

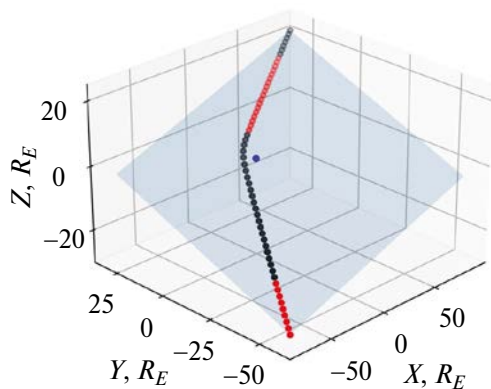


Рис. 1. Орбита Апофиса в пространстве при его сближении с Землей в 2029 г., построенная на основе данных NASA JPL (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>). Голубым цветом указана плоскость, содержащая модельную гиперболическую орбиту, являющуюся наилучшей проекцией реальной. Красными точками указана часть орбиты Апофиса над плоскостью, черными — под плоскостью. Земля (синий кружок) расположена в начале координат. Расстояния указаны в радиусах Земли.

в окрестности ТС с Землей переход к плоской задаче допустимо использовать в качестве первого приближения к реальности для упрощения вычислений.

Анализ плоской орбиты показал, что реальная орбита Апофиса хорошо аппроксимируется двумя ветвями гиперболических орбит с одинаковым перицентрическим расстоянием $d = a(e - 1)$ и разными эксцентриситетами. До сближения гиперболическая орбита имеет $e_1 = 3.99$, после — $e_2 = 4.56$. Проведенные численные эксперименты показали, что возможный при моделировании переход от одной орбиты к другой (от e_1 к e_2) после прохождения Апофисом ТС (т. е. учет возмущений в орбитальном движении, вызванных сближением) не оказывает заметного влияния на его дальнейшую вращательную динамику. Не превышали 2% отличия между зависимостями величины периода собственного вращения Апофиса от времени (см. подробнее следующий раздел), построенными для одних и тех же начальных данных в случаях: 1) фиксированной величины $e = e_1$ на всем рассматриваемом промежутке и 2) при использовании двух ветвей гиперболических орбит (с e_1 и e_2). Поэтому при моделировании вращательной динамики Апофиса мы рассматривали его движение по фиксированной гиперболической орбите относительно Земли с параметрами: $d = 5.97 R_E$, $e = 3.99$.

Изменение периода вращения Апофиса при сближении с Землей

Для проведения численных экспериментов по моделированию поступательно-вращательного движения АСЗ нами был разработан программный комплекс на основе интегратора DOP853, реализующего явный метод Рунге–Кутты 8-го

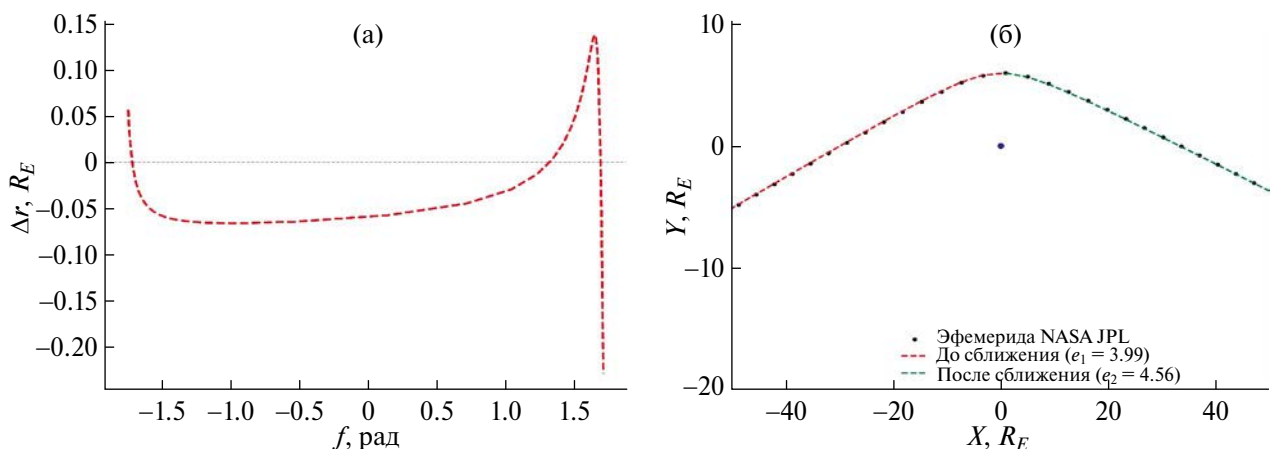


Рис. 2. Орбита Апофиса: (а) — расстояние Δr между орбитой Апофиса и ее проекцией на построенную нами плоскость (см. рис. 1) в зависимости от истинной аномалии f ; (б) — аппроксимация орбиты Апофиса в окрестности Земли ветвями двух гипербол. На рисунке (б) синий кружок — Земля, точки — орбита Апофиса, красная и зеленая штриховые линии — ветви гипербол.

порядка. Концепция и возможности интегратора подробно описаны в (Haiger и др., 1993).

Посредством численных экспериментов мы изучили изменение величины периода вращения Апофиса при его сближении с Землей в зависимости от параметров задачи. Суть экспериментов заключалась в следующем: в начальный момент времени на расстоянии $100 R_E$ от центра Земли мы задавали ориентацию фигуры астероида в пространстве и угловую скорость его вращения. Невозмущенная гиперболическая орбита Апофиса определялась параметрами d и e . Посредством численного интегрирования уравнений (1) и (4) исследовалась эволюция величины периода собственного вращения астероида и фиксировалось его значение при удалении астероида на расстояние в $100 R_E$ от центра Земли. Отметим, что при исследовании вращательной динамики астероида в окрестности ТС с планетой важным вопросом является выбор отрезка орбиты, на котором сле-

дует проводить численное моделирование его динамики. Обычно динамика астероида рассматривается в пределах планетоцентрической сферы с радиусом $50\text{--}100$ радиусов планеты (Richardson и др., 1998; Araujo, Winter, 2014; Boldrin и др., 2020; Мельников, 2022), аналогичным образом мы поступили и в настоящей работе.

Принятые при моделировании орбитальные и физические параметры астероида (99942) Апофис

d/R_E	5.97
e	3.99
A/C	0.7294
B/C	0.9479
P , ч	30.6

Примечание. Значения d и e получены на основе эфемериды NASA JPL (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>). Данные о величинах моментов инерции и периоде вращения взяты из работ (Pravec и др., 2014; Benson и др., 2023)

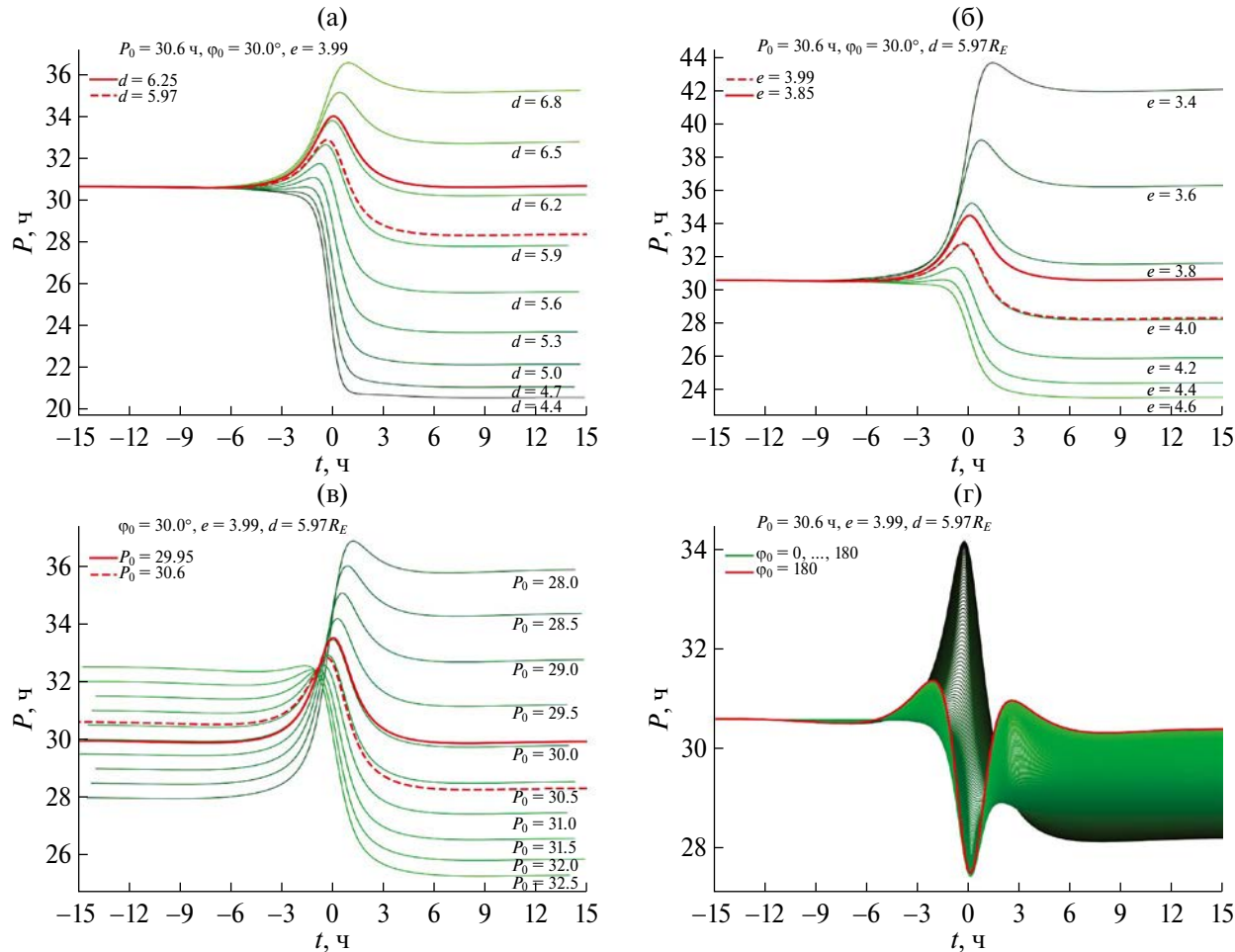


Рис. 3. Изменение периода вращения астероида при его сближении с Землей для разных значений параметров: (а) — d ; (б) — e ; (в) — P_0 ; (г) — φ_0 . Жирная красная кривая соответствует примерному значению варьируемого параметра (d , e или P_0) для Апофиса (Pravec и др., 2014). Момент времени $t = 0$ соответствует прохождению астероидом точки сближения. В каждом случае показаны выборочные кривые изменения периода вращения астероида. На рисунке (г) параметр φ_0 изменялся в интервале от 0° до 180° с шагом 1° ; нанесены все кривые, градиент зеленого цвета от темного к светлому соответствует росту варьируемого параметра.

Принятые при моделировании параметры орбиты, инерционные параметры Апофиса и период его вращения указаны в табл. Согласно (Pravec и др., 2014), средний период вращения Апофиса имеет величину 30.6 ч. Мы предполагали, что в начальный момент времени вращение астероида происходит относительно одной оси, совпадающей с осью максимального момента инерции. Тогда начальный период вращения определяется как $P_0 = 2\pi/|\omega|$, где $\omega = (0, 0, \omega_z)$ — вектор угловой скорости астероида. В начальный момент времени полагалось $\theta = \psi = 0$, а угол φ , характеризующий наклон оси вращения к плоскости орбиты, принимал значения от 0° до 180° . При этом значения $\varphi < 90^\circ$ соответствуют проградному (совпадающему с направлением движения по орбите) вращению астероида, $\varphi > 90^\circ$ — ретроградному.

Оценкой величины возмущения в задаче сближения астероида с Землей служила величина $\Delta P = P_{\text{final}} - P_0$, где P_{final} — период вращения астероида в конечной точке исследуемой части его геоцентрической орбиты. Это удобный параметр

(см. Мельников, 2022), поскольку весьма точные оценки периода вращения астероида могут быть получены из анализа наблюдаемых кривых блеска и радарных наблюдений.

Рассматривалась эволюция периода вращения астероида P при различных начальных значениях периода P_0 и угла Эйлера $\varphi_0 \equiv \varphi$ и ряда заданных величин e и d . В каждом случае переменным являлся один изобранных параметров, остальные фиксировались. На рис. 3 представлены примеры зависимостей P от времени в окрестности ТС, построенные для различных значений d , e , P_0 и φ_0 . Из рисунка видно, что существенное изменение угловой скорости вращения астероида происходит в пределах 5–10 ч до и после прохождения ТС. Причем величина P может изменяться весьма существенно (на 10–15 ч). Данные выводы согласуются с результатами, полученными в (Scheeres и др., 2000; Benson и др., 2020; Boldrin и др., 2020; Мельников, 2022).

На рис. 4 и 5 представлены зависимости ΔP (P_0 , φ_0) для различных значений параметров орбиты — d и e . Значения P_0 и φ_0 , характеризующие

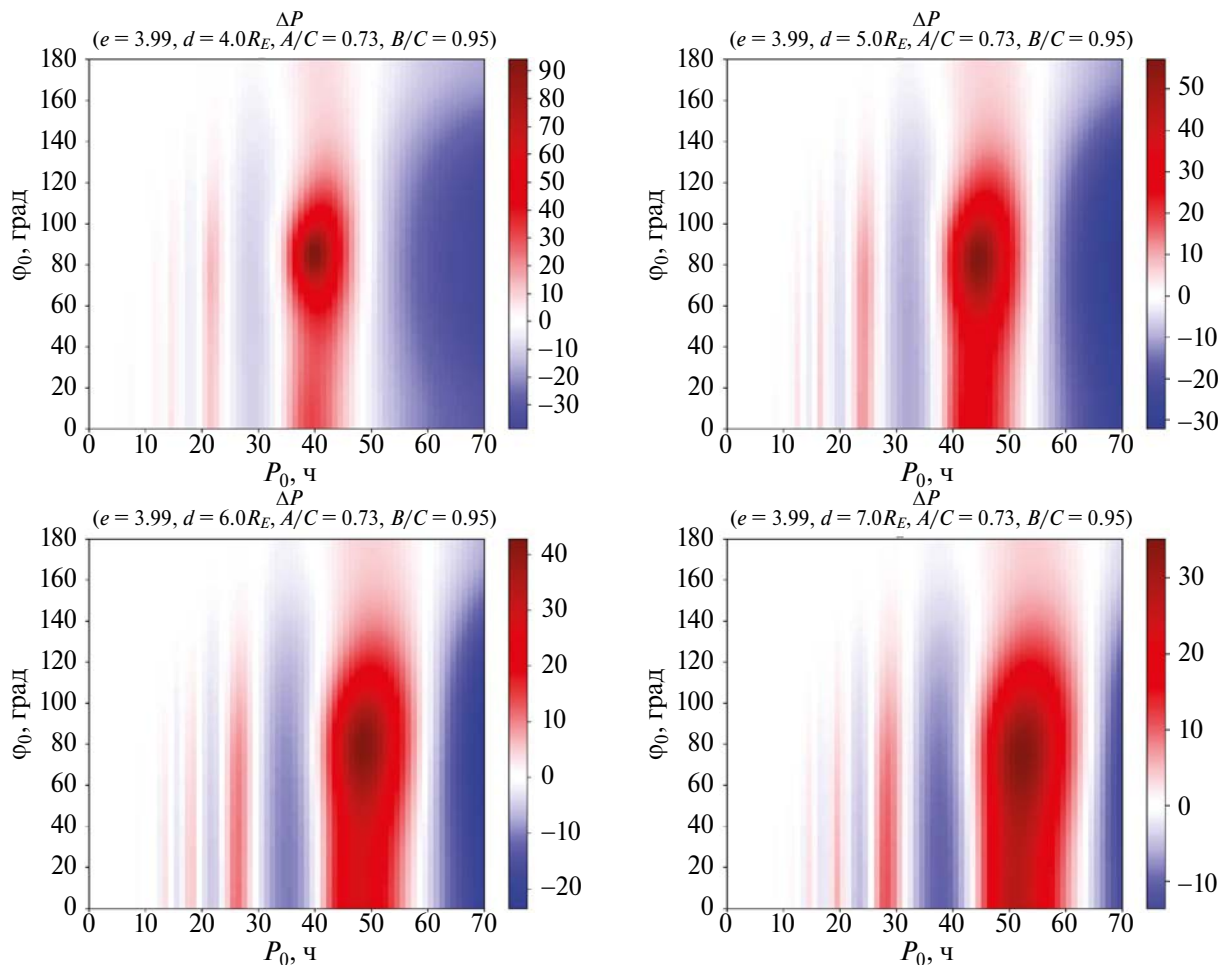


Рис. 4. Зависимости величины изменения периода вращения астероида ΔP из-за сближения с Землей от начальных значений периода вращения P_0 и наклона оси вращения астероида к плоскости орбиты φ_0 , полученные для различных значений перигелийского расстояния d .

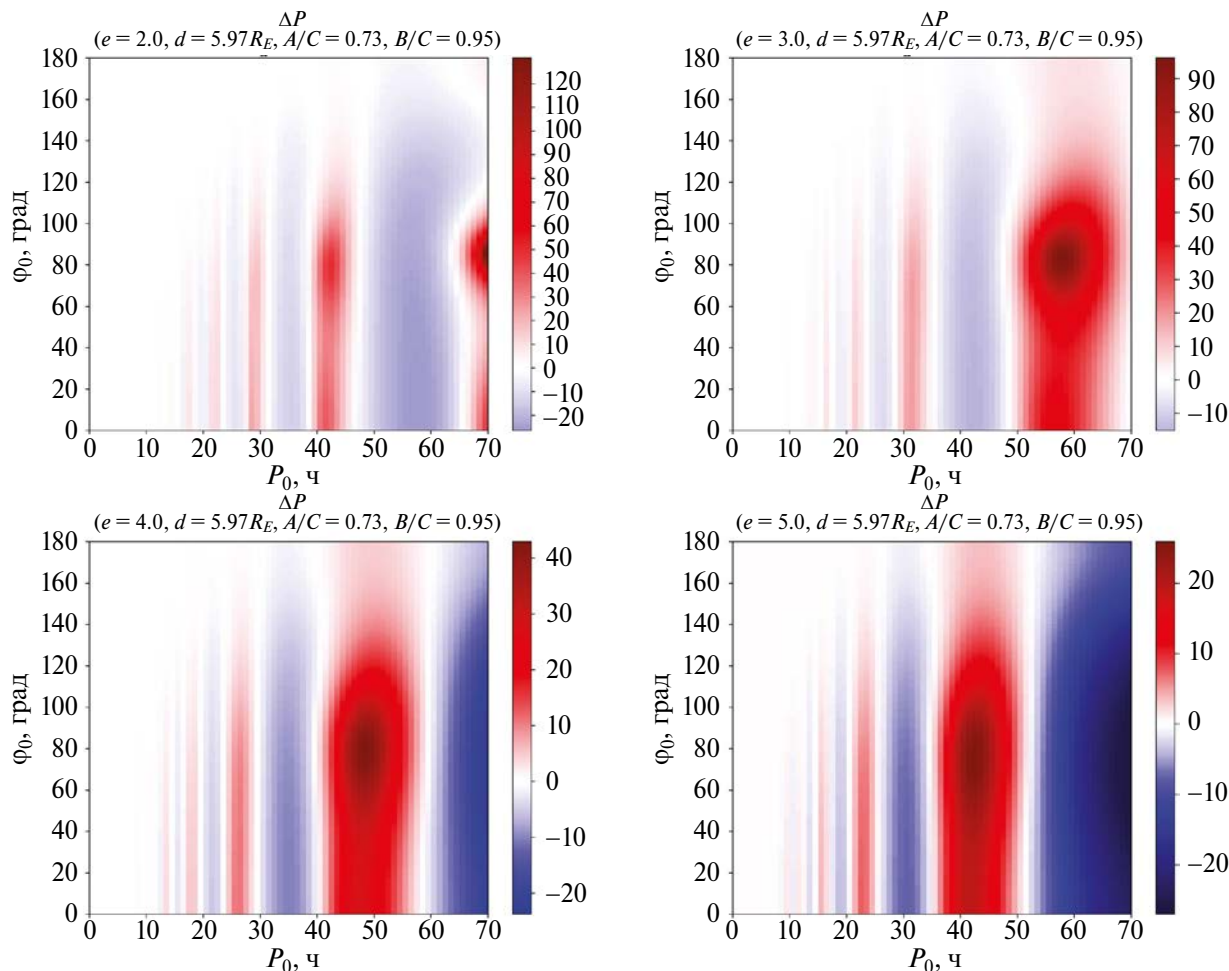


Рис. 5. Зависимости величины изменения периода вращения астероида ΔP из-за сближения с Землей от начальных значений периода вращения P_0 и наклона оси вращения астероида к плоскости орбиты φ_0 , полученные для различных значений эксцентриситета e .

вращательное состояние астероида до сближения, задавались на равномерной сетке, определенном следующим образом: $1 \text{ ч} \leq P_0 \leq 70 \text{ ч}$ с шагом в один час, $0^\circ \leq \varphi_0 < 180^\circ$ с шагом в один градус. На полученных диаграммах отчетливо выделяются чередующиеся при изменении P_0 области, где происходит замедление ($\Delta P > 0$) либо ускорение ($\Delta P < 0$) вращения астероида. Можно выделить максимум величины ΔP , всегда имеющий место при $\varphi_0 \approx 80^\circ$, а соответствующее ему значение P_0 зависит от d и e .

На рис. 6 представлены зависимости ΔP (P_0 , φ_0), построенные для $B/C = 1$ и различных значений A/C , т. е. для различных параметров фигуры астероида. Видно, что изменение фигуры астероида влияет лишь на абсолютную величину ΔP . Смещения положений максимумов и минимумов значений ΔP на диаграммах не происходит.

Мы попытались выяснить происхождение наблюдаемой на диаграммах периодической структуры (см. рис. 4–6). Было рассмотрено предположение о возможной связи положе-

ния максимума ΔP на диаграммах с величиной времени пролета астероида через геоцентрическую сферу t_{sph} , в пределах которой мы изучали динамику астероида. На рис. 7 представлены соотношения t_{sph}/P_0 (где P_0 соответствует максимальному значению ΔP на диаграммах), вычисленные для разных значений d и радиусов сферы $R_{\text{sph}} = 100 R_E$ и $120 R_E$. Видно, что отношение t_{sph}/P_0 при изменении d принимает значения от 1.2 до 1.3, аналогичные результаты получены и для $R_{\text{sph}} = 80 R_E$ (рисунок здесь не представлен). Для выявления причин обнаруженной взаимосвязи необходимо дополнительное исследование.

На рис. 8 приведено дифференциальное распределение вычисленных для Апофиса возможных значений ΔP . Распределение строилось путем подсчета N_δ — количества вычисленных значений ΔP , попадающих в промежуток $(\Delta P, \Delta P + \delta)$, где было принято $\delta = 1 \text{ ч}$. Далее вычислялась величина $\nu = N_\delta/N$, где $N = 12600$ — число рассмотренных нами начальных данных. Видно, что наблюдается примерно одинаковое

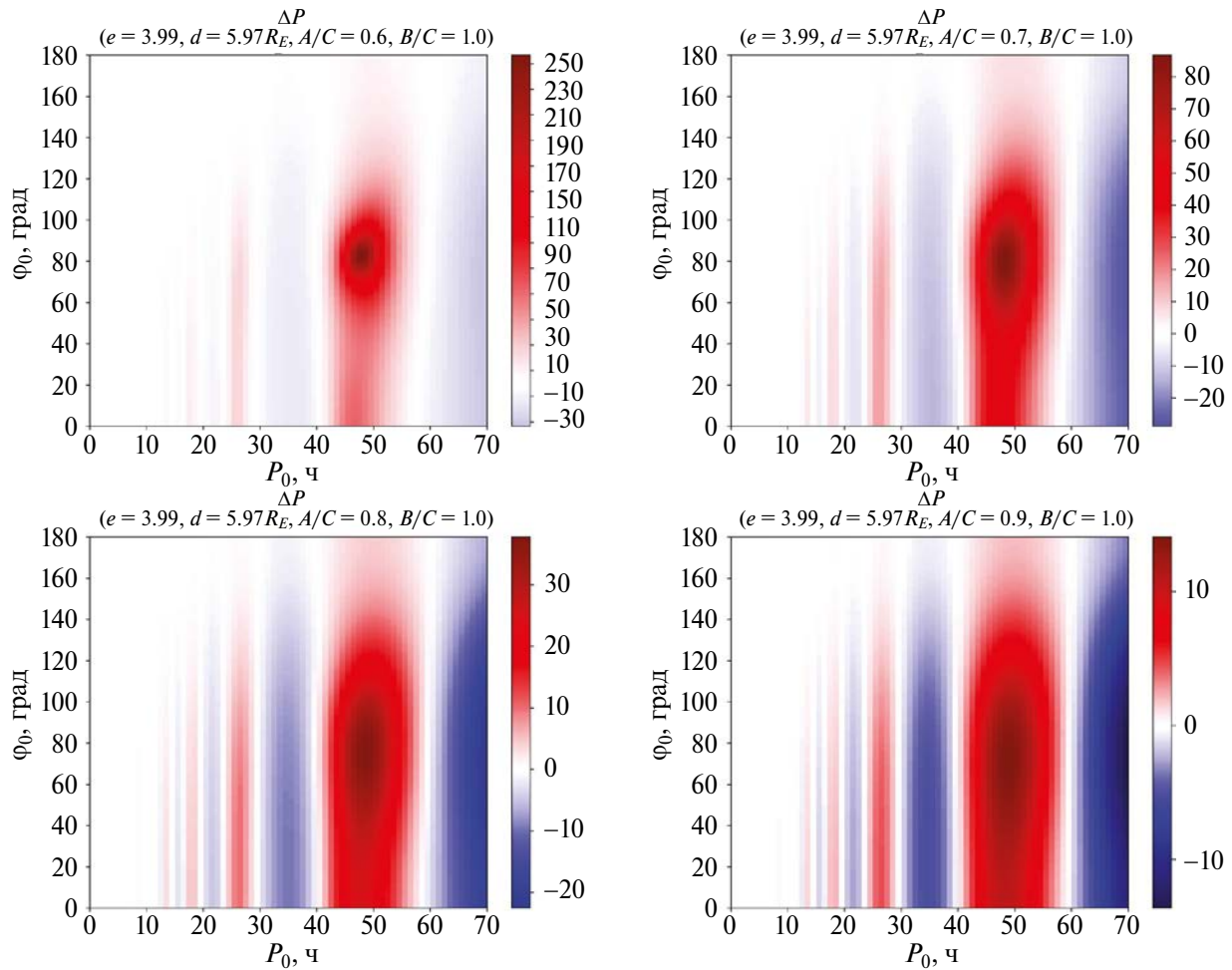


Рис. 6. Зависимости величины изменения периода вращения астероида ΔP из-за сближения с Землей от начальных значений периода вращения P_0 и наклона оси вращения астероида к плоскости орбиты ϕ_0 для различных значений A/C при $B/C = 1$.

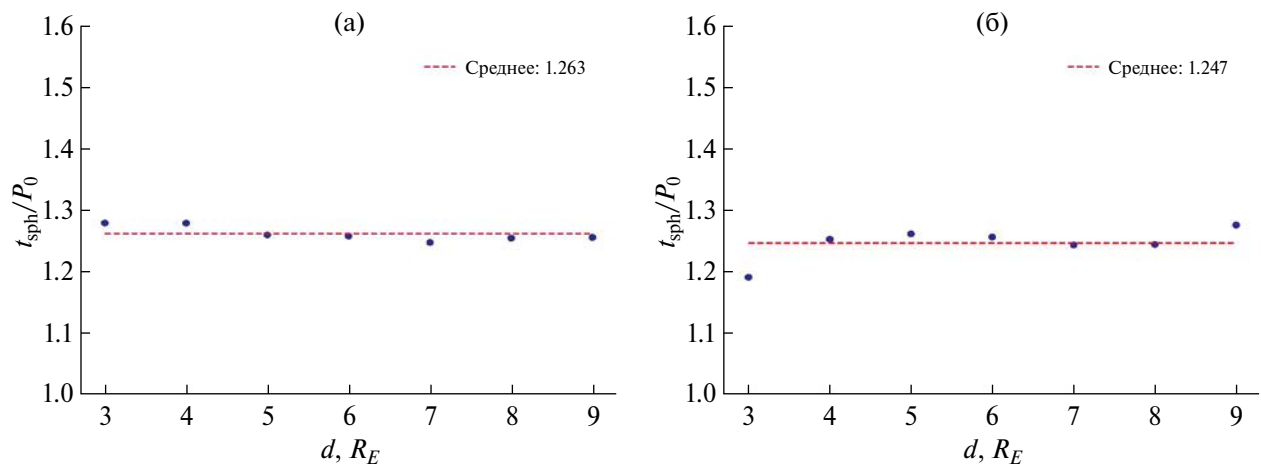


Рис. 7. Отношение между t_{sph} (время пролета астероида через геоцентрическую сферу) и начальным значением периода P_0 , соответствующим максимуму ΔP на диаграммах, представленных на рис. 4, для различных значений d : (а) — радиус геоцентрической сферы $R_{\text{sph}} = 100 R_E$; (б) — $R_{\text{sph}} = 120 R_E$.

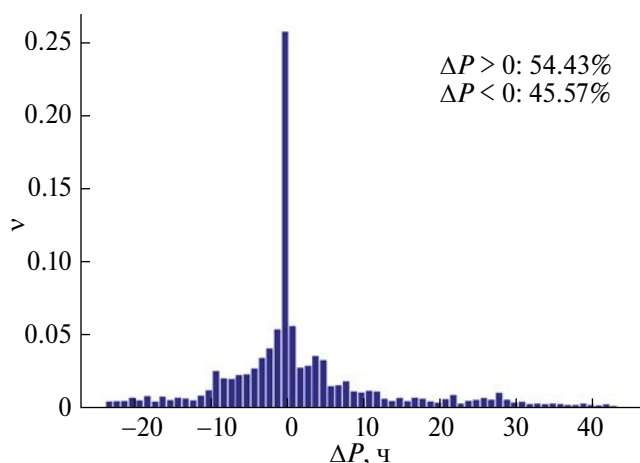


Рис. 8. Распределение значений изменения периода вращения Апофиса ΔP из-за сближения с Землей, вычисленных на множестве возможных значений P_0 и Φ_0 .

соотношение случаев ускорения/замедления вращения Апофиса в результате сближения с Землей. Для четверти начальных условий, характеризующих вращательное состояние астероида до сближения, не наблюдалось изменения скорости вращения астероида ($\Delta P = 0$). Отметим, что в случае замедления вращения имеем $0 \text{ ч} < \Delta P < 45 \text{ ч}$, а при ускорении вращения $-25 \text{ ч} < \Delta P < 0 \text{ ч}$, т. е. замедление вращения имеет место в существенно более широких пределах, что хорошо согласуется с результатами, полученными в (Scheeres и др., 2005). Увеличение скорости вращения астероида из-за сближения с планетой, если ее величина достигнет критической отметки, соответствующей $P \approx 2.2 \text{ ч}$, может привести к распаду астероида (Harris, 1996; Pravec, Harris, 2000; Nu и др., 2021). В проведенных численных экспериментах в случае Апофиса мы не фиксировали ускорения его вращения до указанной критической величины. Нельзя исключать, что для других малых астероидов такой ход эволюции вращения при тесном сближении с Землей возможен.

Влияние сближения с Землей на величину эффекта Ярковского для Апофиса

Как отмечалось выше, в вековой орбитальной динамике малых астероидов существенную роль играет эффект Ярковского (Ярковский, 1901; Радзиевский, 1952; Rubincam, 1995; 1998; Vokrouhlický, 1999; Vokrouhlický и др., 2000; 2015a), представляющий собой негравитационное ускорение в орбитальном движении, вызываемое анизотропным переизлучением солнечной радиации поверхностью вращающегося астероида. В работе (Мартюшева, Мельников, 2023) показано, что тесные сближения малых астероидов с планетами могут привести к заметному изменению величины ЭЯ. В частности, средняя

скорость изменения полуоси орбиты астероида da/dt , вызываемого действием ЭЯ, может увеличиться/уменьшиться на 30–50%. В работах (Шор и др., 2012; Farnocchia и др., 2013; Vokrouhlický и др., 2015b) был подробно рассмотрен механизм действия ЭЯ в динамике Апофиса и получены оценки его величины. Величина ЭЯ для Апофиса на основе данных наблюдений 2021 г. недавно оценена в работе (Pérez-Hernández, Benet, 2022).

В работе (Мартюшева, Мельников, 2023) проведен анализ зависимостей da/dt от периода вращения астероида P и γ — угла, характеризующего наклон оси вращения к плоскости орбиты. Было установлено, что существенное изменение величины ЭЯ из-за тесных сближений астероидов с планетами, приводящих к существенным изменениям P и γ , имеет место для малых астероидов с быстрым вращением ($P < 10 \text{ ч}$). В случае Апофиса на величину ЭЯ в основном влияет возникающее при сближении с планетой смещение оси вращения астероида, т. е. преобладает вклад сезонной компоненты (см. также Benson и др., 2023). Наши оценки показывают, что если принять за основу данные о величине ЭЯ для Апофиса, полученные в (Vokrouhlický и др., 2015b; Pérez-Hernández, Benet, 2022) — $da/dt \approx 2 \times 10^{-3} \text{ а. е.}/(\text{млн лет})$, то сближение с Землей в 2029 г. может привести к заметному изменению величины da/dt и последующему дополнительному (к тому, что имело место до сближения) ежегодному смещению орбиты на величину, сопоставимую с размерами астероида (средний диаметр Апофиса составляет около 340 м). А именно, если принять среднюю скорость изменения большой полуоси Апофиса из-за действия эффекта Ярковского 200 м/год (Pérez-Hernández, Benet, 2022), то при уменьшении периода вращения астероида из-за сближения с Землей с 30.6 ч до 15 ч величина изменения большой полуоси составит около 300 м/год, а при увеличении периода до 45 ч — 160 м/год.

Отметим, что в работе (Benson и др., 2023) было указано на возможное изменение величины ЭЯ для Апофиса из-за его сближений с Землей, вызванное возмущениями в его орбитальном движении и изменением наклона оси собственного вращения, на “десятки процентов”. Наши оценки показывают, что изменение величины ЭЯ для Апофиса при его возврате в 2029 г. имеет схожую величину, но обусловлено изменениями как наклона оси вращения, так и периода вращения астероида.

ВЫВОДЫ

Итак, в настоящей работе посредством численного моделирования рассмотрена вращательная динамика астероида при его сближении с Землей. В качестве модельного объекта взят

потенциально опасный астероид (99942) Апофис, очередное тесное сближение которого с Землей произойдет в 2029 г. Исследование зависимостей изменения периода вращения астероида, вызванного сближением с Землей, показало, что максимальные возмущения во вращательном движении Апофиса имеют место на промежутке 5–10 ч в окрестности точки сближения. Детальный анализ зависимостей изменения периода вращения астероида, построенных на выборках значений параметров задачи и начальных данных, позволил выделить области с разным характером возмущений. Установлено, что величина периода может изменяться весьма существенно — на 10–15 ч (до 30%); наблюдается как ускорение, так и замедление вращения астероида. Величина возмущений, возникающих во вращательном движении астероида при его сближении с планетой, связана с его внутренним строением, в частности, определяется моментами инерции астероида. Поэтому посредством выявленных из анализа наблюдений возмущений во вращательном движении астероида при сближениях с планетой и путем численного моделирования его вращательной динамики можно оценить значения моментов инерции астероида, сделать вывод о его внутреннем строении. Оценки влияния тесного сближения Апофиса с Землей в 2029 г. на величину эффекта Ярковского показали, что из-за увеличения/уменьшения периода вращения астероида она может заметно измениться (на 20–30%) и привести к последующему дополнительному ежегодному смещению орбиты на 40–100 м, сопоставимому с размерами астероида. Изменение большой полуоси орбиты астероида, вызванное действием эффекта Ярковского, может привести к попаданию его в различные области соударения так называемые “щели”, соответствующие траекториям столкновения в последующих возвратах. Их размеры в случае Апофиса составляют десятки–сотни метров (см., например, Соколов и др., 2008; 2012; 2018; Шор и др., 2012).

В дальнейших исследованиях планируется рассмотреть более реалистичную модель гравитационного взаимодействия астероида и планеты. Представляет интерес задача об определении размеров области, в которой следует проводить моделирование вращательной динамики астероида. Не менее важным является поиск значений параметров и начальных данных, при которых наблюдается “раскрутка” астероида до критической скорости, приводящая к его разрушению.

Авторы благодарят И.И. Шевченко за весьма ценные замечания и М.Ю. Ховричева за полезные обсуждения. Авторы благодарят рецензента за замечания, позволившие существенно улучшить работу.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00306, <https://rscf.ru/project/23-22-00306/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Батраков Ю.В., Медведев Ю.Д. О вращении астероида при его прохождении вблизи Земли // Тр. Всесоюз. совещания “Астероидная опасность”, ИТА РАН, СПб, 1992. С. 129–133.
- Борисов А.В., Мамаев И.С. Динамика твердого тела. М. — Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика. 2001. 384 с.
- Воропаев С.А., Джианго Я., Барриот Ж.П. Разрыв вытянутого малого тела приливными силами Земли при подлете: возможные сценарии // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 2. С. 171–182. (Voropaev S.A., Janguo Y., Barriot J.P. Prolate body disruption by Earth at near flyby: Possible scenarios // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 2. P. 155–166. <https://doi.org/10.1134/S0038094620020082>.) <https://doi.org/10.31857/S0320930X20020097>.
- Емельяненко В.В., Попова О.П., Чугай Н.Н., Шеляков М.А., Пахомов Ю.В., Шустов Б.М., Шувалов В.В., Бирюков Е.Е., Рыбнов Ю.С., Маров М.Я., Рыхлова Л.В., Нароенков С.А., Карташова А.П., Харламов В.А., Трубецкая И.А. Астрономические и физические аспекты Челябинского события 15 февраля 2013 г. // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 4. С. 262–277. (Emel'yanenko V.V., Popova O.P., Chugai N.N., Shelyakov M.A., Pakhomov Yu.V., Shustov B.M., Shuvalov V.V., Biryukov E.E., Rybnov Yu.S., Marov M. Ya., Rykhlova L.V., Naroenkov S.A., Kartashova A.P., Kharlamov V.A., Trubetskaya I.A. Astronomical and physical aspects of the Chelyabinsk event // Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 4. P. 240–254. <https://doi.org/10.1134/S0038094613040114>) <https://doi.org/10.7868/S0320930X13040130>
- Куприянов В.В. Численно-экспериментальное исследование вращательной динамики спутников планет // Дисс. канд. физ.-мат. наук. СПб: ГАО РАН, 2014. 148 с.
- Мельников А.В. Вращательная динамика сближающихся с планетами астероидов // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 4. С. 254–265. (Melnikov A.V. Rotational dynamics of asteroids approaching planets // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 4. P. 241–251. <https://doi.org/10.1134/S0038094622040062>) <https://doi.org/10.31857/S0320930X22040065>
- Мартыусева А.А., Мельников А.В. О влиянии сближений с планетами на величину эффекта Ярковского в динамике астероидов // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 5. С. 479–488. (Martyusheva A.A., Melnikov A.V. Influence of planetary encounters on the magnitude of the Yarkovsky effect in asteroid dynamics // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 5. P. 486–494. <https://doi.org/10.1134/S0038094623050052>) <https://doi.org/10.31857/S0320930X23050055>
- Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Соколов Л.Л. О траекториях соударения астероидов 2015 RN35

- и Апофис с Землей // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 4. С. 330–342. (Petrov N.A., Vasil'ev A.A., Kuteva G.A., Sokolov L.L. On the trajectories of asteroid encounters with the Earth for 2015 RN35 and Apophis // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 4. P. 326–337. <https://doi.org/10.1134/S0038094618040032> <https://doi.org/10.1134/S0320930X18040035>)
- Радзиевский В.В. Механизм разрушения астероидов и метеоритов // Астрон. журн. 1952. Т. 29. С. 162–170.
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Борисова Т.П., Петров Н.А., Питьев Н.П., Шайдулин В.Ш. Траектории соударения астероида Апофис с Землей в XXI веке // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 4. С. 311–320. (Sokolov L.L., Bashakov A.A., Borisova T.P., Petrov N.A., Pitjev N.P., Shaidulin V.S. Impact trajectories of the asteroid Apophis in the 21st century // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 4. P. 291–300. <https://doi.org/10.1134/S0038094612040077>)
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Питьев Н.П. Особенности движения астероида 99942 Апофис // Астрон. вестн. 2008. Т. 42. № 1. С. 20–29. (Sokolov L.L., Bashakov A.A., Pitjev N.P. Peculiarities of the motion of asteroid 99942 Apophis // Sol. Syst. Res. 2008. V. 42. № 1. P. 18–27. <https://doi.org/10.1134/S0038094608010036>)
- Соколов Л.Л., Борисова Т.П., Васильев А.А., Петров Н.А. Свойства траекторий соударения астероидов с Землей // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 5. С. 441–447. (Sokolov L.L., Borisova T.P., Vasil'ev A.A., Petrov N.A. Properties of collision trajectories of asteroids with the Earth // Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 5. P. 408–413. <https://doi.org/10.7868/S0320930X13040087>)
- Соколов Л.Л., Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Шмыров А.С., Эскин Б.Б. О возможности увода астероида от соударений с Землей с использованием кинетического метода // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 4. С. 343–350. (Sokolov L.L., Petrov N.A., Vasil'ev A.A., Kuteva G.A., Shmyrov A.S., Eskin B.B. On the possibility of deflecting an asteroid from collision with the Earth using the kinetic method // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 4. P. 338–346. <https://doi.org/10.1134/S0320930X18040060>)
- Шевченко И.И., Мельников А.В., Титов В.Б., Балувев Р.В., Веселова А.В., Кривов А.В., Микрюков Д.В., Миланов Д.В., Мюллари А.А., Никифоров И.И., Питьев Н.П., Поляхова Е.Н., Соколов Л.Л., Шайдулин В.Ш. Избранные проблемы классической и современной небесной механики и звездной динамики. II. Современные исследования // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 2. С. 181–196. (Shevchenko I.I., Mel'nikov A.V., Titov V.B., Baluev R.V., Veselova A.V., Krivov A.V., Mikryukov D.V., Milanov D.V., Mülläri A.A., Nikiforov I.I., Pit'ev N.P., Polyakhova E.N., Sokolov L.L., Shaidulin V. Sh. Selected problems of classical and modern celestial mechanics and stellar dynamics: II—Modern studies // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 2. P. 175–189. <https://doi.org/10.1134/S0038094623020077>)
- Шор В.А., Чернетенко Ю.А., Кочетова О.М., Железнов Н.Б. О влиянии эффекта Ярковского на орбиту Апофиса // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 2. С. 131–142. (Shor V.A., Chernetenko Yu.A., Kochetova O.M., Zheleznov N.B. On the impact on the Yarkovsky effect on Apophis' orbit // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 2. P. 119–129).
- Ярковский И.О. Плотность светового эфира и оказываемое им сопротивление движению. Брянск: Тип. Юдина, 1901. 22 с.
- Araujo R.A.N., Winter O.C. Near-Earth asteroid binaries in close encounters with the Earth // Astron. and Astrophys. 2014. V. 566. id. A23.
- Benson C.J., Scheeres D.J., Moskovitz N.A. Spin state evolution of asteroid (367943) Duende during its 2013 Earth flyby // Icarus. 2020. V. 340. id. 113518.
- Benson C.J., Scheeres D.J., Brozović M., Chesley S.R., Pravec P., Scheirich P. Spin state evolution of (99942) Apophis during its 2029 Earth encounter // Icarus. 2023. V. 390. id. 115324.
- Boldrin L.A.G., Araujo R.A.N., Winter O.C. On the rotational motion of NEAs during close encounters with the Earth // European Phys. J. — Special Topics. 2020. V. 229. № 8. P. 1391–1403.
- Devyatkin A.V., Gorshanov D.L., Yershov V.N., Mel'nikov A.V., Martyusheva A.A., Petrova S.N., Lvov V.N., Tsekmeister S.D., Naumov K.N. A study of the asteroid (367943) Duende at Pulkovo Observatory // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2016. V. 459. № 4. P. 3986–3997.
- Ershkov S.V., Leshchenko D. Revisiting Apophis 2029 approach to Earth (staying on shoulders of NASA's experts) or can we be sure in almost ricocheting fly-by of Apophis on 13 of April 2029 near the Earth? // J. Space Safety Eng. 2022. V. 9. № 3. P. 363–374.
- Ershkov S.V., Shamin R.V. The dynamics of asteroid rotation, governed by YORP effect: The kinematic ansatz // Acta Astronautica. 2018. V. 149. P. 47–54.
- Farnocchia D., Chesley S.R., Chodas P.W., Micheli M., Tholen D.J., Milani A., Elliott G.T., Bernardi F. Yarkovsky driven impact risk analysis for asteroid (99942) Apophis // Icarus. 2013. V. 224. № 1. P. 192–200.
- Giorgini J.D., Benner L.A.M., Ostro S.J., Nolan M.C., Busch M.W. Predicting the Earth encounters of (99942) Apophis // Icarus. 2008. V. 193. № 1. P. 1–19.
- Hairer E., Nørsett S.P., Wanner G. Solving Ordinary Differential Equations I: Nonstiff Problems. Springer Verlag, 1993. 528 p.
- Harris A.W. The rotation rates of very small asteroids: Evidence for 'rubble pile' structure // Lunar and Planet. Sci. Conf. 1996. V. 27. P. 493.
- Hu S., Richardson D.C., Zhang Y., Ji J. Critical spin periods of sub-km-sized cohesive rubble-pile asteroids: dependences on material parameters // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2021. V. 502. № 4. P. 5277–5291.
- Lowry S.C., Fitzsimmons A., Pravec P., Vokrouhlický D., Boehnhardt H., Taylor P.A., Margot J.-L., Galád A., Irwin M., Irwin J., Kusnirák P. Direct detection of the as-

- teroidal YORP effect // *Science*. 2007. V. 316 (5822). P. 272–274.
- Pérez-Hernández J.A., Benet L. Non-zero Yarkovsky acceleration for near-Earth asteroid (99942) Apophis // *Commun. Earth and Environ.* 2022. V. 3. № 1. id. 10.
- Pravec P., Harris A.W. Fast and slow rotation of asteroids // *Icarus*. 2000. V. 148. № 1. P. 12–20.
- Pravec P., Scheirich P., Ďurech J., Pollock J., Kušnirák P., Hornoch K., Galád A., Vokrouhlický D., Harris A.W., Jehin E., and 10 co-authors. The tumbling spin state of (99942) Apophis // *Icarus*. 2014. V. 233. P. 48–60.
- Richardson D.C., Bottke W.F., Love S.G. Tidal distortion and disruption of Earth-crossing asteroids // *Icarus*. 1998. V. 134. P. 47–76.
- Rubincam D.P. Asteroid orbit evolution due to thermal drag // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. № E1. P. 1585–1594.
- Rubincam D.P. Yarkovsky thermal drag on small asteroids and Mars-Earth delivery // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № E1. P. 1725–1732.
- Rubincam D.P. Radiative spin-up and spin-down of small asteroids // *Icarus*. 2000. V. 148. P. 2–11.
- Scheeres D.J. Proximity operations about Apophis through its 2029 Earth flyby // *J. Astronaut. Sci.* 2022. V. 69. № 6. P. 1514–1536.
- Scheeres D.J., Benner L.A.M., Ostro S.J., Rossi A., Marzari F., Washabaugh P. Abrupt alteration of asteroid 2004 MN4's spin state during its 2029 Earth flyby // *Icarus*. 2005. V. 178. № 1. P. 281–283.
- Scheeres D.J., Ostro S.J., Werner R.A., Asphaug E., Hudson R.S. Effects of gravitational interactions on asteroid spin states // *Icarus*. 2000. V. 147. P. 106–118.
- Scheeres D.J., Marzari F., Rossi A. Evolution of NEO rotation rates due to close encounters with Earth and Venus // *Icarus*. 2004. V. 170. P. 312–323.
- Sharma I., Jenkins J.T., Burns J.A. Tidal encounters of ellipsoidal granular asteroids with planets // *Icarus*. 2006. V. 183. № 2. P. 312–330.
- Souchay J., Lhotka C., Heron G., Hervé Y., Puente V., Folgueira Lopez M. Changes of spin axis and rate of the asteroid (99942) Apophis during the 2029 close encounter with Earth: A constrained model // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 617. id. A74.
- Souchay J., Souami D., Lhotka C., Puente V., Folgueira M. Rotational changes of the asteroid 99942 Apophis during the 2029 close encounter with Earth // *Astron. and Astrophys.* 2014. V. 563. id. A24.
- Tóth J., Vereš P., Kornoš L. Tidal disruption of NEAs – a case of Příbram meteorite // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011. V. 415. № 2. P. 1527–1533.
- Vokrouhlický D. A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments // *Astron. and Astrophys.* 1999. V. 344. P. 362–366.
- Vokrouhlický D., Milani A., Chesley S.R. Yarkovsky effect on small near-Earth asteroids: Mathematical formulation and examples // *Icarus*. 2000. V. 148. P. 118–138.
- Vokrouhlický D., Bottke W.F., Chesley S.R., Scheeres D.J., Statler T.S. The Yarkovsky and YORP effects // *Asteroids IV*. Tucson: Univ. Arizona Press, 2015a. P. 509–532.
- Vokrouhlický D., Farnocchia D., Čapek D., Chesley S.R., Pravec P., Scheirich P., Müller T.G. The Yarkovsky effect for 99942 Apophis // *Icarus*. 2015b. V. 252. P. 277–283.
- Whittaker E.T. A Treatise on the Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1917.
- Wisdom J., Peale S.J., Mignard F. The chaotic rotation of Hyperion // *Icarus*. 1984. V. 58. № 2. P. 137–152.
- Zhang Y., Michel P. Tidal distortion and disruption of rubble-pile bodies revisited. Soft-sphere discrete element analyses // *Astron. and Astrophys.* 2020. V. 640. id. A102.
- Zhang Y., Michel P. Shapes, structures, and evolution of small bodies // *Astrodynamics*. 2021. V. 5. № 4. P. 293–329.

УДК 523.2

ПРОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОЙ ДИССИПАЦИИ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ: БЕЗАТМОСФЕРНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ТЕЛА¹

© 2024 г. С. И. Попель*, Л. М. Зеленый

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 24.10.2023 г.

После доработки 11.11.2023 г.

Принята к публикации 25.11.2023 г.

Одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является аномальная диссипация, связанная с процессом зарядки пылевых частиц, приводящая к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам. Рассматривается процесс аномальной диссипации в контексте описания динамики пылевых частиц в пылевой плазме безатмосферных тел Солнечной системы. Представлено описание колебаний пылевой частицы над поверхностями Меркурия, Луны, спутников Марса Фобоса и Деймоса. Затухание этих колебаний определяется частотой зарядки пылевых частиц, характеризующей аномальную диссипацию. Обсуждается возможность использования подхода, учитывающего аномальную диссипацию, для описания плазменно-пылевых процессов в окрестности комет. Показано, что аномальная диссипация играет существенную роль для определения возможности применения модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над поверхностями безатмосферных тел Солнечной системы. Приведены результаты численных расчетов, подтверждающие возможность применения данной модели для ряда безатмосферных космических тел.

Ключевые слова: пылевая плазма, Меркурий, Луна, Фобос, Деймос, кометы, экзосфера, аномальная диссипация, левитирующие пылевые частицы

DOI: 10.31857/S0320930X24020079, **EDN:** NTYQNHJ

ВВЕДЕНИЕ

Трудно представить себе заполненную плазмой область Солнечной системы, свободную от пылевых частиц (Попель, 2015). Нано- и микро-масштабные пылевые частицы обнаруживаются в межпланетном космическом пространстве, в плазме ионосфер и магнитосфер планет, в планетарных кольцах, в окрестностях космических тел, не имеющих собственной атмосферы, таких как Луна, Меркурий, астероиды, кометы и др. Пожалуй, имеется лишь одно исключение из этого правила — собственно Солнце и область в непосредственной близости от него, где из-за высоких температур пыль существовать не может. В результате взаимодействия пылевых частиц с электронами и ионами окружающей плазмы, а также под действием солнечного излучения они приобретают электрические заряды и становятся одной из важных составляющих плазмы, существенно влияющей на ее свойства и динамику.

В планетологии нано- и микро-размерные компоненты выступают в качестве основных элементов структуры космических тел, поэтому исследования природных нано- и микро-размерных пылевых объектов могут привести к расширению наших представлений о фундаментальных процессах геологии и планетообразования (Богатиков, 2003). Так, например, протопланетная пыль имеет размеры от 10 нм до 150 нм. Она относится к хондритам класса C1. Если провести дифференциацию углистых хондритов, получают минералы, входящие в состав мантии Земли. Можно сделать вывод, что, по крайней мере, планеты земной группы Солнечной системы произошли из наномасштабных частиц, состав которых отвечает углистым хондритам. Имеются серьезные аргументы в пользу предположения, что Солнечная система в свое время сформировалась из плазмы, содержащей заряженные пылевые частицы (Альвен, Аррениус, 1979). Таким обра-

¹ Доклад “Manifestations of anomalous dissipation in dusty plasmas of our Solar system: celestial bodies without atmosphere” сделан на The Fourteenth Moscow Solar System Symposium (14M-S3), Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia, October 09–13, 2023.

зом, изучение мелкодисперсных пылевых частиц и пылевой плазмы в Солнечной системе, ионосферах и магнитосферах планет может дать новую информацию о межзвездном веществе, механизмах планетообразования и т. д.

Процессы, происходящие в пылевой плазме, в настоящее время исследуются весьма интенсивно, на что, в частности, указывает количество книг (Bouchoule, 1999; Shukla, Mamun, 2002; Vladimirov и др., 2005; Tsytovich и др., 2008; Попель, 2012; Фортов и др., 2015) и обзоров (см., например, Цытович, 1997; Нефедов и др., 1997; Цытович, Винтер, 1998; Tsytovich, 1998; Фортов и др., 2004; Merlino, Goree, 2004; Vladimirov, Ostrikov, 2004; Fortov и др., 2005; Popel, Morfill, 2005; Ostrikov, 2005; Popel и др., 2011; 2018; Зеленый и др., 2020; 2024), опубликованных по этой теме. Основными особенностями, отличающими пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является возможность самоорганизации, приводящей к формированию макроскопических структур, таких как плазменно-пылевой кристалл, плазменно-пылевые облака, капли и т. д. (Цытович, 1997; Нефедов и др., 1997; Фортов и др., 2004; 2015; Tsytovich и др., 2008;) и, кроме того, возникновение аномальной диссипации (Tsytovich, Havnes, 1993), приводящей к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам (Benkadda, Tsytovich, 1995; Popel и др., 1996; Tsytovich, 1998; Попель и др., 2001). В природных условиях формирование плазменно-пылевых кристаллов, как правило, невозможно, и основное внимание следует уделять аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц. Именно такого рода аномальная диссипация ответственна за образование нового вида ударных волн, которые важны в физике комет, атмосфере Земли во время активных экспериментов, при описании первичной Земли и т. д. (Popel, Gisko, 2006). Эффекты, связанные с процессами зарядки пылевых частиц, важны при описании модуляционной неустойчивости в пылевой плазме (Benkadda, Tsytovich, 1995) при рассмотрении слабозатухающих солитонов (Popel и др., 2003). Хорошо известно, что в пылевой плазме электроны и ионы поглощаются на поверхности пылевой частицы, поэтому, естественно, происходит обмен энергией пылевой компоненты с плазмой. Однако во всех перечисленных выше случаях, когда делаются утверждения об аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц, имеются проявления этого эффекта, характеризующие поведение пылевой плазмы. Схожая ситуация возникает в контексте описания динамики пылевых частиц в пылевой плазме в лунной экзосфере, когда аномальная диссипация, свя-

занная с процессами зарядки пылевых частиц, может приводить к затуханию осцилляций при движении пылевой частицы над лунной поверхностью, о чем упоминалось в работах (Popel и др., 2022; Попель, Голубь, 2022; Попель, 2023). В настоящей работе аномальная диссипация обсуждается для случаев пылевой плазмы, присутствующей в окрестностях не только Луны, но и ряда безатмосферных тел Солнечной системы таких, как Меркурий, спутники Марса Фобос и Деймос, кометы.

Важность и своевременность данного исследования связана с тем фактом, что одной из ключевых проблем физики пылевой плазмы в настоящее время является ее исследование в Солнечной системе (Попель и др., 2023). При этом особенный интерес представляют те объекты Солнечной системы, которые изучаются или будут изучаться с помощью космических аппаратов. В миссии NASA LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer – Исследователь лунной атмосферы и пылевой среды) (Horányi и др., 2014) лунная пыль изучалась посредством наблюдений с орбиты. В рамках лунной миссии КНР Chang'E-3 проводились измерения потока пыли у поверхности Луны (Li и др., 2019; Zhang и др., 2020). В России готовятся миссии Луна-26 и Луна-27 (Popel и др., 2018), в рамках которых будут исследоваться свойства пыли и пылевой плазмы соответственно на орбите и у поверхности Луны.

В 2018 г. к Меркурию был отправлен космический аппарат европейской миссии BepiColombo (Benkhoff и др., 2021), который должен долететь до планеты к 2025 г. Кроме того, обсуждается запуск в 2030-х гг. российского космического зонда Меркурий-П, который должен совершить мягкую посадку на поверхность планеты. Обе эти миссии будут исследовать запыленную экзосферу Меркурия.

Согласно наблюдениям космических аппаратов Viking (Thomas, 1979; Thomas, Veverka, 1980) и Mars Express (Zakharov и др., 2014), поверхности спутников Марса – Фобоса и Деймоса – покрыты пылью, которая состоит из несвязанных друг с другом небольших крупинок реголита, образовавшегося в результате метеороидной бомбардировки. Интерес к исследованию спутников Марса обусловлен, в частности, тем, что из-за слабого гравитационного поля спутники Марса оказываются более доступными для пилотируемых полетов, чем Марс. В России готовится миссия Бумеранг (Phobos-Grunt 2) к одному из спутников Марса.

Источником мелких частиц, заполняющих Солнечную систему, служат разрушающиеся ядра комет и столкновения тел в поясе астероидов (Mann и др., 2000). Исследования пылевых

частиц вблизи кометы Галлея, а также частиц из микрократеров на Луне, потоков метеоров, межпланетных пылевых частиц, собранных космическими аппаратами, позволили получить (Divine и др., 1986) параметры, которые широко используются для исследования зарядки и динамики пылевых частиц в магнитосфере Земли и Солнечной системе (см., например, Grün и др., 2001). Впервые исследование частиц пыли кометного происхождения в земных условиях удалось провести в рамках миссии NASA Stardust (Звездная пыль), среди основных целей которой были сбор и доставка на Землю частиц из окрестностей ядра кометы 81P/Wild 2, что было успешно реализовано 15 января 2006 г., когда капсула с образцами кометного вещества вернулась на Землю (Brownlee, 2012).

В разделе “Уравнение затухающих ...” представлено аналитическое описание динамики пылевой частицы над поверхностью безатмосферного космического тела и получено уравнение затухающих колебаний пылевой частицы, включающее слагаемое, характеризующее аномальную диссипацию в пылевой плазме. В разделах “Окололунная пылевая...”, “Пылевая плазма...”, “Фобос, Деймос...” и “Аномальная диссипация ...” проводится анализ и рассматриваются проявления процессов аномальной диссипации в пылевой плазме в окрестностях соответственно Луны, Меркурия, спутников Марса и комет. В “Заключении” суммируются результаты, описанные в данной работе.

УРАВНЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ

Для описания поведения заряженной пыли над поверхностью безатмосферного космического тела используем модель (Popel и др., 2023), являющуюся обобщением самосогласованной электростатической модели пылевой плазмы у Луны, представленной в (Попель и др., 2013) и получившей дальнейшее развитие в (Popel и др., 2022). Однако необходимо при этом учесть особенности космического тела, которые влияют на свойства плазменно-пылевой системы. Так, например, для случая Меркурия важное влияние оказывает существование у Меркурия магнитосферы, а также тот факт, что параметры солнечного ветра в окрестностях Меркурия различны в афелии и перигелии его орбиты. В случае спутников Марса такой особенностью является слабая гравитация, которая усиливает роль пыли на спутнике Марса, поскольку даже слабое возмущение может привести к формированию массивного пылевого облака над его поверхностью. Для кометы важным фактором, влияющим на движение

пылевых частиц, является газодинамическое взаимодействие этих частиц с окружающим газом, истекающим из ядра кометы. Данным фактором удастся пренебречь для микрометровых пылевых частиц на достаточно больших расстояниях кометы от Солнца, превышающих 3 а. е. Ниже при описании аномальной диссипации данный фактор не учитывается.

Практически для любого безатмосферного космического тела его поверхность заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца, плазмы солнечного ветра. При взаимодействии с излучением породы космического тела испускают электроны благодаря фотоэффекту, что приводит к формированию над поверхностью слоя фотоэлектронов. Фотоэлектроны поставляются и пылевыми частицами, парящими над поверхностью безатмосферного космического тела (они тоже поглощают солнечный свет). Пылевые частицы, находящиеся на поверхности космического тела или в приповерхностном слое, не только испускают, но и поглощают фотоэлектроны, а также фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью безатмосферного космического тела, подъему и движению пыли. Таким образом, модель, описывающая пылевую плазму над освещенными солнечным светом участками поверхности космического тела, включает следующие уравнения:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_d}{dt^2} = q_d \mathbf{E} + \frac{q_d}{c} \mathbf{v}_d \times \mathbf{B} + m_d \mathbf{g}_0, \quad (1)$$

$$\frac{dq_d}{dt} = -I_{ph}(q_d) + \Sigma I(q_d), \quad (2)$$

где $\mathbf{r}_d$ — радиус-вектор пылевой частицы, $\mathbf{B}$ — магнитное поле у поверхности безатмосферного космического тела, q_d — заряд пылевой частицы, m_d — масса пылевой частицы, $\mathbf{v}_d$ — ее скорость, $\mathbf{E}$ — электрическое поле, $\mathbf{g}_0$ — ускорение свободного падения вблизи поверхности безатмосферного космического тела, c — скорость света; $I_{ph}(q_d)$ — ток фотоэлектронов, эмитируемых пылевой частицей вследствие взаимодействия солнечного излучения с ее поверхностью, $\Sigma I(q_d)$ — сумма всех микроскопических токов электронов и ионов на поверхность пылевой частицы. Выражения для токов, которые могут входить в правую часть выражения (2), имеют вид:

$$I_e \approx -\pi a^2 n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}} \right), \quad (3)$$

$$I_i \approx \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} +$$

$$+ \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right), \quad (4)$$

$$I_{ph} \approx -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (5)$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right). \quad (6)$$

Здесь $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ – микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу, $I_{e,ph}(q_d)$ – ток фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, на нее, a – размер пылевой частицы, Z_d – ее зарядовое число ($q_d = Z_d e$), e – элементарный заряд, $n_{e(i)S}$ – концентрация электронов (ионов) солнечного ветра, $T_{e(i)S}$ – температура электронов (ионов) солнечного ветра, $m_{e(i)}$ – масса электрона (иона), $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / a m_i}$, $u_{Ti} = \sqrt{T_{iS} / m_i}$ – тепловая скорость ионов солнечного ветра, u_i – скорость солнечного ветра, $T_{e,ph}$ – температура фотоэлектронов, N_0 – концентрация фотоэлектронов у поверхности космического тела в областях, где угол θ между местной нормалью и направлением на Солнце равен нулю, а $n_{e,ph}$ – концентрация фотоэлектронов в зависимости от высоты над поверхностью космического тела. Выражения (3)–(6) справедливы для случая положительных зарядов пылевых частиц. Выражение (5) для тока I_{ph} не содержит множителя, содержащего характеристики спектров излучения, что оказывается возможным в ситуации, когда поверхности пылевых частиц и поверхность безатмосферного космического тела имеют одинаковую работу выхода фотоэлектронов W . В этой ситуации указанный множитель удастся выразить через значение N_0 .

При решении уравнений (1)–(2) необходимо учитывать следующее выражение для вертикальной компоненты электрического поля E , формируемого заряженной поверхностью безатмосферного космического тела в зависимости от высоты h над его поверхностью:

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta / 2}}{\lambda_D + h \sqrt{\cos \theta / 2}}, \quad (7)$$

где $\lambda_D = \sqrt{T_{e,ph} / 4\pi N_0 e^2}$ – дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности безатмосферного космического тела. Выражение (7) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (7) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности безатмосферного космического тела в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (7), получено в работах (Grard, Tunaley, 1971; Колесников, Мануйлов, 1982).

Аномальную диссипацию в пылевой плазме характеризует так называемая частота зарядки пылевых частиц, определяемая из соотношения:

$$\frac{d\delta q_d}{dt} \approx \frac{\partial(-I_{ph}(q_d) + \Sigma I(q_d))}{\partial q_d} \bigg|_{q_d=q_{d0}} \times \delta q_d \equiv -v_q \delta q_d, \quad (8)$$

где q_{d0} – равновесный заряд пылевой частицы, являющийся решением уравнения $-I_{ph}(q_d) + \Sigma I(q_d) = 0$, $\delta q_d = q_d - q_{d0}$. Фактически частота v_q определяет время релаксации зарядов к равновесным значениям при малых отклонениях от равновесных значений.

С помощью уравнения (8) можно получить следующее соотношение:

$$q_d(a, t) = q_{d0}(a) + \delta q_{d0}(a) \exp(-v_q(a)t). \quad (9)$$

Подставляя это соотношение в (1), получаем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} = q_{d0}(a) E(h) - m_d g_0 + \delta q_{d0}(a) E(h) \exp(-v_q(a)t). \quad (10)$$

Введем равновесное значение высоты h_0 , соответствующее уравнению $q_{d0}(a) E(h_0) - m_d g_0 = 0$, а также отклонение высоты от этого значения $\delta h = h - h_0$. Рассмотрим малые значения δh ($|\delta h| \ll h_0$) и значения δq_{d0} , удовлетворяющие следующим неравенствам:

$$1 \gg |\delta q_{d0} / q_{d0}| \gg |\delta h \sqrt{\cos \theta / 2} / \lambda_D|. \quad (11)$$

Тогда имеем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} \approx \delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-v_q(a)t). \quad (12)$$

Следствием соотношения (12) является:

$$\frac{dh}{dt} \approx -\frac{\delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-v_q(a)t)}{m_d v_q(a)}. \quad (13)$$

Комбинируя (10) и (13), а также учитывая только линейные слагаемые по возмущениям δh , получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d\delta h}{dt} = \frac{q_{d0}(a)}{m_d} \frac{\partial E(h)}{\partial h} \Big|_{h=h_0} \delta h. \quad (14)$$

Используя выражение (7) для электрического поля $E(h)$, находим

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d\delta h}{dt} + \omega_0^2 \delta h = 0, \quad (15)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{Z_{d0} T_{e,ph} \cos \theta}{m_d (\lambda_D + h_0 \sqrt{\cos \theta / 2})^2}, \quad (16)$$

$Z_{d0} = q_{d0}/e$ — равновесное зарядовое число пылевой частицы.

Уравнение (15) является уравнением, описывающим затухающие колебания пылевой частицы. Его решение, удовлетворяющее условию $h(0) = 0$, имеет вид:

$$h = h_0 \left(1 - \exp(-v_q(a)t/2) \cos(\omega t) \right), \quad (17)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (1/4)v_q^2}$. Из (15) и (18) видно, что затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц.

$$v_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) \exp\left(-\frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \frac{av_{TeS}}{\lambda_{DeS}^2}, \quad (18)$$

где $v_{Te,ph} = \sqrt{T_{e,ph}/m_e}$, $v_{TeS} = \sqrt{T_{eS}/m_e}$, $\lambda_{DeS} = \sqrt{T_{eS}/4\pi n_{eS}e^2}$.

В проводимых ниже вычислениях используются значения $T_{eS} = 12$ эВ, $T_{iS} = 6$ эВ, $n_{eS} = n_{iS} = 8.7$ см⁻³, $u_i = 468$ км/с, характеризующие солнечный ветер на орбите Земли, а также величины N_0 и $T_{e,ph}$, рассчитанные (Попель и др., 2014) для условий приповерхностного слоя освещенной части Луны при солнечной активности, соответствующей солнечному максимуму: $N_0 = 290$ см⁻³, $T_{e,ph} = 1.9$ эВ. На рис. 1 представлены зависимости, характеризующие траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 0.105$ мкм с переменным зарядом при $\theta = 87^\circ$, вычисленные на основе решения системы урав-

ОКОЛОЛУННАЯ ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Наблюдения лунной пыли имеют довольно давнюю историю. Во время космических миссий Surveyor и Apollo к Луне было замечено, что солнечный свет рассеивается в области терминатора, а это, в свою очередь, приводит к формированию лунных зорь и стримеров над лунной поверхностью (Rennilson, Criswell, 1974). Последующие наблюдения показали, что рассеяние света наиболее вероятно происходит на заряженных пылевых частицах, источником которых служит поверхность Луны (Zook, McCoy, 1991). На основе данных спускаемых космических аппаратов Surveyor был сделан вывод, что пылевые частицы с размерами около 5 мкм, могут парить над поверхностью Луны приблизительно в 10 см от поверхности.

В настоящее время фактически считается общепринятым (Попель и др., 2013; Popel и др., 2018), что пыль над лунной поверхностью — составная часть плазменно-пылевой системы. При этом частицы микрометрового размера могут подниматься над поверхностью Луны за счет электростатических процессов только в области лунного терминатора. Над освещенной частью Луны вне терминатора поднимаются существенно более мелкие частицы с размерами порядка 100 нм.

В ситуации с Луной при вычислении v_q следует учитывать как микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$, так и ток фотоэлектронов $I_{e,ph}(q_d)$, окружающих пылевую частицу, и ток фотоэлектронов $I_{ph}(q_d)$, эмитируемых пылевой частицей вследствие взаимодействия солнечного излучения с ее поверхностью. Используя выражения (3)–(6), находим

нений (1)–(2) (1a) и уравнения (15) (16). Размер 0.105 мкм выбран в связи с тем, что этот размер близок к максимальному размеру пылевых частиц, которые могут подниматься над освещенной частью поверхности Луны за счет электростатических процессов в рассматриваемых условиях (так, например, частицы с размерами, большими или равными 0.106 мкм, в этих условиях уже не могут подниматься за счет электростатических процессов над поверхностью Луны). Именно поднимающиеся частицы с максимально возможными размерами важны с точки зрения будущих наблюдений на спускаемом аппарате миссии Луна-27.

Период колебаний высоты пылинки на рис. 1а составляет 26.8 с., тогда как на рис. 1б — 11.3 с. Видно, что упрощенный аналитический подход, приведенный здесь, позволяет качественно описать траекторию движения пылевой частицы. При этом в рамках указанного аналитического подхода удается наглядно продемонстрировать природу затухания осцилляций пылевой частицы, связанную с аномальной диссипацией в пылевой плазме, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц.

Характерное время t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы можно определить как время, начиная с которого все последующие колебания зависимости $h_d(t)$ имеют максимальные значения высоты подъема пылевой частицы над поверхностью Луны, меньшие величины h^* , определяемой из соотношения

$$\ln \left(\frac{h_{d,\max} - h_{d0}}{h^* - h_{d0}} \right) = 1, \quad (19)$$

где $h_{d,\max}$ — максимум функции $h_d(t)$ для первого колебания. На рис. 2 приведено сравнение зависимости от радиуса пылевой частицы времени

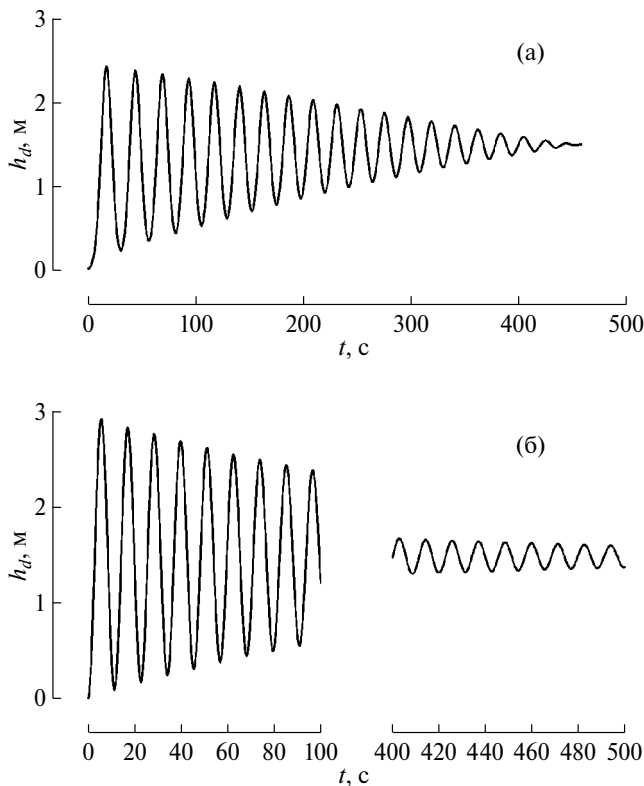


Рис. 1. Зависимости высоты пылевой частицы радиуса $a=0.105$ мкм с переменным зарядом от времени, $h_d(t)$, характеризующие траекторию ее движения при $\theta = 87^\circ$: (а) — вычисленные на основе решения системы уравнений (1)–(2); (б) — вычисленные на основе решения уравнения (15).

t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы, вычисленного на основе решения системы уравнений (1)–(2), и величины $2/v_q$, фактически соответствующей этому же времени, но в рамках уравнения (15). Из рисунка видно, что кривая $2/v_q(a)$ смещена влево относительно кривой $t_{d0}(a)$. Данный факт обусловлен тем, что предложенный аналитический подход справедлив лишь при достаточно больших значениях размера частиц a . Действительно, данный подход предполагает достаточно большие значения вариации зарядов пылевых частиц δq_{d0} (см. (11)). Заметные вариации зарядов частиц возможны лишь на не очень больших высотах, когда существенный вклад в правую часть уравнения (2) вносит слагаемое $I_{e,ph}(q_d)$, представляющее собой ток фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, на нее. На рис. 3 представлена зависимость от радиуса пылевой частицы отношения тока электронов

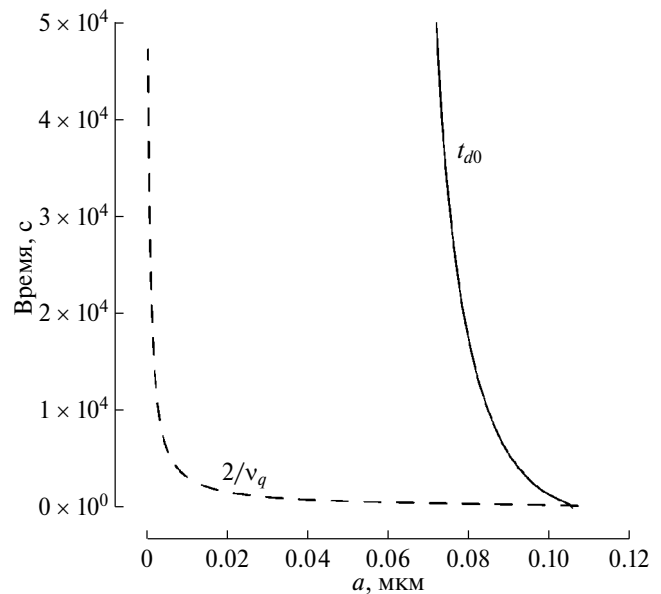


Рис. 2. Зависимости от радиуса a пылевой частицы времени t_{d0} и величины $2/v_q$.

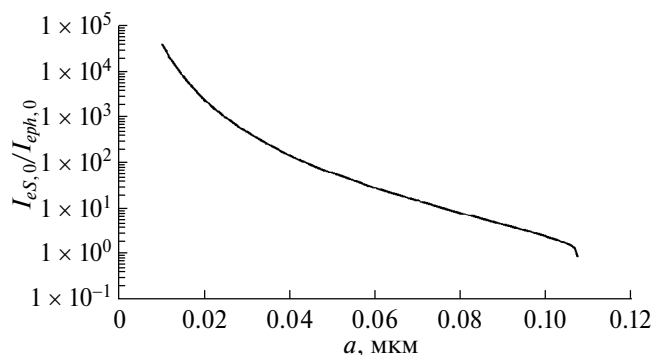


Рис. 3. Зависимость от радиуса a пылевой частицы отношения тока электронов солнечного ветра $I_e(q_d)$ к току фотоэлектронов от поверхности Луны $I_{e,ph}(q_d)$, вычисленному для равновесных зарядов пылевых частиц.

солнечного ветра $I_e(q_d)$ к току $I_{e,ph}(q_d)$, вычисленному для равновесных зарядов пылевых частиц. Видно, что вклад тока фотоэлектронов существен лишь при достаточно больших значениях a . С уменьшением размера пылевой частицы влияние фотоэлектронов от поверхности Луны уменьшается, и заряд пылинки определяется в основном током электронов солнечного ветра $I_e(q_d)$ и фототоком $I_{ph}(q_d)$ электронов с пылевой частицы, обусловленным взаимодействием поверхности пылевой частицы с солнечным излучением. При этом заряд пылевой частицы при ее движении практически не меняется. В этом случае уравнение, являющееся следствием (1) и описывающее малые колебания пылевой частицы, имеет вид:

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + \omega_0^2 \delta h = 0, \quad (20)$$

а само движение пылевой частицы представляет собой незатухающие осцилляции. Зависимость $t_{d0}(a)$, вычисленная на основе решения системы уравнений (1)–(2) и приведенная на рис. 2, указывает на то, что эффект затухания осцилляций пылевой частицы перестает сказываться при $a < (0.06 - 0.07)$ мкм, что соответствует ситуации, когда ток фотоэлектронов от лунной поверхности становится меньше примерно одной десятой тока электронов солнечного ветра (см. рис. 3). Таким образом, с помощью уравнения (15) возможно качественное описание осцилляций пылевых частиц, имеющих достаточно крупные размеры ($a \sim 0.1$ мкм). Отметим, что в этой области размеров a величины t_{d0} и $2/v_q$ достаточно близки. И именно частицы таких размеров подвержены осцилляциям, природа которых связана с аномальной диссипацией в пылевой плазме, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц.

Отметим, что приведенный подход в ряде случаев оказывается полезным для качественного описания свойств пылевой плазмы над лунной поверхностью. Так, например, проводятся дискуссии о возможности использования приближения левитирующих пылевых частиц для описания окололунной пылевой плазмы, т. е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами (см., например, (Colwell и др., 2009; Mishra, Bhardwaj, 2019; Popel и др., 2022) или же проявления динамических эффектов (например, осцилляций) существенны. Поскольку здесь рассматривается формирование пылевой плазмы над освещенной частью Луны, приведенный здесь подход позволяет получить достаточно простое условие, при котором можно рассматривать пылевые частицы над Луной левитирующими:

$$2/v_q(a) \ll T_M, \quad (21)$$

где $T_M \sim 10^6$ с. — половина синодического месяца, т. е. около 14 земных суток и 18 часов. Время T_M характеризует продолжительность светлого времени суток на Луне. Условие (21) означает, что осцилляции частицы успевают затухнуть гораздо быстрее, чем закончится лунный день, т. е. можно рассматривать пылевую частицу левитирующей большую часть времени существования пылевой плазмы над освещенной частью Луны. В рассматриваемых условиях неравенство (21) выполнено для размеров частиц $\sim 0.001 \leq a \leq 0.105$ мкм, т. е. подавляющее число пылевых частиц над лунной поверхностью становятся левитирующими за время лунных суток. Согласно численным вычислениям с помощью более точной модели (1)–(2) количество таких частиц составляет около 83% (Popel и др., 2022).

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА У ПОВЕРХНОСТИ МЕРКУРИЯ

Как и Луна, Меркурий — космическое тело, характеризующееся довольно большими значениями силы тяжести. Это позволяет рассматривать пылевую плазму вблизи поверхности Меркурия по аналогии с ситуацией вблизи Луны (Popel и др., 2023). Подобно Луне, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Меркурия состоит, в частности, из фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также заряженных пылевых частиц. Однако существуют следующие качественные различия между плазменно-пылевыми системами Меркурия и Луны, связанные с тем, что Меркурий имеет магнитосферу, а его орбита характеризуется высокими значениями эксцентриситета. Рассмотрим аномальную диссипацию, связанную с процессами зарядки пылевых частиц в экзосфере Меркурия, по аналогии с ситуацией в окололунной пылевой плазме, но с учетом особенностей запыленной экзосферы Меркурия.

Параметры солнечного ветра в окрестностях Меркурия различны в афелии и перигелии его орбиты. В табл. 1 представлены характерные параметры солнечного ветра вблизи Меркурия, а именно: концентрация $n_{e(i)S}$ электронов (ионов) солнечного ветра, температура $T_{e(i)S}$ электронов (ионов) солнечного ветра, а также скорость солнечного ветра u_i .

Характерные значения магнитного поля в магнитосфере Меркурия составляют (Hiremath, 2012) $|B_M| \sim 10^{-3}$ Гс. Эти данные позволяют провести оценку ларморовских радиусов электронов (r_{LeS}) и ионов (r_{LiS}) солнечного ветра в магнито-

Таблица 1. Характерные параметры солнечного ветра в окрестностях Меркурия по данным космических аппаратов Helios 1 и Helios 2

Параметр	Афелий	Перигелий
n_{eS} , см ⁻³	40.0	63.2
n_{iS} , см ⁻³	40.0	63.2
T_{eS} , эВ	22.8	36.8
T_{iS} , эВ	11.4	18.4
u_i , км/с	380	395

Примечание. (González-Esparza, 2001; Хабарова, 2022).

сфере Меркурия. Находим $r_{LeS} \sim 0.1$ км, $r_{LiS} \sim 10$ км. Это означает, что если рассматривается пылевая плазма в точке, расположенной не очень близко к магнитным полюсам Меркурия, то частицы солнечного ветра не достигают его поверхности, и в этом случае не нужно учитывать солнечный ветер в расчетах при рассмотрении пылевой плазмы на небольших высотах над Меркурием. Таким образом, в ситуации, когда рассматриваются освещенные солнечным светом участки поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, при вычислении v_q следует учитывать лишь ток фотоэлектронов $I_{e,ph}(q_d)$, окружающих пылевую частицу, а также ток фотоэлектронов $I_{ph}(q_d)$, эмитируемых пылевой частицей вследствие взаимодействия солнечного излучения с ее поверхностью. Используя выражения (5)–(6), находим

$$v_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0} e^2}{aT_{e,ph}} \right) \exp \left(-\frac{Z_{d0} e^2}{aT_{e,ph}} \right). \quad (22)$$

Для описания пылевой плазмы в областях, расположенных вблизи магнитных полюсов, в дополнение к фототоку (5) и току фоновых фотоэлектронов (6) необходимо учитывать микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу. При этом значение частоты v_q определяется выражением (18).

Приведенный в разделах “Уравнение затухающих ...” и “Окололунная пылевая плазма ...” подход оказывается полезным для качественного описания свойств пылевой плазмы над поверхностью Меркурия. Так, например, в его рамках удается ответить на вопрос о возможности использования приближения левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы, т. е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами, или же обязательного учета динамических эффектов (например, осцилляций), связанных с движением пыли. Следует отметить, что рассмотрение

пылевой плазмы вблизи поверхности Меркурия (Popel и др., 2023) осуществлялось в предположении левитирующих пылевых частиц над поверхностью Меркурия, но при этом детального обоснования возможности использования данного приближения в работе (Popel и др., 2023) приведено не было. При этом в качестве T_M в неравенстве (21) используется величина, составляющая половину меркурианских суток, т. е. около 29.323 земных суток ($\approx 3 \times 10^6$ с).

На рис. 4–7 приведены результаты вычислений, характеризующих возможность применения приближения левитирующих пылевых частиц для различных ситуаций на Меркурии. Верхние панели рисунков 4а–7а содержат зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 , на которой частица, находящаяся под действием гравитационной и электростатической сил, находится в состоянии равновесия, а также характерного времени затухания осцилляций пылевой частицы $2/v_q$ от размера пылевой частицы a . Вычисления Z_d и $2/v_q(a)$ на рис. 4–7 производились для параметров пылевой плазмы, соответствующих высоте h_0 . Расчеты, на основании которых сделаны рис. 4–7, осуществлялись для угла между местной нормалью и направлением на Солнце, составляющем $\theta = 87^\circ$, что возможно (см. Popel и др., 2023) как для ситуации, когда рассматривается пылевая плазма над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, так и для ситуации участков поверхности Меркурия, расположенных вблизи магнитных полюсов. Соответственно, вычисления проводились для афелия (рис. 4 и 6) и перигелия (рис. 5 и 7) орбиты Меркурия, а также для участков на его поверхности, не очень близких к его магнитным полюсам (рис. 4 и 5), и для областей, расположенных вблизи магнитных полюсов (рис. 6 и 7). Кривые, представленные на рис. 4б–7б, характеризующие затухающие осцилляции пылевой частицы, построены для частиц с размерами, близкими к максимально возможным с точки зрения их подъема над поверхностью Меркурия (см. Popel и др., 2023). При вычислениях использовались параметры солнечного ветра, представленные в табл. 1, а также фотоэлектронов из табл. 2.

Таблица 2. Характерные параметры фотоэлектронов приповерхностного слоя освещенной части Меркурия в афелии и перигелии

Параметры	Афелий	Перигелий
N_0 , см ⁻³	5.29×10^3	2.71×10^4
$T_{e,ph}$, эВ	2.30	2.38

Примечание. (Popel и др., 2023).

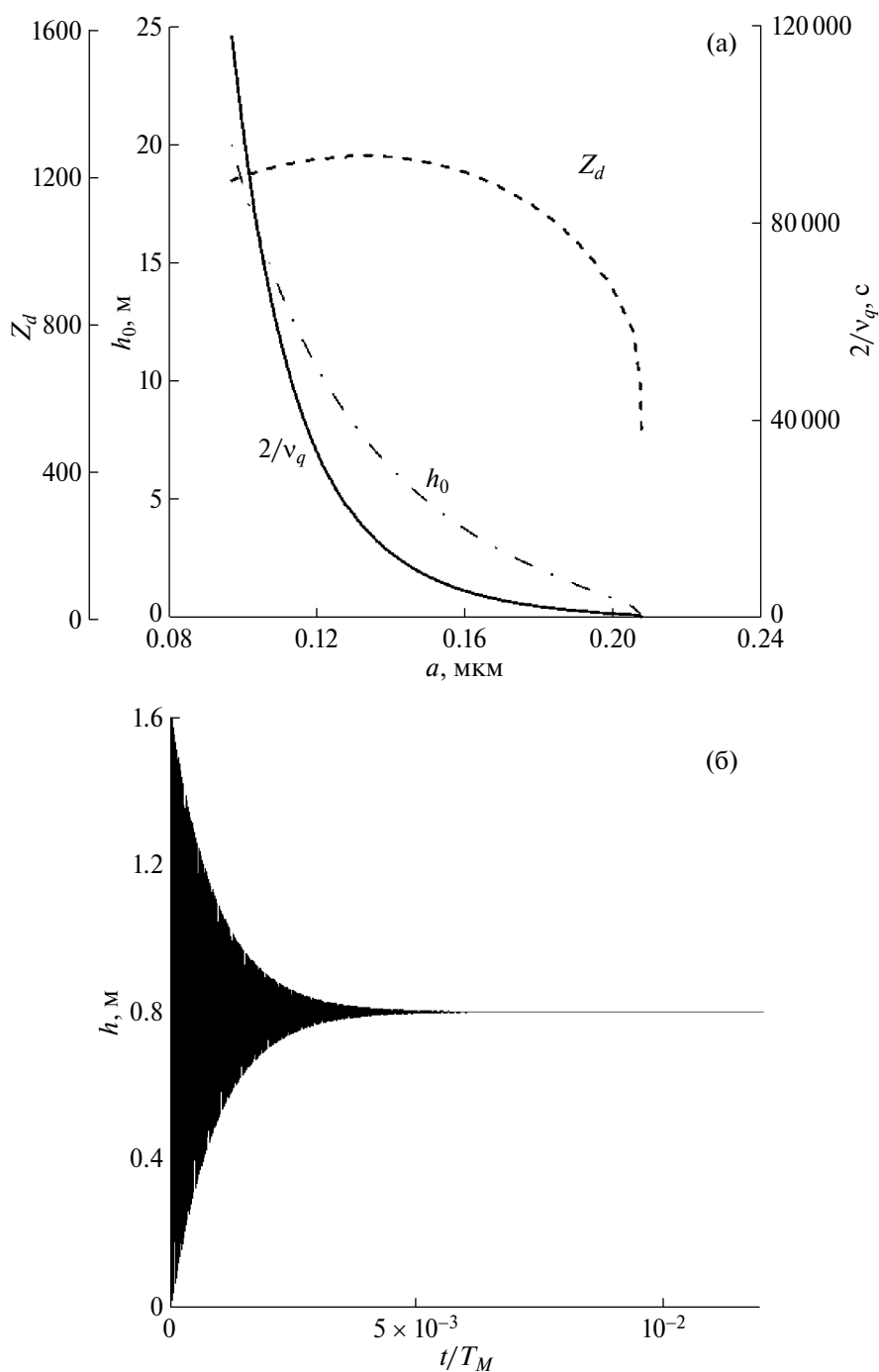


Рис. 4. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q(a)$: (а) — от размера пылевой частицы a ; (б) — высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a=0.20$ мкм от времени. Зависимости определялись для условий афелия и участка поверхности Меркурия, не очень близкого к его магнитным полюсам, при $\theta=87^\circ$.

Из верхних панелей рисунков 4а–7а видно, что для наиболее крупных ($a > 100$ нм) пылевых частиц, которые могут подняться над поверхностью Меркурия за счет электростатических процессов, характерное время затухания осцилляций пылевой частицы $2/v_q(a)$ значительно меньше времени $T_M \approx 3 \times 10^6$ с, характеризующего продолжительность светового дня на Меркурии. Ниж-

ние панели рисунков 4б–7б демонстрируют, что затухание осцилляций пылевой частицы происходит за время, существенно меньшее T_M , т.е. пылевые частицы в течение почти всего времени их присутствия над поверхностью Меркурия можно рассматривать как левитирующие. Таким образом, при $\theta=87^\circ$ возможно использовать приближение левитирующих пылевых частиц для

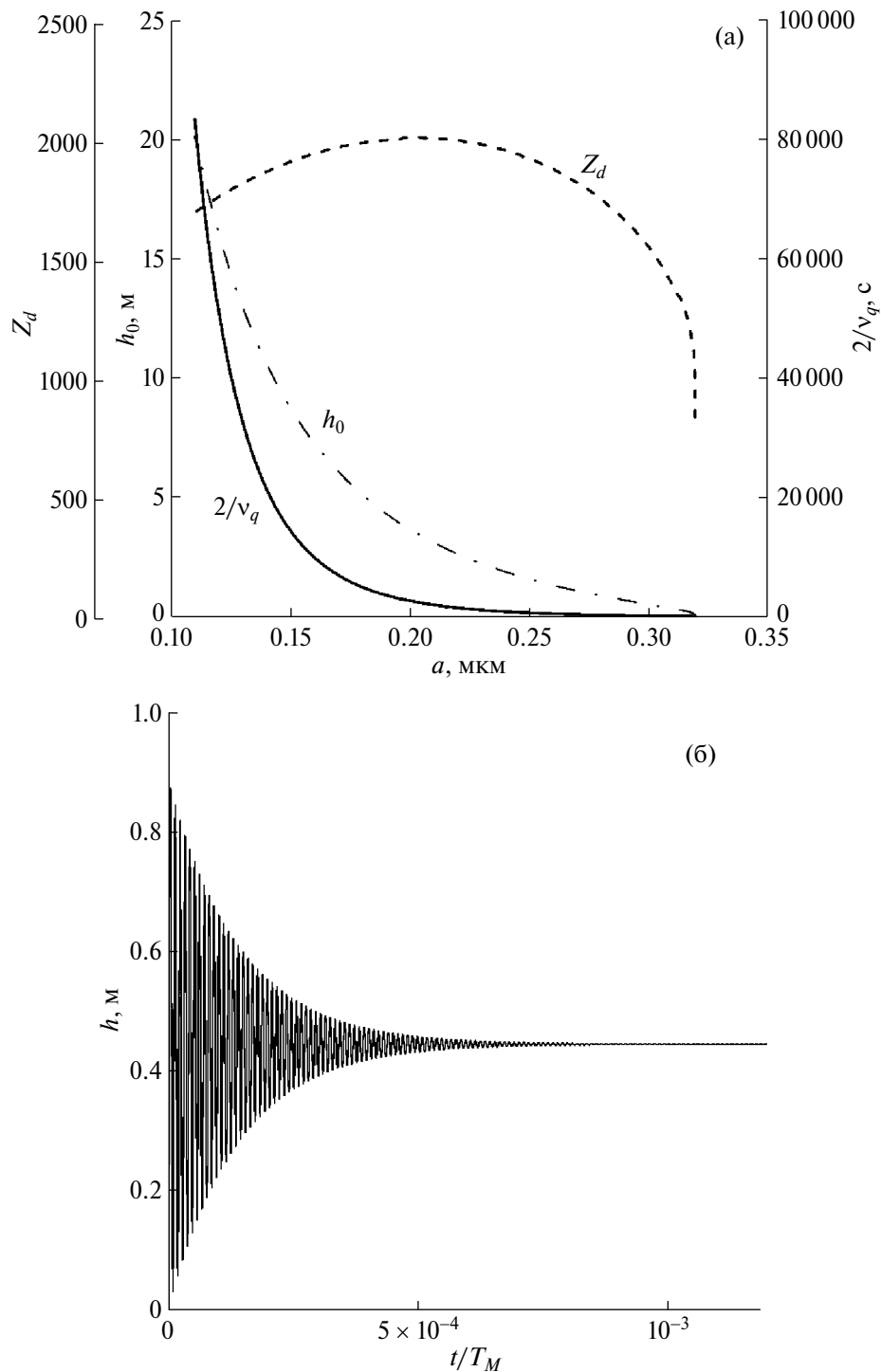


Рис. 5. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q(a)$: (а) — от размера пылевой частицы a ; (б) — высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a=0.30 \mu\text{м}$ от времени. Зависимости определялись для условий перигелия и участка поверхности Меркурия, не очень близкого к его магнитным полюсам, при $\theta=87^\circ$.

описания пылевой плазмы. При меньших значениях угла θ величины $2/v_q(a)$ — еще меньше, чем при $\theta=87^\circ$. Так, например, при $\theta=77^\circ$ значения $2/v_q(a) \leq 3 \times 10^4 \text{ с}$ (при $a > 100 \text{ нм}$) для ситуации участка поверхности Меркурия, не очень близкого к его магнитным полюсам, и $2/v_q(a) \leq 10^3 \text{ с}$ (при

$a > 100 \text{ нм}$) для ситуации, когда исследуемый участок поверхности находится вблизи магнитного полюса. Следовательно, и для углов θ , меньших 87° , использование приближения левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы также возможно.

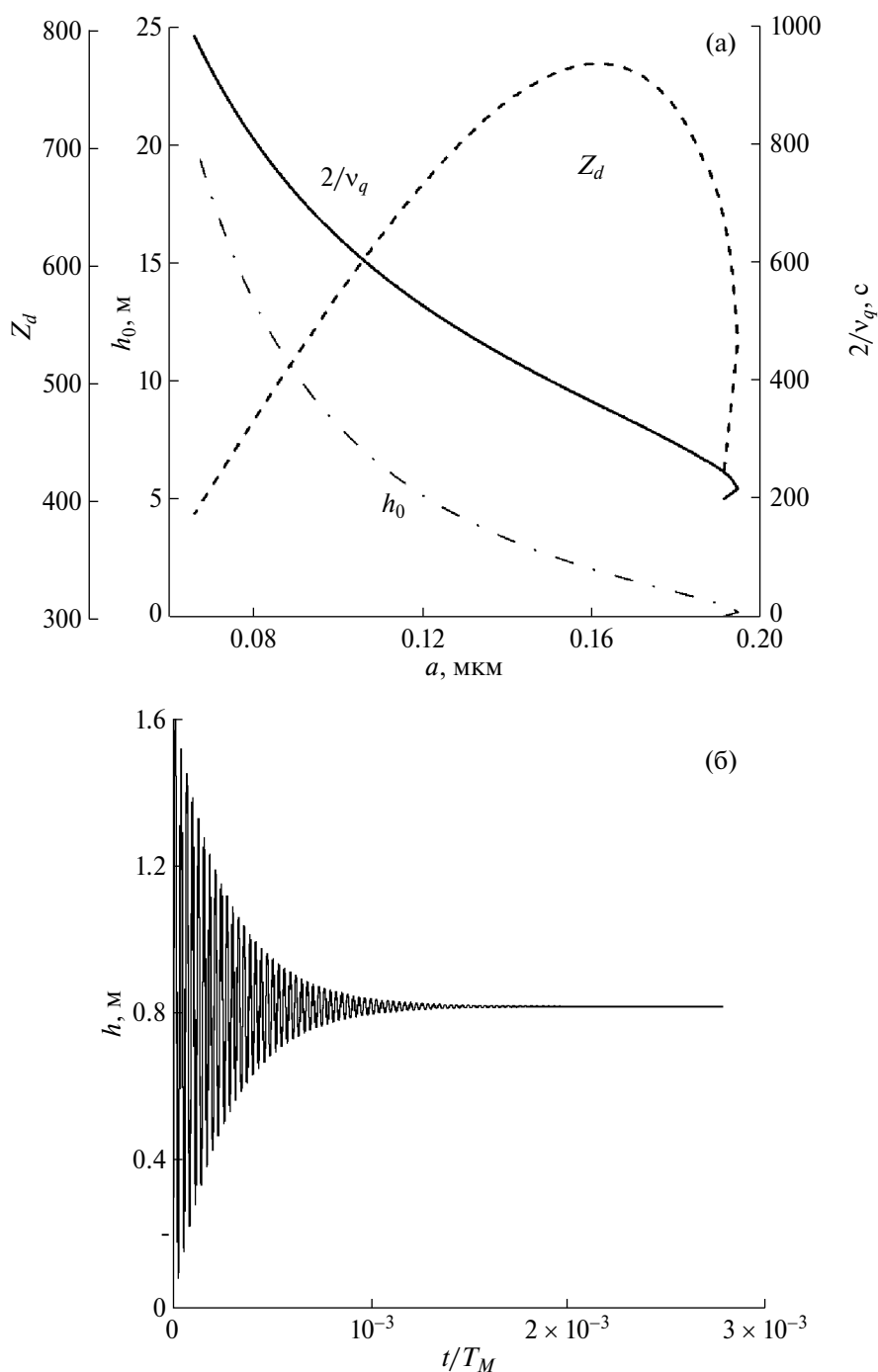


Рис. 6. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ (а): (а) — от размера пылевой частицы a ; (б) — высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.18$ мкм от времени. Зависимости определялись для условий афелия и участка поверхности Меркурия, расположенного вблизи магнитных полюсов, при $\theta = 87^\circ$.

ФОБОС, ДЕЙМОС, АСТЕРОИДЫ

Поверхности спутников Марса — Фобоса и Деймоса — заряжаются под действием электромагнитного излучения Солнца и плазмы солнечного ветра (Голубь, Попель, 2021а; 2021б). При взаимодействии с солнечным излучением поверхности Фобоса и Деймоса испускают электроны вследствие фотоэффекта, что приводит

к формированию над поверхностью каждого из спутников Марса слоя фотоэлектронов. К появлению фотоэлектронов приводит также их испускание пылевыми частицами, присутствующими над поверхностями Фобоса и Деймоса, вследствие взаимодействия последних с электромагнитным излучением Солнца. Пылевые частицы, находящиеся на поверхности спутника Марса

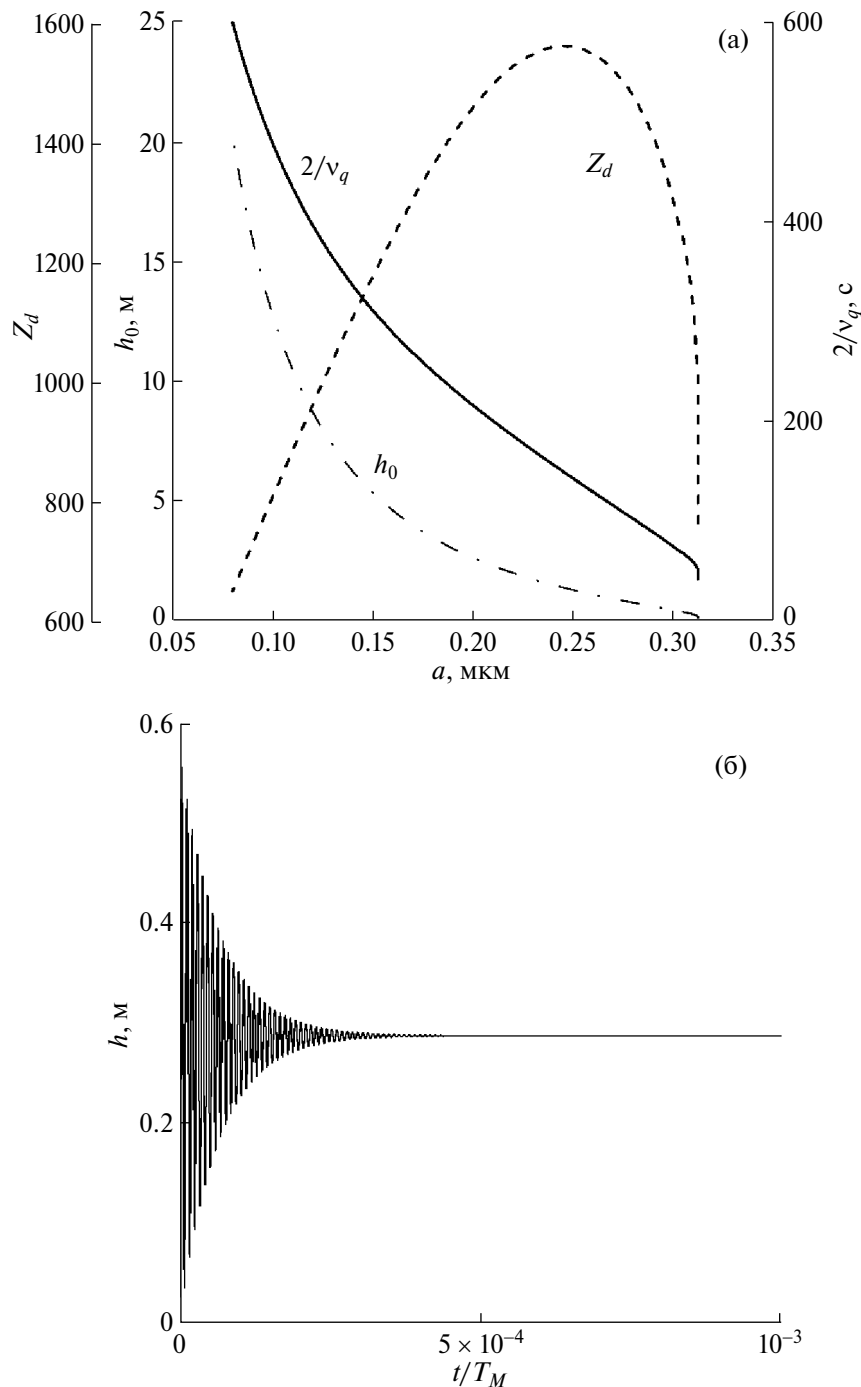


Рис. 7. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ (а): (а) — от размера пылевой частицы a ; (б) — высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a=0.30$ мкм от времени. Зависимости определялись для условий перигелия и участка поверхности Меркурия, расположенного вблизи магнитных полюсов, при $\theta=87^\circ$.

или в приповерхностном слое, поглощают фотоэлектроны, фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью спутника Марса, подъему и движению пыли. Влияние магнитных полей на пылевую плазму у Фобоса и Деймоса несущественно. Расчеты в рамках си-

стемы уравнений (1)–(2) позволяют, в частности, определить траектории и параметры движения пылевых частиц над поверхностями спутников Марса Фобоса и Деймоса.

На рис. 8 приведены параметры, характеризующие движение над Фобосом пылевой частицы радиуса $a=1.445$ мкм с изменяющимся согласно уравнению (2) зарядом $q_d = Z_d e$ для значения

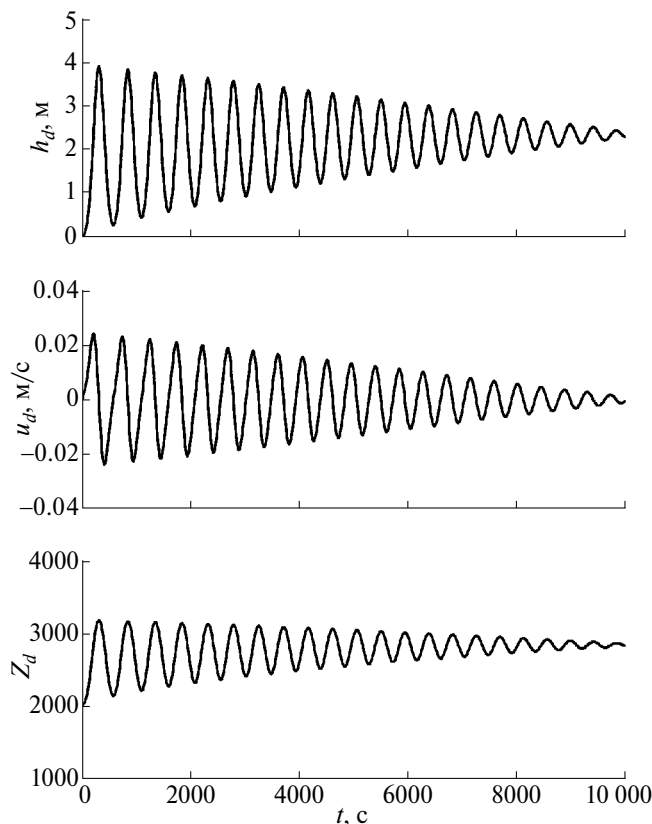


Рис. 8. Осцилляции параметров, характеризующих траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 1.445$ мкм с изменяющимся зарядом над поверхностью Фобоса при $\theta = 87^\circ$: высота подъема h_d , скорость u_d , зарядовое число Z_d .

угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равного 87° . Видно существенное затухание колебаний вокруг устойчивого положения $h_{d0} = 236$ см, $u_{d0} = 0$, $Z_{d0} = 2864$. Здесь h_d — высота подъема пылевой частицы, u_d — ее скорость. Период колебаний — 314 с. На рис. 9 приведены те же, что и на рис. 8 параметры, но полученные в предположении постоянного значения зарядового числа $Z_d = Z_{d0} = 2864$. Виден незатухающий характер колебаний вокруг устойчивого положения. Таким образом, имеется связь между затуханием колебаний пылевой частицы над поверхностью Фобоса и вариациями его заряда, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц.

На рис. 10 приведены параметры, характеризующие движение над поверхностью Деймоса пылевой частицы радиуса $a = 1.768$ мкм с изменяющимся согласно уравнению (2) зарядом $q_d = Z_d e$ для значения угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равного 87° . Видно существенное затухание колебаний вокруг устойчивого положения $h_{d0} = 217$ см, $u_{d0} = 0$, $Z_{d0} = 3440$.

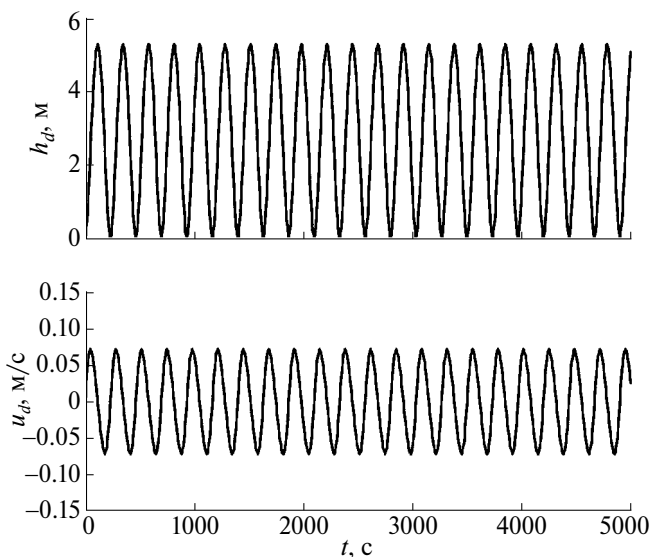


Рис. 9. То же, что на рис. 8, но для пылевой частицы радиуса $a = 1.445$ мкм с постоянным зарядом.

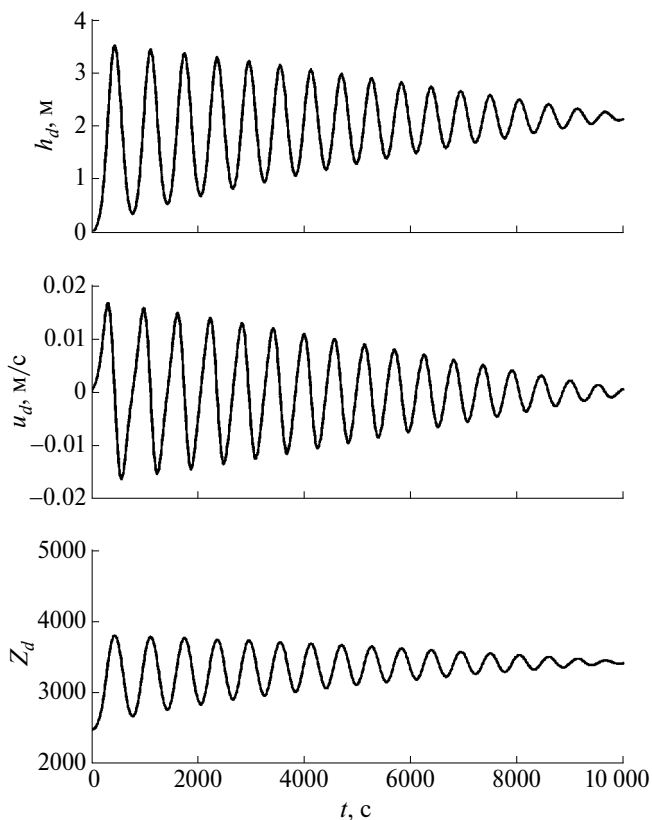


Рис. 10. Осцилляции параметров, характеризующих траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 1.768$ мкм с изменяющимся зарядом над поверхностью Деймоса при $\theta = 87^\circ$: высота подъема h_d , скорость u_d , зарядовое число Z_d .

Период колебаний — 670 с. На рис. 11 приведены осцилляции параметров тех же, что и на рис. 10, но полученные в предположении постоянного значения зарядового числа $Z_d = Z_{d0} = 3440$. Виден незатухающий характер колебаний вокруг устой-

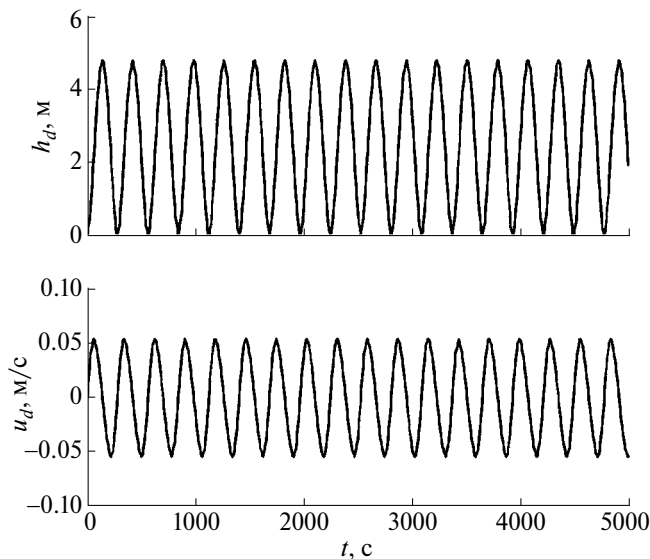


Рис. 11. То же, что и на рис. 10, но для пылевой частицы радиуса $a = 1.768$ мкм с постоянным зарядом.

чивого положения. Таким образом, как и в случае с Фобосом, имеется связь между затуханием колебаний пылевой частицы над поверхностью Деймоса и вариациями ее заряда, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации, природа которой вытекает из процессов, связанных с вариацией зарядов пылевых частиц.

Характерное время t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы можно определить как время, начиная с которого все последующие колебания зависимости $h_d(t)$ имеют максимальные значения высоты подъема пылевой частицы над поверхностью спутника Марса, меньшие величины h^* , определяемой из соотношения (19). Зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса приведена на рис. 12. Отметим, что лишь для весьма небольшой части размеров пылевых частиц $t_{d0} < 13777$ с (времени светлого времени суток при вращении Фобоса вокруг Марса). Таким образом, для большинства пылевых частиц (как показывают расчеты, ~94.3%), поднимающихся над поверхностью Фобоса из-за электростатических процессов, время затухания их колебаний оказывается большим продолжительности светлого времени суток.

Для Деймоса ситуация схожая. На рис. 13 приведена зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса для Деймоса. Лишь для весьма небольшой доли размеров пылевых частиц $t_{d0} < 55000$ с (времени светлого времени суток при вращении Деймоса вокруг Марса). Это означает, что для большинства (~83%) пылевых частиц, поднимающихся над поверхностью Деймоса из-за фотоэлектрических и электростатических процессов, время затухания их колебаний оказывается большим про-

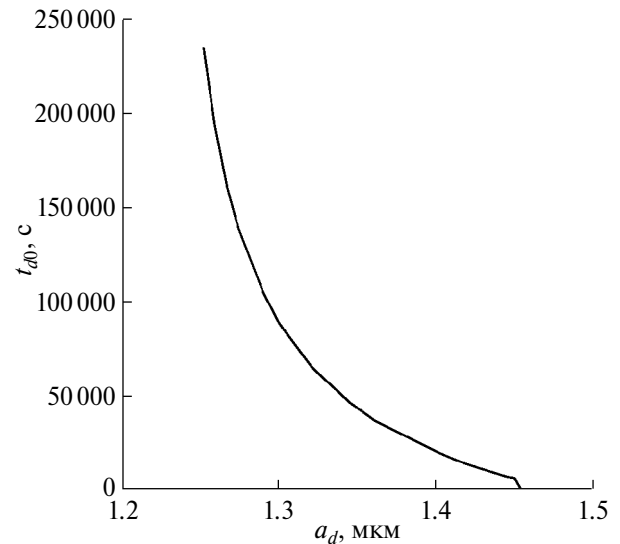


Рис. 12. Зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса при $\theta = 87^\circ$ для Фобоса.

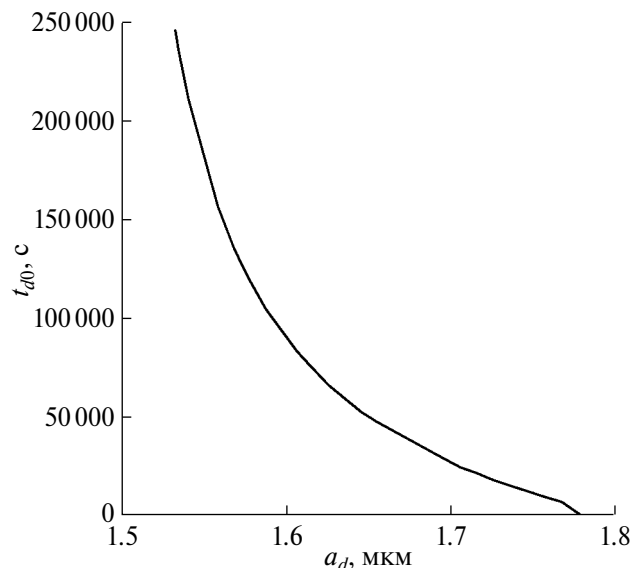


Рис. 13. Зависимость характерного времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы от ее радиуса при $\theta = 87^\circ$ для Деймоса.

должительности светлого времени суток. Таким образом, нестационарность плазменно-пылевой системы над освещенной частью поверхности спутника Марса проявляется практически в течение всей продолжительности дня как на Фобосе, так и на Деймосе.

Таким образом, формирование плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над спутником Марса (Фобосом или Деймосом) над его освещенной частью имеет нестационарный характер практически на всем протяжении светлого времени суток. Процессы вариации зарядов пылевых частиц, приводящие к затуханию их колебаний над поверхностью спутника и обу-

словленные аномальной диссипацией, оказываются слишком медленными по сравнению с протяженностью дня на каждом из спутников Марса.

Что касается астероидов, описание, представленное здесь для Фобоса и Деймоса, применимо и к ним. Однако, поскольку каждый астероид индивидуален, обладает свойственными именно для него геометрией, гравитационным полем и периодом вращения, выводы о характере формирования плазменно-пылевой системы у его поверхности следует формулировать для каждого конкретного случая.

АНОМАЛЬНАЯ ДИССИПАЦИЯ И КОМЕТНАЯ ПЫЛЬ

Как уже отмечалось, аномальная диссипация, связанная с процессами зарядки пылевых частиц, приводит к важной роли ударных волн. Факт существования пылевых ионно-звуковых ударно-волновых структур, связанных с аномальной диссипацией, был подтвержден как теоретически, так и экспериментально (Popel и др., 1996; Попель и др., 2001; Лосева и др., 2020). В настоящее время известно (Popel, Gisko, 2006), что в процессе формирования головной ударной волны при взаимодействии солнечного ветра с пылевой комой кометы важными оказываются ударно-волновые явления, связанные с процессом зарядки пылевых частиц.

Вблизи Земли, т. е. на расстоянии около 1 а. е., кометы обычно состоят из трех частей: видимого гигантского хвоста, невидимого ядра маленького размера (по сравнению с хвостом), а также атмосферы, окружающей ядро и называемой комой кометы. Кома и хвост образуются как следствие истечения вещества из ядра кометы. В ядре ледяные слои из замороженных газов чередуются с пылевыми слоями. По мере прогревания солнечным излучением образуемые в результате возгонки газы истекают наружу, увлекая за собой облака пыли. В результате ядро кометы является источником газопылевого потока, вытекающего навстречу солнечному ветру. Пыль из ядра и комы кометы отбрасывается назад силой светового давления Солнца.

Соотношение пыль/газ, характеризующее отношение масс тугоплавких и летучих компонент в ядре, полученное из наблюдений ком различных комет, находится в диапазоне от 0.1 до 1 (Rickman, 1998). Распределение пыли по размерам представляет собой степенную функцию размера частицы с показателем, близким к -4 (Grün, Jessberger, 1990). На примере кометы Галлея было показано (Mazets и др., 1987; Vaisberg и др., 1987), что минимальный размер частиц в указанном распределении порядка 10 нм. Концентрация

пылевых частиц микронных размеров в коме кометы (в предположении десятипроцентного содержания пыли в ней) у поверхности ядра может достигать значений 10^{11} см^{-3} (Losseva и др., 2002).

Ключевым вопросом исследования взаимодействия солнечного ветра с комой кометы является описание формирования головной ударной волны в результате этого взаимодействия. Из-за процессов фотоионизации газ, окружающий ядро кометы, частично ионизируется на расстоянии нескольких километров от ядра кометы. Взаимодействие протонов солнечного ветра и ионов кометы оказывается сильнее взаимодействий заряженных частиц и нейтралов, содержащихся в плазме комы кометы. Этот факт позволяет часто трактовать головную ударную волну как разрыв ионно-звуковой ударной волны. Присутствие заряженной пыли приводит к еще одному важному виду взаимодействия — взаимодействию протонов солнечного ветра с заряженными нано- и микромасштабными частицами в коме кометы. Процесс зарядки пылевых частиц описывается уравнением типа (2), где важную роль играет фототок электронов. Характерный заряд, который приобретают частицы с размером a порядка 1 мкм на расстоянии порядка 1 а. е. от Солнца, составляет $10^3 - 10^4 e$. На рис. 14 приведено отношение силы трения между протонами солнечного ветра и пылевыми частицами ($R_{\text{id}}^{\text{SW}}$) к силе трения между протонами солнечного ветра и ионами комы кометы ($R_{\text{ii}}^{\text{SW}}$) в зависимости от расстояния до ядра кометы (r) для различных концентраций микромасштабной ($a \sim 1 \text{ мкм}$) пыли у ядра кометы (Popel, Gisko, 2006).

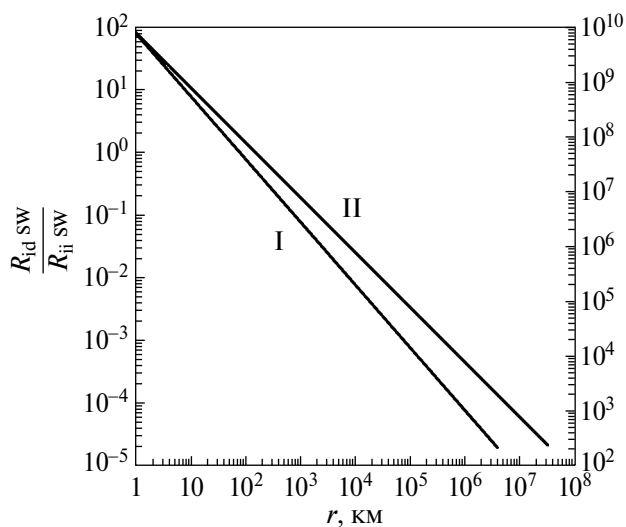


Рис. 14. Зависимости отношения $R_{\text{id}}^{\text{SW}} / R_{\text{ii}}^{\text{SW}}$ от r . Линии I и II соответствуют концентрациям микромасштабной пыли у ядра кометы 10^3 см^{-3} и 10^{11} см^{-3} . Значения концентраций на левой (правой) вертикальной оси соответствуют кривой I (II).

В результате гидродинамического взаимодействия ионов комы кометы и заряженной пыли с протонами солнечного ветра формируется головная ударная волна, фронт которой находится на расстоянии $R \sim 10^4$ км для характерных параметров солнечного ветра, спектра солнечного излучения в окрестности Земли и кометы с радиусом ядра порядка 1 км (Popel, Gisko, 2006). Оказывается, что для указанных параметров при достаточно плотной пылевой коме (с концентрацией пыли у поверхности ядра кометы, превосходящей 10^6 см $^{-3}$) головная ударная волна связана с аномальной диссипацией, обусловленной зарядкой пылевых частиц, а ширина $\Delta\xi$ ее фронта удовлетворяет соотношению $\Delta\xi \sim c_s/v_q$, свойственному для пылевых ионно-звуковых ударных волн (Попель и др., 2001). Здесь c_s — скорость ионного звука. На рис. 15 приведены профили такого типа ударных волн, полученные (Popel, Gisko, 2006) для $r \sim 10^4$ км.

Плазменно-пылевые процессы, связанные с аномальной диссипацией, могут также проявляться для комет, находящихся достаточно далеко от Солнца. Если расстояние от кометы до Солнца превышает 3 а. е., то для ряда комет, например, характеризующихся параметрами ядра, близкими к параметрам ядра кометы Галлея, пылевая плазма в окрестности их ядер формируется за счет электростатических взаимодействий, т. е. аналогично формированию пылевой плазмы вблизи других безатмосферных тел (таких, например, как Луна, Меркурий, спутники Марса). В этом случае пылевая плазма над освещенной Солн-

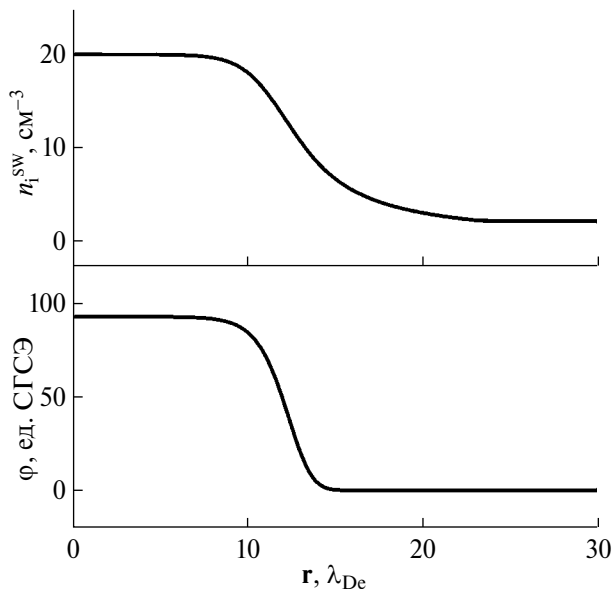


Рис. 15. Профили концентрации ионов солнечного ветра n_i^{sw} и электростатического потенциала ϕ в головной ударной волне. Пространственная переменная r выражена в единицах электронного дебаевского радиуса λ_{De} .

цем поверхностью кометы состоит, в частности, из фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также заряженных пылевых частиц. При этом динамика пылевых частиц определяется конкуренцией электростатической и гравитационной сил. Если же комета находится на более близких расстояниях от Солнца, то динамику пылевых частиц определяет газовый поток от ядра кометы. На рис. 16 для кометы с ядром, имеющим параметры (размер, плотность) ядра кометы Галлея, и находящейся на расстоянии 3 а. е. от Солнца, приведены зависимости зарядового числа пылевой частицы Z_d , ее размера a , напряженности электрического поля над поверхностью кометы E , а также отношения электростатической силы F_E к силе F_{fg} со стороны газового потока, действующих на пылевую частицу, в зависимости от высоты h над поверхностью кометы.

Роль аномальной диссипации проявляется при этом быстрым затуханием осцилляций заряженных пылевых частиц при их движении над поверхностью кометы за время порядка $2/v_q \sim 100$ с., которое, как правило, существенно меньше характерного времени вращения ядра кометы ~ 10 ч (см. Knight и др., 2023). Таким образом, оказывается возможным использование

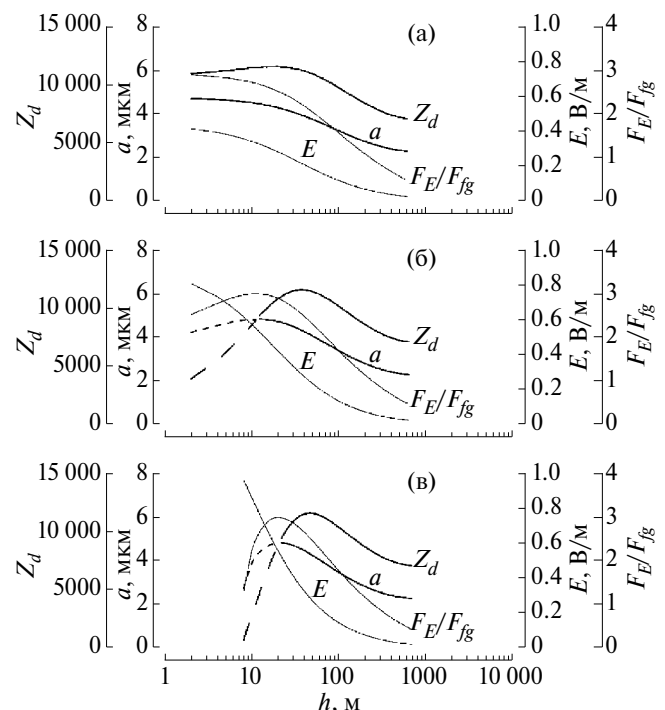


Рис. 16. Зависимости зарядового числа пылевой частицы Z_d , ее размера a , напряженности электрического поля над поверхностью кометы E , а также отношения электростатической силы F_E к силе F_{fg} со стороны газового потока, действующих на пылевую частицу, в зависимости от высоты h над поверхностью кометы, полученные при $\theta = 87^\circ$ (а), 77° (б) и 0° (в) в рамках стационарной модели.

стационарной модели пылевой плазмы, позволяющей провести расчеты, результаты которых приведены на рис. 16.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, аномальная диссипация, связанная с процессами зарядки пылевых частиц, является важным аспектом, который следует учитывать при рассмотрении проблем пылевой плазмы в самых разных ситуациях. В Солнечной системе аномальная диссипация может определять характер процессов в пылевой плазме в окрестностях Луны, Меркурия, спутников Марса — Фобоса и Деймоса, комет и других безатмосферных космических объектов. Так, например, отличительной особенностью траектории движения пылевых частиц в пылевой плазме над поверхностью безатмосферного космического тела является наличие осцилляций, затухающих за счет изменения зарядов пылевых частиц, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации в пылевой плазме. Для Луны процессы, вызывающие изменение заряда пылевых частиц, происходят слишком быстро по сравнению с продолжительностью лунного дня. В результате у большинства (~83%) пылевых частиц над лунной поверхностью, освещаемой Солнцем, осцилляции успевают затухнуть, и эти пылевые частицы могут рассматриваться как левитирующие. Лишь очень мелкие частицы в течение лунных суток не переходят в режим левитации, и при изучении этих частиц следует учитывать эффекты, связанные с нестационарностью плазменно-пылевой системы.

Аномальная диссипация играет существенную роль в обосновании использования модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над Меркурием. На основе численных расчетов показано, что, как правило, для описания пылевой экзосферы Меркурия над участками его поверхности, освещенными солнечным излучением, можно использовать приближение левитирующих пылевых частиц.

Формирование плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над освещенной частью Фобоса или Деймоса носит нестационарный характер в течение почти всего дневного времени. Изменения зарядов пылевых частиц, приводящие к затуханию их колебаний над поверхностью Фобоса или Деймоса, слишком медленные по сравнению с сутками на соответствующем марсианском спутнике. В ситуации с Фобосом и Деймосом можно оценить лишь основные характерные параметры плазменно-пылевой системы (характерные концентрации пылевых частиц и фотоэлектронов, характерные заряды и высо-

ты подъема пылевых частиц и т. д.). Для получения более определенных данных о параметрах плазменно-пылевой системы вблизи Фобоса или Деймоса необходимо иметь дополнительную информацию о свойствах почвы на спутнике Марса, таких как работа выхода и квантовый выход почвы. Получение этих данных возможно в ходе будущих космических миссий.

При рассмотрении комет известны, по крайней мере, два проявления аномальной диссипации. Это, во-первых, формирование головной ударной волны при взаимодействии солнечного ветра с пылевой комой кометы. Головную ударную волну иногда можно трактовать как разновидность пылевой ионно-звуковой ударной волны (Popel, Gisko, 2006). Для типичных размеров ядра кометы (~1 км) и относительно плотной пылевой комы (с концентрацией пылевых частиц в ней, превосходящей 10^6 см^{-3}) при формировании головной ударной волны важную роль играет аномальная диссипация, обусловленная зарядкой пылевых частиц. Такая головная ударная волна, по-видимому, имеет природу, которая аналогична природе пылевых ионно-звуковых ударных волн (Popel и др., 1996; Попель и др., 2001; Лосева и др., 2020). Во-вторых, для кометы, характеризуемой параметрами ядра, близкими к параметрам ядра кометы Галлея, пылевая плазма в окрестности ядра кометы формируется за счет электростатических взаимодействий, т. е. аналогично формированию пылевой плазмы вблизи других безатмосферных тел (таких, например, как Луна, Меркурий, спутники Марса), если расстояние от кометы до Солнца не меньше ~3 а. е. Роль аномальной диссипации проявляется при этом быстрым затуханием осцилляций заряженных пылевых частиц при их движении над поверхностью кометы и возможностью использования стационарной модели пылевой плазмы в окрестностях ядра кометы. Если же комета находится на расстояниях от Солнца, более близких, чем ~3 а. е., то динамику пылевых частиц определяет газовый поток от ядра кометы.

Данная работа была частично поддержана в рамках Программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” НЦФМ (разделы, посвященные Луне, Меркурию, спутникам Марса), а также грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (раздел, посвященный кометам).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альвен Х., Арпенуус Г. Эволюция Солнечной системы. М.: Мир, 1979. 512 с.
- Богатиков О.А. Неорганические наночастицы в природе // Вестн. РАН. 2003. Т. 73. № 5. С. 426–428.

- Голубь А.П., Попель С.И. Нестационарные процессы при формировании пылевой плазмы у поверхности Фобоса // Письма в ЖЭТФ. 2021а. Т. 113. № 7. С. 440–445.
- Голубь А.П., Попель С.И. Нестационарные процессы при формировании пылевой плазмы у поверхности спутника Марса – Деймоса // Физика плазмы. 2021б. Т. 47. № 8. С. 741–747.
- Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В. Пылевая плазма на Луне. Проблемы моделирования и измерений // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 5. С. 441–455.
- Зеленый Л.М., Захаров А.В., Попель С.И., Кузнецов И.А., Розенфельд Е.В. Физические процессы формирования и особенности плазменно-пылевой экзосферы Луны // УФН. 2024. Т. 194. № 6. С. 569–599.
- Колесников Е.К., Мануйлов А.С. Расчет напряженности электростатического поля над поверхностью Луны, покрытой монослоем водорода // Астрон. журн. 1982. Т. 59. № 5. С. 996–998.
- Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П. Пылевые ионно-звуковые ударные волны в лабораторной, ионосферной и астрофизической плазме // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 11. С. 1007–1025.
- Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортков В.Е. Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц // УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1215–1226.
- Попель С.И., Голубь А.П., Лосева Т.В. Пылевые ионно-звуковые ударно-волновые структуры: теория и лабораторные эксперименты // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. № 7. С. 396–401.
- Попель С.И. Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
- Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. Пылевая плазма у поверхности Луны // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 6. С. 455–466. (Popel S.I., Kopnin S.I., Golub' A.P., Dol'nikov G.G., Zakharov A.V., Zelenyi L.M., Izvekova Yu.N. Dusty plasma at the surface of the Moon // Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 6. P. 419–429).
- Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф. К вопросу о распределении фотоэлектронов над освещенной частью Луны // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. № 3. С. 131–137.
- Попель С.И. Пыль и пылевая плазма в Солнечной системе // Природа. 2015. № 9. С. 48–56.
- Попель С.И., Голубь А.П. К вопросу об аномальной диссипации в плазме запыленной экзосферы Луны // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. № 10. С. 629–635.
- Попель С.И. Проявления аномальной диссипации в плазменно-пылевых системах // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 1. С. 48–56.
- Попель С.И., Зеленый Л.М., Захаров А.В. Пылевая плазма в Солнечной системе: безатмосферные космические тела // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 8. С. 813–820.
- Фортков В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495–544.
- Фортков В.Е., Батулин Ю.М., Морфилл Г.О., Петров О.Ф. Плазменный кристалл, Космические эксперименты. М.: Физматлит, 2015. 272 с.
- Хабарова О.В. Частное сообщение (2022).
- Цытович В.Н. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 57.
- Цытович В.Н., Винтер Дж. Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // УФН. 1998. Т. 168. № 8. С. 899–907.
- Benkadda S., Tsytoich V.N. Modulational instability in dusty plasmas // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. № 8. P. 2970–2974.
- Benkhoff J., Murakami G., Baumjohann W., Besse S., Bunce E., Casale M., Cremosese G., Glassmeier K.-H., Hayakawa H., Heyner D., and 21 co-authors. BepiColombo – mission overview and science goals // Space Sci. Rev. 2021. V. 217. № 8. P. 90.
- Bouchoule A. (ed.) Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing. New York: John Wiley and Sons Inc., 1999. 408 p.
- Brownlee D.E. The Stardust comet mission: Studying sediments from the Solar System's frozen attic // Elements. 2012. V. 8. № 5. P. 327–328.
- Colwell J.E., Robertson S.R., Horányi M., Wang X., Poppe A., Wheeler P. Lunar dust levitation // J. Aerospace Eng. 2009. V. 22. P. 2–9.
- Divine N., Fechtig H., Gombosi T.I., Hanner M.S., Keller H., Larson S., Mendis D., Newburn R., Reinhard R., Sekani-na Z., Yeomans D. The comet Halley dust and gas environment // Space Sci. Rev. 1986. V. 43. № 1. P. 1–104.
- 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. № 1–2. P. 1–103.
- González-Esparza A. Interplanetary shocks and solar wind structure approaching solar maximum: Helios, IMP-8 and Voyager observations // Space Sci. Rev. 2001. V. 97. P. 197–200.
- Grard R.J.L., Tunaley J.K.E. Photoelectron sheath near a planetary probe in interplanetary space // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 2498–2505.
- Grün E., Jessberger E. Dust, Physics and Chemistry of Comets. Berlin: Springer, 1990. P. 113–176.
- Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds). Interplanetary Dust. Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 2001. 834 p.
- Hiremath K.M. Magnetic field structure of Mercury // Planet. and Space Sci. 2012. V. 63–64. P. 8–14.
- Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., and 4 co-authors. The lunar dust experiment

- (LDEX) onboard the lunar atmosphere and dust environment explorer (LADEE) mission // *Space Sci. Rev.* 2014. V. 185. № 1–4. P. 93–113.
- Knight M.M., Kokotanekova R., Samarasinha N.H.* Physical and Surface Properties of Comet Nuclei from Remote Observations // *arXiv:2304.09309 [astro-ph.EP]*. 2023. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2304.09309>
- Li D., Wang Y., Zhang H., Zhuang J., Wang X., Wang Y., Yang S., Sun Z., Wang X., Chen L., and 13 co-authors.* In-situ measurements of lunar dust at the Chang'E-3 landing site in the northern Mare Imbrium // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2019. V. 124. № 8. P. 2168–2177.
- Losseva T.V., Golub' A.P., Kosarev I.B., Popel S.I., Nemtchinov I.V.* Physical and Gasdynamical Processes Caused by Cometary Impacts onto the Sun // *Proc. Conf. Asteroids, Comets, Meteors – ACM2002*, European Space Agency, 2002. P. 873–876.
- Mann I., Krivov A., Kimura H.* Dust cloud near the Sun // *Icarus*. 2000. V. 146. № 2. P. 568–582.
- Mazets E.P., Sagdeev R.Z., Aptekar R.L., Golenetskii S.V., Guryan Y.A., Dyatchkov A.V., Ilyinskii V.N., Panov V.N., Petrov G.G., Savvin A.V., and 5 co-authors.* Dust in comet P/Halley from Vega observations // *Astron. and Astrophys.* 1987. V. 187. P. 699–706.
- Merlino R.L., Goree J.A.* Dusty plasmas in the laboratory, industry, and space // *Phys. Today*. 2004. V. 57. № 7. P. 32–39.
- Mishra S.K., Bhardwaj A.* Photoelectron sheath on lunar sunlit regolith and dust levitation // *Astrophys. J.* 2019. V. 884. № 1. P. 5.
- Ostrikov K.* Reactive plasmas as a versatile nanofabrication tool // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. № 2. P. 489–511.
- Popel S.I., Yu M.Y., Tsytoich V.N.* Shock waves in plasmas containing variable-charge impurities // *Phys. Plasmas*. 1996. V. 3. № 12. P. 4313–4315.
- Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Morfill G.* Weakly-dissipative dust-ion-acoustic solitons // *Phys. Rev. E*. 2003. V. 67. № 5. id. 056402.
- Popel S.I., Morfill G.E.* Nonlinear wave structures in complex plasmas: Theory and experiments // *Ukr. J. Phys.* 2005. V. 50. № 2. P. 161–170.
- Popel S.I., Gisko A.A.* Charged dust and shock phenomena in the Solar System // *Nonlin. Proc. in Geophys.* 2006. V. 13. P. 223–229.
- 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.
- Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M., Dubinskii A. Yu.* Lunar dust and dusty plasmas: Recent developments, advances, and unsolved problems // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 156. P. 71–84.
- Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* Dust dynamics in the lunar dusty plasmas: Effects of magnetic fields and dust charge variations // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. № 1. id. 013701.
- Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M.* Dusty plasmas above the sunlit surface of Mercury // *Phys. Plasmas*. 2023. V. 30. № 4. id. 043701.
- Rennilson J.J., Criswell D.R.* Surveyor observations of lunar horizon-glow // *The Moon*. 1974. V. 10. P. 121–142.
- Rickman H.* Composition and physical properties of comets // *Solar System Ices* / Eds: Schmitt B., de Bergh C., Festou M. Dordrecht: Kluwer, 1998. P. 395–417.
- Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to dusty plasmas physics. Bristol: IOP Publishing, 2002. 265 p.
- Thomas P.* Surface features of Phobos and Deimos // *Icarus*. 1979. V. 40. P. 223–243.
- Thomas P., Veverka J.* Downslope movement of material on Deimos // *Icarus*. 1980. V. 42. P. 234–250.
- Tsytoich V.N., Havnes O.* Charging processes, dispersion properties and anomalous transport in dusty plasmas // *Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion*. 1993. V. 15. P. 267–290.
- Tsytoich V.N.* One-dimensional self-organised structures in dusty plasmas // *Austral. J. Phys.* 1998. V. 51. № 5. P. 763–834.
- Tsytoich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 370 p.
- Vaisberg O.L., Smirnov V., Omelchenko A., Gorn L., Iovlev M.* Spatial and mass distribution of low-mass dust particles ($m < 10^{-10}$ g) in comet P/Halley's coma // *Astron. and Astrophys.* 1987. V. 187. P. 753–760.
- Vladimirov S.V., Ostrikov K.* Dynamic self-organization phenomena in complex ionized gas systems: New paradigms and technological aspects // *Phys. Rep.* 2004. V. 393. № 3–6. P. 175–380.
- Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A.* Physics and applications of complex plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 500 p.
- Zakharov A., Horányi M., Lee P., Witasse O., Cipriani F.* Dust at the Martian moons and in the circummartian space // *Planet. and Space Sci.* 2014. V. 102. P. 171–175.
- Zhang H.Y., Wang Y., Chen L.P., Zhang H., Li C.H., Zhuang J.H., Li D.T., Wang Y.J., Yang S.S., Li X.Y., Wang W.D.* In-situ lunar dust deposition amount induced by lander landing in Chang'E-3 mission // *Sci. China Tech. Sci.* 2020. V. 63. P. 520–527.
- Zook H., McCoy J.* Large scale lunar horizon glow and a high-altitude lunar dust exosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. № 11. P. 2117–2120.

УДК 550.42

ПОТЕНЦИАЛЬНО ПЕРВИЧНЫЕ КОМПОНЕНТЫ КСЕНОНА В ОБОГАЩЕННЫХ НАНОАЛМАЗОМ ФРАКЦИЯХ МЕТЕОРИТОВ: НОВЫЕ ИЗОТОПНЫЕ СОСТАВЫ И ФАЗЫ НОСИТЕЛИ

© 2024 г. А. В. Фисенко*, Л. Ф. Семенова, Т. А. Павлова**

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

**e-mail: anat@chgn.net.ru*

***pavlova4tat@mail.ru*

Поступила в редакцию 15.10.2023 г.

После доработки 23.10.2023 г.

Принята к публикации 26.10.2023 г.

Потенциально первичный компонентный состав ксенона в обогащенных наноалмазом фракциях (ОНФ) метеоритов определен в предположении, что в нем имеются два почти нормальных, но разных по изотопному составу компонента (Xe-P3 и Xe-P3n). Компонент Xe-P3n содержится в индивидуальной популяции зерен алмаза, тогда как компонент Xe-P3 — в алмазоподобных каемках на зернах алмаза. Наличие компонента Xe-P3n сделало возможным использование радиоактивных продуктов классического г-процесса нуклеосинтеза при взрыве сверхновой II типа для образования по гипотезе Ott (1996) двух компонентов ксенона с аномальным изотопным составом (Xe-pr1n и Xe-pr2n) без повышенного содержания изотопа ^{132}Xe относительно содержания изотопа ^{136}Xe . Предполагается, что имплантация (сорбция) изотопов компонентов Xe-pr1n и Xe-pr2n в их фазы носители произошла, вероятно, в разных по составу турбулентных зонах смешения внешних и внутренних оболочек сверхновой II типа после ее взрыва. Компонент Xe-pr1n содержится в индивидуальной популяции зерен наноалмаза, тогда как фазой носителем Xe-pr2n впервые предполагаются зерна SiC-X, эволюция которых связана со сверхновой II типа. Поэтому при разрушении зерен SiC-X, например, в лабораторных условиях выделяется смесь из компонентов Xe-S и Xe-pr2n, обозначенная нами как Xe-X. Таким образом, согласно предложенной нами концепции, первичный компонентный состав ксенона состоит, кроме Xe-S, из Xe-P3, Xe-P3n, Xe-pr1n и Xe-X, содержащихся в разных индивидуальных фазах носителях. Проведенные успешные вычисления содержаний этих компонентов в ОНФ таких разных метеоритов, как Murchison CM2 и Allende CV3, и их анализ показали, что указанные выше компоненты могут быть реальными компонентами.

Ключевые слова: наноалмаз метеоритов, первичные компоненты ксенона, новые изотопные составы, зерна SiC-X

DOI: 10.31857/S0320930X24020082, **EDN:** NTYNGC

ВВЕДЕНИЕ

Исследования благородных газов в обогащенных наноалмазом фракциях (ОНФ) метеоритов — перспективное направление исследования реликтов (досолнечных) зерен протопланетного облака в метеоритном веществе. Использование этих фракций в данном случае обусловлено тем, что содержащийся в них каждый из благородных газов (в частности, ксенон) — это смеси различных по изотопному составу его компонентов, образованных в разных процессах нуклеосинтеза (Huss, Lewis, 1994a). Ранее было показано, что изотопный состав ксенона в ОНФ может быть представлен как смесь его компонентов, обозначенных как Xe-P3, Xe-P6 или Xe-P6e, Xe-HL и Xe-S (Huss, Lewis, 1994b). На основании иден-

тифицированных компонентов ксенона в работе (Huss, Lewis, 1994a) было предположено следующее. Компоненты Xe-P3 и Xe-P6 по изотопному составу подобны солнечному составу, но существенно отличаются между собой по температуре выделения: Xe-P3 выделяется в основном при низкой температуре пиролиза ($<800^\circ\text{C}$), тогда как Xe-P6 — при более высокой ($>1100^\circ\text{C}$). Изотопные составы Xe-HL и Xe-P6e уникальны — каждый из них одновременно обогащен как легкими, так и тяжелыми изотопами ксенона. Оба эти компонента выделяются в основном при высоких температурах ($>1100^\circ\text{C}$), причем Xe-P6e более высокотемпературный. Кинетика выделения компонента Xe-S при пиролизе подобна таковой для Xe-P6e. Из приведенных компонентов только

Хе-S можно отнести к первичному (исходному) компоненту ксенона. Здесь и далее к первичным компонентам ксенона мы относим компоненты ксенона, состоящие из изотопов, образованных в одном из процессов нуклеосинтеза или из нескольких разных процессов нуклеосинтеза, которые не могут быть разделены между собой. В случае компонента Хе-S — это медленный процесс захвата нейтронов (s-процесс), например, на стадии эволюции звезд AGB (асимптотическая ветвь гигантов) и его фазой носителем являются зерна SiC (Lewis и др., 1994), а также зерна наноалмаза, генезис которых связан с этими звездами (Verchovsky и др., 2006). Для компонента Хе-P3 астрофизическим источником предполагается молекулярное облако, являющееся результатом смещения, в частности, изотопов ксенона, образованных в различных процессах нуклеосинтеза. Поэтому компонент Хе-P3 также можно отнести, в некоторой степени, к первичному компоненту ксенона. Его фазой носителем принимаются зерна наноалмаза и/или алмазоподобные каемки на этих зернах. Возможность образования этих фаз из органического вещества в молекулярном облаке под действием ультрафиолетового облучения была показана, например, в работе (Kouchi, Nakano, 2005). Относительно низкотемпературное выделение Хе-P3 при ступенчатом пиролизе ОНФ метеоритов обусловлено либо диффузией, в предположении, что ксенон находится в ловушках кристаллической решетки алмазов с низкой энергией активации (Koscheev и др., 2001), либо диффузией (и/или деструкцией) из алмазоподобной каемки (Huss, Lewis, 1994a; Fisenko и др., 2014). Высокотемпературный пик выделения Хе-P3 обусловлен графитизацией зерен наноалмаза. Образование изотопного состава компонента Хе-P6 в настоящее время неясно.

Компоненты Хе-HL и Хе-P6e имеют аномальный изотопный состав из-за резкого обогащения легкими ($^{124,126}\text{Xe}$) и тяжелыми ($^{134,136}\text{Xe}$) изотопами по сравнению с солнечным составом. Одновременное обогащение ксенона этими изотопами обусловлено дополнительным содержанием этих изотопов, образованных, наиболее вероятно, при взрыве сверхновой II типа в р-процессе (фоторасщепление) и в классическом или в “мини” г-процессе (быстрый захват нейтронов) (Heumann, Dziczkaniec, 1979; Clayton, 1989; Howard и др., 1992). При классическом г-процессе нуклеосинтеза образование тяжелых изотопов компонента Хе-HL (т. е. “ветвь” Хе-H) происходило в результате кратковременного (около 2 часов) захвата продуктов радиоактивного распада их предшественников с момента взрыва сверхновой II типа (Ott, 1996). Промежуточные по массе изотопы ксенона компонента Хе-HL с массой 128–132,

кроме ^{130}Xe , образованы в s- и г-процессах нуклеосинтеза. Изотоп ^{130}Xe образуется только в s-процессе нуклеосинтеза, так как его образование в г-процессе блокируется стабильным изотопом ^{130}Te . Таким образом, Хе-HL и Хе-P6e — это смесь изотопов ксенона, образованных в разных процессах нуклеосинтеза и, возможно, в разных астрофизических источниках.

В настоящее время общепринято считать, что компоненты ксенона с аномальным изотопным составом — это смесь двух субкомпонентов: почти “нормального” по изотопному составу ксенона и образованного в р- и г-процессах нуклеосинтеза аномального ксенона (см., например, Ott, 1996; Gilmour и др., 2005). Последний, субкомпонент с аномальным изотопным составом, мы относим к первичному компоненту ксенона, так как в настоящее время отделить р- и г-изотопы друг от друга не представляется возможным. Изотопный состав этого первичного компонента можно определить, вычитая из состава компонента Хе-HL, а также, вероятно, Хе-P6e, их “нормальную” составляющую изотопного состава, нормируя ее к содержанию всего ^{130}Xe . Поэтому изотопный состав этого первичного компонента существенно зависит от состава нормального компонента. В частности, использование почти нормального компонента Хе-P3 и предположение, что каждый из субкомпонентов Хе-HL содержится в индивидуальных популяциях зерен наноалмаза, позволило определить содержание первичных компонентов ксенона с аномальным изотопным составом в метеоритах Tieschitz H3.6, Orgueil C1 и Indarch EH3–4 (Фисенко, Семенова, 2020). При этом основным компонентом ксенона в этих метеоритах, независимо от их петрологического типа, является компонент Хе-P3, и его термостабильность находится в широком интервале температур, в том числе его высокотемпературная часть выделения сопоставима с таковой для субкомпонента с аномальным изотопным составом ксенона.

Использование индивидуальных субкомпонентов как для Хе-HL, так и Хе-P6e при вычислениях компонентного состава ксенона показало, что ксенон в ОНФ метеоритов в основном может состоять из почти нормального компонента Хе-P3, а также из компонентов с аномальным изотопным составом Хе-pr1 и Хе-pr2, являющихся аномальными субкомпонентами в Хе-HL и в Хе-P6e соответственно. Два последних компонента могли быть образованы в р- и г-процессах нуклеосинтеза при взрыве одной из сверхновых II типа, но имплантированы/захвачены в зерна алмаза в разные промежутки времени (Фисенко, Семенова, 2022).

Использование компонента Хе-P3 для вычисления по гипотезе Ott первичных компонентов

ксенона с аномальным изотопным составом приводит к повышению величины отношения в них $^{132}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ относительно величины, соответствующей продолжительности захвата тяжелых изотопов ксенона – 0.07 против 0.01 (Ott, 1996). Это различие, по предположению Ott, обусловлено добавлением к компоненту Хе-НЛ некоторого содержания изотопов ксенона, образованных в результате полного распада их радиоактивных предшественников. Однако на какой стадии образования, в частности, компонента Хе-НЛ происходит это добавление – неизвестно. Уменьшение величины отношения $^{132}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ от 0.07 до 0.04 было получено в предположении масс фракционирования Хе-РЗ при имплантации в нанозерна алмаза. Это предположение сделано на основании результатов модельных экспериментов по имплантации благородных газов в синтетические наноалмазы (Huss и др., 2008). Вместе с тем более существенное соответствие между кратковременной имплантацией и величиной отношения $^{132}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ может быть, как впервые нами показано, достигнуто в результате корректирования изотопного состава компонента Хе-РЗ (Fisenko и др., 2023). Такое корректирование возможно, поскольку вопрос о соответствии изотопного состава нормального субкомпонента Хе-РЗ компонентам с аномальным изотопным составом ксенона является открытым в настоящее время.

В данной работе на основании использования скорректированного почти нормального по изотопному составу компонента (обозначен как Хе-РЗn), позволившего получить соответствие между избыточными содержаниями ^{132}Xe и ^{136}Xe , выполнено следующее: 1) определение новых аномальных изотопных составов компонентов ксенона, обозначенных как Хе-р1n и Хе-р2n, соответствующих субкомпонентам с аномальным изотопным составом в компонентах Хе-НЛ и Хе-Р6е; 2) решение вопроса об образованных при эволюции сверхновой II типа зерен SiC-X как фазы носителя компонента с аномальным изотопным

составом Хе-р2n; 3) вычисления и анализ содержаний предполагаемых первичных компонентов Хе-РЗ, Хе-РЗn, Хе-р1n и Хе-р2n, а также ХеS в ОНФ таких разных по химическому классу и петрологическому типу метеоритов, как Murchison CM2 и Allende CV3. Некоторые полученные предварительные результаты этой работы приведены в (Фисенко и др., 2023; Fisenko, Semjonova, 2022; Fisenko и др., 2023).

КОРРЕКТИРОВАНИЕ И ВЫЧИСЛЕНИЯ ИЗОТОПНЫХ СОСТАВОВ КОМПОНЕНТОВ КСЕНОНА

В рамках гипотезы Ott величина отношения $^{132}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ для субкомпонента с аномальным изотопным составом в Хе-НЛ равна 0.011 (Ott, 1996). Для получения этой величины содержание Хе-S в компоненте Хе-РЗ нами уменьшено на 3.6% (относительно ^{130}Xe). Вычисленные после этого изотопные составы почти нормального компонента и аномального субкомпонента, обозначенные как Хе-РЗn и Хе-р1n, приведены в табл. 1.

В составе компонента Хе-р1n величина отношения $^{132}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ равна 0.013 и она почти соответствует продолжительности (2.12 ч) распада радиоактивных предшественников ксенона, вычисленной на основании отношения $^{134}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$. Компоненты ксенона Хе-РЗn и Хе-р1n мы относим к первичным компонентам, и каждый из них содержится в индивидуальных популяциях зерен наноалмаза. Подчеркнем, что, в отличие от Хе-РЗn, содержащегося в зернах наноалмаза, компонент Хе-РЗ, идентифицированный в (Huss, Lewis, 1994a), содержится в алмазоподобной фазе носителя либо в виде индивидуальных зерен, либо в поверхностных каемках зерен наноалмаза. Термостабильность компонента Хе-РЗ ниже, чем у Хе-РЗn. Таким образом, в нашей концепции почти нормальный по изотопному составу компонент Хе-РЗ – это смесь Хе-РЗn с некоторой долей Хе-S. Для этой смеси величина отношения Хе-S/Хе-РЗn равна 0.012.

Таблица 1. Изотопные составы потенциально первичных компонентов ксенона ($^{132}\text{Xe} = 100$) в обогащенных наноалмазом фракциях метеоритов

Компонент	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{129}Xe	^{130}Xe	^{131}Xe	^{134}Xe	^{136}Xe
Хе-РЗ	0.451	0.404	8.06	104.2	15.91	82.32	37.70	31.00
Хе-РЗn	0.456	0.409	7.896	105.3	15.518	83.09	38.13	31.37
Хе-S	0	0.033	21.59	11.08	48.26	18.6	2.22	0.34
Хе-р1n	76.93	32.24	236.75	161.06	≡0	346.56	5092	7693
Хе-р2n	77.01	38.40	305.28	1297	≡0	499.22	4614	7812
Хе-X	14.95	7.48	76.65	261.26	38.89	111.90	897.36	1516.52

Далее мы предполагаем, что в компоненте Хе-Р6е: 1) субкомпонентом с нормальным изотопным составом является компонент Хе-Р3п; 2) субкомпонент с аномальным изотопным составом, обозначенный далее как Хе-р2п, по своему генезису подобен таковому Хе-р1п. Как следует из этих предположений, компонент Хе-Р6е должен содержать также компонент Хе-С. Это обусловлено высокой величиной отношения $^{130}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ в компоненте Хе-Р6е относительно Хе-Р3п (0.1589(3) против 0.1552(3)) соответственно. Поэтому компонентный состав Хе-Р6е представляет собой смесь субкомпонентов Хе-Р3п, Хе-р2п и Хе-С в соотношении ($^{132}\text{Xe} = 100$): 98.41(9), 0.309(1), 1.282(88) соответственно. Здесь и далее в скобках — числа, соответствующие конечным числам в значении погрешности вычислений, т. е., например, 1.282(88) это 1.282 ± 0.088 . Вычисленный изотопный состав субкомпонента Хе-р2п в Хе-Р6е при величине отношения $^{132}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$, равного 0.012, приведен в табл. 1. Здесь также приведен общепринятый изотопный состав Хе-С по данным в (Lewis и др., 1994).

На основании приведенного компонентного состава Хе-Р6е мы предполагаем, что на трех графиках изотопов ксенона, одним из конечных членов линейной зависимости, содержащим компонент Хе-Р6е, является компонент Хе-Р3п, так же как для компонента Хе-НЛ. В этом случае другим конечным членом этой зависимости должна быть смесь Хе-р2п с Хе-С. Эта смесь компонентов далее принимается нами как индивидуальный компонент, и он обозначен как Хе-Х. Его изотопный состав приведен также в табл. 1. Исходя из компонентного состава Хе-Р6е, величину соотношения субкомпонентов Хе-р2п/Хе-С в компоненте Хе-Х можно оценить как 0.241(17). Наиболее вероятным процессом образования компонента Хе-Х является имплантация (или сорбция) Хе-р2п в зерна SiC и/или в образованные в AGB-звездах зерна nanoалмаза, резко обогащенные Хе-С (Verchovsky и др., 2006). В этом случае генезис и/или эволюция этих зерен обоих типов должны быть связаны со сверхновой II типа, поскольку, как отмечено выше, Хе-р2п с аномальным изотопным составом образуется из радиоактивных продуктов классического г-процесса при взрыве этой сверхновой. Далее мы выбираем зерна SiC как фазу носитель компонента Хе-Х. Это связано с тем, что такие зерна, обозначенные как зерна SiC-X, были идентифицированы ранее по изотопным признакам, например, углерода и азота, а также по содержаниям радиогенного ^{44}Ca в индивидуальных микронных зернах SiC кислотно нерастворимого остатка метеорита Murchison CM2 (Nittler, Hoppe, 2005). Для последующего обсуждения необходимо подчеркнуть, что каждое

из идентифицированных зерен SiC-X в этой работе содержит в основном только некоторые из этих признаков. Эта особенность свидетельствует о том, что эволюция зерен SiC-X происходила в разных областях сверхновой после ее взрыва. Предположение о возможном содержании благородных газов в зернах SiC-X, по крайней мере компонентов с аномальным изотопным составом ксенона, было сделано на основании анализа его компонентного состава в ОНФ некоторых метеоритов (Фисенко, Семенова, 2022; Fisenko и др., 2023).

Из данных в табл. 1 следует, что величины отношений $^{134}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ для компонентов Хе-р1п и Хе-р2п равны 0.662 и 0.591 соответственно. Согласно гипотезе Ott, эти значения отношений указывают на продолжительность захвата изотопов ксенона фазами носителями с момента взрыва сверхновой в течение 2.12 и 1.89 ч соответственно. За эти временные интервалы происходит почти полный распад радиоактивных предшественников изотопа ^{124}Xe , образованных в р-процессе нуклеосинтеза при взрыве сверхновой II типа. Поэтому почти равные отношения $^{124}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ для компонентов Хе-р1п и Хе-р2п (0.0100 и 0.00985 соответственно) могут свидетельствовать об одном астрофизическом источнике образования этих компонентов, например, сверхновой II типа. Вместе с тем для Хе-р2п со временем захвата изотопов ксенона, более коротким по сравнению с Хе-р1п, отношения содержаний изотопов $^{126}, ^{128}, ^{129}, ^{131}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$, образованных в основном в s- и г-процессах нуклеосинтеза, более высокие, чем для компонента Хе-р1п. Это различие отражает, наиболее вероятно, как отмечалось выше, разные фазы носители этих компонентов, а именно: для Хе-р1п — это зерна nanoалмаза, тогда как для Хе-р2п — зерна SiC-X. Поэтому повышенные отношения содержаний изотопов ксенона в компоненте Хе-р2п могли быть результатом неопределенности изотопного состава Хе-С в зернах SiC-X. Кроме этого, из-за возможно больших размеров зерен SiC-X, чем зерна nanoалмаза, увеличивается доля захваченных радиоактивных предшественников изотопов ксенона в зернах SiC-X. Последний фактор обусловил наиболее резкое увеличение отношения $^{129}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ в компоненте Хе-р2п по сравнению с Хе-р1п за счет более эффективного захвата ^{129}I в результате возможного взаимодействия атомов йода с кремнием. Захват ксенона компонентов Хе-р1п и Хе-р2п зернами алмаза и SiC-X, соответственно, произошел, как мы предполагаем, в разных по химическим составам турбулентных зонах смешения фрагментов внешних и внутренних слоев одной из сверхновых II типа при ее взрыве. В этом случае вычисленные нами выше продолжительности образо-

вания компонентов Хе-р1n и Хе-р2n (т. е. 2.12 ч и 1.89 ч соответственно) являются следствием продолжительности существования, т. е. продолжительности экранирования от внешней среды этих турбулентных зон. Естественно предположить, что каждый из компонентов Хе-р1n и Хе-р2n представляет собой средний состав многих турбулентных зон с близкими (подобными) их свойствами.

На основании вышеприведенного, мы принимаем, что компонент Хе-р2n представляет собой средний состав одной из групп и содержится в основном в индивидуальной популяции зерен SiC-X, тогда как компонент Хе-р1n — это средний состав другой группы зон и содержится в основном в индивидуальной популяции зерен наноалмаза. Различия этих компонентов по изотопному составу свидетельствует о различии свойств между группами этих зон. В первом приближении это различие отмечалось выше для зерен SiC-X по данным (Nittler, Hoppe, 2005). Вопрос о происхождении при взрыве сверхновой зон, различающихся по степени обогащения нанозернами алмаза и SiC-X, является открытым на данной стадии исследования. Возможно, что одним из основных факторов, способствующих такому различию турбулентных зон, является различие температур газопылевой среды этих зон. В этом случае температура групп турбулентных зон, в которых происходит образование компонента Хе-р2n, должна быть более высокой, чем таковая в группе зон с образованием Хе-р1n, и тем самым в ней в большей степени сохранены зерна SiC-X, чем зерна наноалмаза.

Таким образом, согласно нашей концепции, следует, что компонентный состав ксенона в ОНФ метеоритов состоит из таких потенциально первичных компонентов: два компонента с почти нормальным изотопным составом Хе-Р3 и Хе-Р3n и два компонента с аномальным изотопным составом Хе-р1n и Хе-Х, и Хе-Х, и Хе-Х. Каждый из этих компонентов, кроме Хе-Р3, содержится в индивидуальной популяции зерен их фаз носителей. Для компонентов ксенона Хе-Р3n и Хе-р1n этими фазами являются зерна наноалмаза. Компонент ксенона Хе-Р3 содержится, наиболее вероятно, в алмазоподобной фазе в виде индивидуальных зерен и/или в поверхностных каемках зерен наноалмаза. Фазой носителем компонента Хе-Х являются зерна SiC-X, образованные на стадии красного гиганта предсверхновой II типа, тогда как носители компонента Хе-Х — это зерна SiC, образованные, например, при эволюции AGB-звезд.

Ниже приведены полученные нами результаты анализа вычисленных содержаний предполагаемых первичных компонентов ксенона в ОНФ

таких разных метеоритов, как Murchison и Allende, относящихся к разным химическим классам и испытавших в разной степени термальный метаморфизм.

ВЫЧИСЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЙ КОМПОНЕНТОВ КСЕНОНА В ОНФ МЕТЕОРИТОВ

Принимая во внимание, что субкомпонентами в Хе-Р3 являются компоненты Хе-Р3n и Хе-Х, тогда как в Хе-Х-Хе-р2n и Хе-Х, для детального анализа соотношений компонентов ксенона мы вычислили их содержания в ОНФ метеоритов Murchison и Allende для таких компонентов, как Хе-Р3n, Хе-р1n, Хе-р2n и Хе-Х. При таком подходе индикаторами наличия компонентов Хе-Р3 и Хе-Х в выделенном ксеноне являются значения вычисленных отношений Хе-Х/Хе-Р3n и Хе-р2n/Хе-Х соответственно. Как следует из вышеизложенного, значения этих отношений должны быть равными 0.012 и 0.241 соответственно. Вычисление указанных выше компонентов ОНФ метеоритов проведено с использованием следующих уравнений.

$$X + Z + Y + V = \left[{}^{132}\text{Xe} \right]_m; \quad (1)$$

$$\left({}^{130}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_{\text{P3n}} \times X + \left({}^{130}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_S \times V = \left({}^{130}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_m \times \left[{}^{132}\text{Xe} \right]_m; \quad (2)$$

$$\left({}^{134}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_{\text{P3n}} \times X + \left({}^{134}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_{\text{pr2n}} \times Z + \left({}^{134}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_{\text{pr1n}} \times Y + \left({}^{134}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_S \times V = \left({}^{134}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_m \times \left[{}^{132}\text{Xe} \right]_m; \quad (3)$$

$$\left({}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_{\text{P3n}} \times X + \left({}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_{\text{pr2n}} \times Z + \left({}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_{\text{pr1n}} \times Y + \left({}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_S \times V = \left({}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe} \right)_m \times \left[{}^{132}\text{Xe} \right]_m, \quad (4)$$

где переменные X, Z, Y, V — это содержания ${}^{132}\text{Xe}$ компонентов Хе-Р3n, Хе-р2n, Хе-р1n и Хе-Х соответственно.

Индексы Р3n, р2n, S и р1n относятся к изотопным составам компонентов ксенона (табл. 1), а индекс m — к измеренным содержаниям ${}^{132}\text{Xe}$ и изотопным отношениям ксенона при пиролизе ОНФ метеоритов. При вычислениях содержаний компонентов ксенона нами использовались изотопные составы этих компонентов без их погрешностей (табл. 1). Это связано с тем, что эти

составы должны быть постоянными независимо от температуры и процесса их выделения из ОНФ метеоритов. Вместе с тем измеренные изотопные отношения ксенона, использованные для нормирования вышеприведенных уравнений (1)–(4), привлекались с их погрешностями. Возможность применения предлагаемых новых первичных компонентов ксенона для вычислений и анализа содержаний этих компонентов в ОНФ метеоритов нами показана по данным для ксенона в ОНФ Murchison CM2 и Allende CV3. Выбор этих метеоритов обусловлен следующим.

1. Родительские тела этих метеоритов претерпели существенно различный термальный метаморфизм — если Murchison претерпел нагрев не более 100°C, то Allende — около 600°C, причем в окислительных условиях (Huss, Lewis, 1994b). При успешном моделировании измеренных изотопных составов ксенона в ОНФ этих метеоритов с использованием предлагаемых компонентов ксенона эти компоненты с большой вероятностью можно отнести к реальным компонентам.

2. Содержания и изотопные составы ксенона, выделенного при ступенчатом пиролизе ОНФ этих метеоритов, приведенные в (Lewis, Anders, 1988; Lewis, 1994) были измерены с высокой точностью, что делает более достоверными сделанные нами ниже выводы. Детальный анализ содержаний изотопов первичных компонентов ксенона, не использованных в выражениях (1)–(4), в частности, ^{129}Xe в ОНФ Murchison и Allende, а также результаты анализа компонентного состава ксенона в ОНФ метеоритов, относящихся к различным химическим классам и петрологическим типам, будут показаны в предполагаемой нами новой статье.

Отметим, что выделение ОНФ метеоритов Murchison CM2 и Allende CV3 было основано на сепарации коллоидноподобных растворов кислотно-нерастворимых остатков при различных pH. В результате этой сепарации были получены семь фракций метеорита Murchison CM2. Однако в работе (Lewis, 1994) приведены данные только для четырех фракций, обозначенных как LDA (pH < 2), LD3 (pH — 5.4–5.6), LD4 (pH — 5.6–6.7) и LD7 (pH > 7). В сумме эти фракции содержат 70% от общего содержания ОНФ этого метеорита. ОНФ метеорита Allende был разделен на три фракции, обозначенные как DN (pH < 3), DM (pH — 3.0–3.7) и DK (pH > 3.7). Увеличение pH раствора при сепарации приводит к выделению фракций зерен с большими размерами и/или с меньшей дефектностью их поверхностных слоев. Поэтому фракции LDA и DN, наиболее вероятно, обогащены зернами меньших размеров и большей дефектностью, чем зерна фракций LD7 и DK. Выделение ксенона из фракций было

проведено в различных температурных интервалах. Поэтому для сравнения кинетики выделения компонентов ксенона между фракциями Murchison и Allende данные для некоторых температурных интервалов были нами суммированы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты вычисленных содержаний компонентов Xe-P3n, Xe-pr1n, Xe-pr2n, а также Xe-S, выделенных при ступенчатом пиролизе фракций Murchison CM2, приведены в табл. 2.

Здесь приведены также отношения содержаний некоторых компонентов. Анализ этих данных показал следующее.

1. Выделенный при пиролизе до 1200°C ксенон из всех фракций имеет почти нормальный изотопный состав, что можно видеть, например, по величине отношения содержаний $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$, и этот состав в последующем мы относим к низкотемпературному компоненту ксенона. Величина отношения Xe-S/Xe-P3n для этого компонента ксенона на всех температурных ступенях его выделения, как показано, например, для LDA фракции (табл. 2), постоянна в пределах (1–2) σ погрешностей их вычислений. Очевидно, что эта особенность обусловлена проведенным выше корректированием Xe-P3. Поэтому в нашей концепции в ОНФ слабо термально метаморфизованных метеоритов имеются два разных компонента ксенона с почти нормальным изотопным составом. Один из них, Xe-P3n, содержится в индивидуальной популяции зерен алмаза. Другой компонент образован как единая газовая смесь в результате смешения Xe-P3n с дополнительной порцией Xe-S. Именно этот компонент, идентифицированный как компонент Xe-P3 в работе (Huss, Lewis, 1994a), содержится в алмазоподобной фазе с более низкой термостабильностью, чем зерна алмаза. Эта фаза может находиться в виде популяций индивидуальных зерен либо в виде поверхностных каемок на зернах наноалмаза. Из последнего следует, что Xe-P3 с его фазой носителем был образован после образования зерен наноалмаза с Xe-P3n. Газовая смесь Xe-P3n с дополнительной порцией Xe-S, вероятно, могла быть образована на ранних стадиях эволюции протосолнечного облака в результате частичного разрушения фаз носителей этих компонентов ксенона под действием, например, ударных волн. Этот процесс протекал, вероятно, в период образования хондр и CAI-включений. Существенным фактором образования Xe-P3 с повышенным содержанием Xe-S могло быть увеличение относительного содержания Xe-S в протосолнечной туманности, которое предполагается в работе (Gilmour и др., 2016), если это увеличение прои-

Таблица 2. Содержания ^{132}Xe (в 10^{-8} см³/г) и компонентов ксенона (в 10^{-10} см³/г) в обогащенных наноалмазом фракциях метеорита Murchison CM2

T/100, °C	$^{132}\text{Xe}^a$	$^{136}\text{Xe}/$ $^{132}\text{Xe}^a$	P3n	pr1n	pr2n	Xe-S	pr2n/ pr1n	pr2n/ XeS	XeS/ P3n
Фракция LDA (7.75%)									
6	2.9554	0.3219 (6)	291.0 (2)	0.00 (3)	0.05 (3)	4.49 (16)	HO ^b	0.0111 (72)	0.0154 (5)
8	18.1834	0.3201 (3)	1794.79 (47)	0.00 (12)	0.43 (13)	23.31 (31)	HO	0.0184 (57)	0.0130 (2)
10	5.9134	0.3323 (4)	583.98 (29)	0.034 (46)	0.136 (51)	7.19 (21)	HO	0.0189 (71)	0.0123 (4)
12	1.3348	0.4215 (13)	131.02 (13)	0.197 (28)	HO	2.26 (85)	HO	HO	0.0173 (7)
6÷12 ^c	28.367	0.3276 (2)	2798.81 (61)	0.04 (14)	0.62 (15)	37.23 (41)	HO	0.0166 (40)	0.0133 (2)
18	15.0959	0.6115 (4)	1494.69 (40)	4.46 (11)	1.42 (12)	9.02 (26)	0.318 (28)	0.157 (14)	0.0060 (2)
22	2.1423	0.6011 (3)	206.64 (20)	0.247 (37)	0.378 (45)	6.96 (14)	1.53 (29)	0.0543 (64)	0.0337 (7)
6÷22 ^c	45.6052	0.4310 (3)	4500.2 (1.2)	4.75 (30)	2.41 (33)	53.19 (77)	0.507 (77)	0.0453 (63)	0.0118 (2)
Фракции LD3+LD4 (47.71%)									
6÷12	32.9497	0.328317 (2)	3254.9 (6)	0.28 (11)	0.50 (12)	39.31 (46)	1.79 (82)	0.0127 (30)	0.0121 (1)
18	8.5848	0.6218 (3)	858.2 (2)	3.10 (5)	0.36 (6)	2.9 (2)	0.116 (19)	0.124 (21)	0.0034 (2)
22	11.14205	0.5948 (6)	1104.4 (4)	2.56 (8)	1.52 (9)	5.75 (26)	0.594 (42)	0.264 (20)	0.0052 (2)
6÷22	52.6766	0.4325 (2)	5211.7 (8)	5.91 (15)	2.41 (16)	47.7 (6)	0.408 (29)	0.0505 (34)	0.0092 (1)
Фракция LD7 (15.24%)									
6÷12	43.7316	0.3278 (2)	4319.9 (8)	0.33 (16)	0.56 (17)	52.3 (5)	1.70 (97)	0.0108 (33)	0.0121 (1)
18	21.219	0.5995 (5)	2101.74 (56)	5.64 (15)	2.29 (17)	12.23 (36)	0.406 (31)	0.187 (15)	0.0058 (2)
22	2.6834	0.5414 (10)	261.06 (25)	0.367 (46)	0.449 (51)	6.47 (18)	1.22 (21)	0.0694 (81)	0.0248 (7)
6÷22 ^c	67.6340	0.4204 (2)	6683.32 (96)	6.19 (22)	3.46 (24)	70.43 (64)	0.559 (44)	0.0491 (35)	0.0105 (1)
Средневзвешенный состав (70% ОНФ)									
	38.9738	0.4292 (11)	3853.81 (40)	4.13 (8)	1.86 (9)	37.61 (31)	0.450 (23)	0.0495 (23)	0.0098 (1)

Примечание. а — по данным (Lewis, Anders, 1988); б — не определено из-за высокой погрешности вычисления; с — вычислено по средневзвешенному изотопному составу ксенона в данном температурном интервале.

зошло после образования Хе-РЗп в туманности. В этом случае повышенное относительное содержание Хе-S в солнечном ксеноне относительно такового в Хе-РЗ могло быть обусловлено, например, основной долей захваченного дополнительного Хе-S в солнечном веществе.

2. При пиролизе до 1200°C кинетика выделения компонентов Хе-РЗп с Хе-S подобна таковой для Хе-р2п. Это можно видеть, например, по фракции LDA, для которой максимум их выделения наблюдается при 800°C. Такое подобие может свидетельствовать о равной энергии активации атомов ксенона из их фаз носителей. Учитывая относительно низкое выделение Хе-р2п при более высокой температуре, например, при 1200°C, мы предполагаем, что максимальное выделение этого компонента при 800°C обусловлено дефектностью кристаллической решетки поверхностных слоев зерен SiC-X. Косвенным аргументом, подтверждающим это предположение, может быть тенденция уменьшения выделения компонента Хе-р2п при температуре до 1200°C в ряду от LDA к LD7: 0.26(7), 0.21(5) и 0.16(5) соответственно. Как видно, повышенная доля соответствует фракции LDA, т. е. более мелкозернистой и более дефектной фракции, тогда как минимальная доля — фракция LD7 — более грубозернистой и менее дефектной.

3. Выделение компонента Хе-р1п при пиролизе до 1200°C резко отличается от остальных тем, что его содержание резко увеличивается по мере увеличения температуры пиролиза. Такое увеличение соответствует началу роста интенсивной графитизации зерен наноалмаза, которые принимаются фазой носителем компонента Хе-р1п. Очевидно, что при этом происходит также графитизация зерен алмаза, содержащих Хе-РЗп, но его доля существенно меньше, чем выход Хе-РЗ из алмазоподобной фракции.

4. Величины отношения содержания всего выделенного Хе-р2п к содержанию Хе-S, выделенного после 1200°C, т. е. без учета Хе-S, связанного с Хе-РЗп, для фракций LDA, LD3 + LD4 и LD7 лежат в ряду 0.151(21), 0.277(21) и 0.186(15) соответственно. Величина этого отношения в соответствии с нашей концепцией должна быть равной 0.241(17) при условии, если содержание Хе-S при температуре выше 1200°C обусловлено зернами SiC-X. Наблюдаемое отклонение от этой величины для фракций LDA и LD7 может быть либо из-за потери Хе-р2п, либо увеличения содержания зерен SiC, генезис которых не связан со сверхновой II типа. Первое предположение относится к фракции LDA, тогда как второе — в наибольшей степени к LD7. Тем не менее из-за небольшой относительной доли содержания фракций LDA и LD7 (7.75% и 15.24% соответственно) средне-

взвешенное значение отношения Хе-р2п/Хе-S — 0.220(13) в пределах 1σ погрешности вычислений совпадает с величиной 0.241(17).

5. Величина отношения Хе-р2п/Хе-р1п при переходе от фракции LD3+LD4 к LD7 изменяется от 0.41(3) до 0.56(4). Некоторое увеличение отношения обусловлено, вероятно, как различием поверхностной морфологии зерен фаз носителей этих компонентов, а именно, зерен SiC-X и зерен наноалмаза, так и различием в размерах (или термостойкости) зерен этих фаз. Положение фракции LDA относительно этой тенденции неопределенно из-за повышенной погрешности вычисления (0.51(8)).

6. Величина отношения $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ для фракции LD7 меньше на 25.2(2)%, чем в LDA. Учитывая, что относительное содержание Хе-РЗп, выделенного до 1200°C, для этих фракций практически одинаково (около 63%), наблюдаемое уменьшение отношения $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ в LD7 связано, наиболее вероятно, с меньшим содержанием компонента Хе-р1п относительно других компонентов ксенона. Дополнительными факторами этого уменьшения могут быть увеличение доли зерен SiC-X, содержащих компонент Хе-X, а также доли зерен SiC, содержащих только Хе-S.

Анализ полученных данных для фракций DN, DM и DK метеорита Allende CV3 (табл. 3) показал следующее.

1. При температуре пиролиза 800°C для DN и DK фракций и до 1200°C для DM фракции получены следующие данные: а) существенно меньшие интервалы величины отношения Хе-S/ХеРЗп для фракций (0.001–0.005) по сравнению с величиной 0.012 для компонента Хе-РЗ; б) значительно более высокие значения отношения $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$, чем 0.31, также для Хе-РЗ. Эти данные указывают на то, что во фракциях Allende CV3 практически отсутствует компонент Хе-РЗ. Отсутствие в ОНФ метеорита Allende CV3 относительно низкотемпературного компонента Хе-РЗ обусловлено, наиболее вероятно, термальным метаморфизмом, который претерпело его родительское тело в окислительных условиях при температуре около 600°C (Huss, Lewis, 1994b). Таким образом, согласно нашей концепции, в ОНФ Allende CV3 содержится только почти нормальный по изотопному содержанию компонент Хе-РЗп, содержащийся в зернах наноалмаза.

2. Величина отношения Хе-р2п/Хе-р1п при переходе фракции от DN к DK изменяется от 0.265(28) до 0.349(40). Средневзвешенное значение этого отношения для ОНФ Allende равно 0.325(20), тогда как по данным для фракций Murchison CM2—0.450(23) (табл. 2, 3). Повышенное отношение Хе-р2п/Хе-р1п для ОНФ Murchison CM2 сопровождается увеличением

Таблица 3. Содержания ^{132}Xe (в 10^{-8} см³/г) и компонентов ксенона (в 10^{-10} см³/г) в обогащенных наноалмазом фракциях метеорита Allende CV3

T/100, °C	$^{132}\text{Xe}^a$	$^{136}\text{Xe}/$ $^{132}\text{Xe}^a$	P3n	pr1n	pr2n	Xe-S	pr2n/ pr1n	pr2n/ XeS
Фракция DN (21.1%)								
8	0.57	0.6465 (19)	56.491 (99)	0.258 (21)	HO ^b	0.26 (7)	HO	HO
16	15.30	0.6764 (4)	1519.7 (1.5)	6.50 (17)	0.75 (18)	3.1 (1.1)	0.115 (28)	0.25 (10)
22	5.05	0.6125 (6)	498.06 (33)	0.725 (67)	1.245 (74)	4.97 (23)	1.72 (19)	0.251 (19)
8÷22°	20.92	0.66016 (33)	2074.3 (1.5)	7.48 (18)	1.98 (20)	8.3 (1.1)	0.265 (28)	0.24 (4)
Фракция DM (7.52%)								
8÷12°	2.62	0.6551 (6)	260.60 (21)	1.165 (33)	HO	0.24 (15)	HO	HO
16	14.8	0.6765 (4)	1469 (1)	5.96 (15)	1.05 (17)	4.16 (86)	0.176 (28)	0.252 (65)
20	7.24	0.61194 (45)	714.10 (60)	1.070 (74)	1.750 (82)	7.08 (43)	1.63 (14)	0.247 (19)
8÷20°	24.66	0.65515 (29)	2443.7 (1.3)	8.20 (16)	2.80 (18)	11.48 (10)	0.341 (23)	0.244 (16)
Фракция DK (1.37%)								
8	0.65	0.6364 (20)	64.61 (21)	0.275 (31)	HO	HO	HO	HO
16	12.9	0.6781 (5)	1282 (2)	5.62 (23)	0.52 (26)	1.8 (1.2)	0.092 (46)	0.29 (24)
23	12.68	0.6308 (7)	1253 (2)	2.75 (19)	2.5 (2)	9.4 (1.1)	0.91 (10)	0.266 (39)
8÷23°	26.23	0.6542 (4)	2600	8.64 (30)	3.02 (33)	11.2 (1.6)	0.349 (40)	0.267 (49)
Средневзвешенный состав (100%)								
	23.89	0.6563 (3)	2368 (1)	8.05 (14)	2.63 (15)	10.8 (8)	0.325 (20)	0.243 (23)

Примечание. a, b, c — см. примечание в табл. 2.

относительного содержания Xe-S (в %) в нем относительно таковой для ОНФ Allende CV3 — 0.45(1) и 0.59(2) соответственно. Поэтому наблюдаемое различие отношений Xe-pr2n/Xe-pr1n между Allende и Murchison CM2 находит простое объяснение с учетом того, что в нашей концепции фазой носителем Xe-pr2n являются зерна SiC-X. Оно заключается в том, что термальный метаморфизм при высоких температурах (~600°C для Allende CV3) в окислительных условиях привел к большому разрушению зерен SiC, в том числе зерен SiC-X, чем это произошло для метеорита

Murchison CM2. Температура метаморфизма последнего, как и метеорита Orgueil CI, не превышала 100°C (Huss, Lewis, 1994b). Возможно также, что различие содержаний зерен SiC разного генезиса — это результат различного их содержания в областях формирования родительских тел этих метеоритов.

3. Величины отношения Xe-pr2n/ Xe-S для фракций DN, DM и DK лежат в ряду 0.24(4), 0.240(3) и 0.27(5) соответственно. Можно видеть, что все эти значения, как и средневзвешенная величина (0.243(23)), в отличие от некоторых фрак-

ций Murchison CM2, совпадают со значением 0.241(17). Поэтому можно сделать вывод, что содержание Xe-S в ОНФ Allende обусловлено практически только зернами SiC-X, содержащими компонент Xe-X.

4. Величина отношения $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ для грубозернистой фракции DK меньше на 9.0(1)%о относительно тонкозернистой фракции DN. Эта величина меньше, чем наблюдается для фракций LDA, LD7 Murchison CM2 (около 25%о). Вероятно, это различие обусловлено тем, что интервал между значениями отношения Xe-pr2n/Xe-pr1n для фракций ОНФ Murchison CM2 больше, чем для фракций Allende CV3. Вместе с тем для ОНФ метеорита Ефремовка CV3, относящегося также к группе CV3, но испытавшего термальный метаморфизм в восстановительных условиях, различие между тонко- и грубозернистыми фракциями ED3 ($^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}=0.678(8)$) и ED9 ($^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}=0.609(7)$), равное 102(2)%о, существенно выше, чем для Allende CV3 (Verchovsky и др., 1998). Эти фракции были получены при помощи метода седиментации при ультрацентрифугировании коллоидного раствора кислотно-нерастворимого остатка метеорита Ефремовка CV3 (Фисенко и др., 1998). Различие между ОНФ метеоритов Allende CV3 и Ефремовка CV3 обусловлено большим содержанием зерен SiC, в том числе зерен SiC-X, в грубозернистой фракции метеорита Ефремовка относительно таковой в Allende CV3. Это может быть связано: а) с различием методов сепарации коллоидного раствора Allende CV3 и Ефремовки CV3; б) с большей степенью сохранности зерен SiC в восстановительных условиях метаморфизма родительского тела Ефремовки CV3 по сравнению с Allende CV3, претерпевшим метаморфизм в окислительных условиях. Какое из этих предположений является реальным остается открытым вопросом на данный момент исследования.

ВЫВОДЫ

Использование нового компонента с нормальным изотопным составом Xe-P3n позволило привлечь радиоактивные продукты классического г-процесса нуклеосинтеза при взрыве сверхновой II типа для образования компонентов ксенона с аномальным изотопным составом по гипотезе Ott без повышенного содержания изотопа ^{132}Xe относительно ^{136}Xe . В результате этого на основании впервые вычисленных изотопных составов потенциально первичных новых компонентов ксенона с аномальным изотопным составом (Xe-pr1n и Xe-pr2n), а также анализа их содержаний в ОНФ метеоритов Murchison CM2 и Allende CV3 были сделаны следующие основные выводы.

1. Первичным компонентом ксенона с почти нормальным изотопным составом в молекулярном облаке был, наиболее вероятно, компонент Xe-P3n, содержащийся в индивидуальной популяции зерен наноалмаза. В результате этого в компонентах с аномальным изотопным составом Xe-HL и Xe-P6e субкомпонентом с нормальным изотопным составом является Xe-P3n. Компонент Xe-P3, идентифицированный в ОНФ метеоритов в работе (Huss, Lewis, 1994a), является результатом смешения компонента Xe-P3n с дополнительной порцией Xe-S, и он содержится в алмазоподобной фазе с более низкой термостабильностью, чем зерна алмаза с Xe-P3n. В первом приближении компонент Xe-P3 мог быть образован на ранних стадиях эволюции протосолнечного облака, т. е. на стадии протекания мощных ударных процессов, приводящих к частичному испарению реликтовых (досолнечных) зерен, в частности, зерен наноалмаза с компонентом Xe-P3n, а также зерен Si-C.

2. В ОНФ метеоритов содержатся два компонента с аномальным изотопным составом Xe-pr1n и Xe-pr2n, образованных при взрыве одной из сверхновых II типа, но существенно отличающихся фазами носителями. Компонент Xe-pr1n содержится в индивидуальной популяции зерен наноалмаза, тогда как Xe-pr2n, согласно нашей концепции, в основном в зернах SiC-X, эволюция которых связана со сверхновой II типа. Величина отношения Xe-pr2n/Xe-S равна 0.241(17). В ОНФ метеорита Murchison CM2, кроме зерен SiC-X, имеются также зерна SiC другого генезиса, содержащие только Xe-S. Имплантация (сорбция) изотопов компонентов Xe-pr1n и Xe-pr2n в зерна наноалмаза и в зерна SiC-X соответственно произошла, вероятно, в турбулентных зонах смешения внешних и внутренних оболочек сверхновой II типа после ее взрыва. Продолжительность захвата этих компонентов, вычисленная согласно гипотезе Ott (1996), составляет 2.12 ч и 1.89 ч соответственно.

3. Зерна SiC в обогащенных наноалмазом фракциях Allende CV3 относятся в основном к типу зерен SiC-X. Поэтому для анализа зерен SiC-X, генезис которых связан с взрывом сверхновой II типа, наиболее перспективным объектом исследования является кислотно-нерастворимый остаток метеорита Allende CV3.

Успешные вычисления содержаний потенциально первичных новых компонентов Xe-P3n, Xe-pr1n и Xe-pr2n на основании измеренных изотопных составов и содержаний ксенона и интерпретации их соотношений в ОНФ метеоритов Allende CV3 и Murchison CM2 позволяет считать эти компоненты реальными и тем самым приемлемыми для анализа ксенона в других метеоритах.

Работа выполнена в рамках бюджетной темы № 137–2019–0002 “Минералого-геохимические и космохимические проблемы образования, дифференциации и эволюции внеземного вещества” Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Фисенко А.В., Семенова Л.Ф., Аронин А.С., Митрохин Ю.И., Большева Л.Н. Сепарация межзвездного алмаза на фракции по размерам частиц // Геохимия. 1998. № 5. С. 532–535.
- Фисенко А.В., Семенова Л.Ф. Наноалмаз метеоритов: альтернативный состав компонентов ксенона // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 3. С. 278–288. (Fisenko A.V., Semjonova L.F. Meteoritic nanodiamonds: Alternative composition of xenon components // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 3. С. 253–262).
- Фисенко А.В., Семенова Л.Ф. Наноалмаз метеоритов: концентрации и кинетика выделения возможных компонентов ксенона // Геохимия. 2022. Т. 67. № 6. С. 526–533.
- Фисенко А.В., Семенова Л.Ф., Павлова Т.А. К вопросу о фазе-носителе изотопно-аномальной компоненты Xe-pr2 в обогащенных наноалмазами фракциях метеоритов // Тр. ВЕСЭМПГ-2022. С. 331–335.
- Фисенко А.В., Семенова Л.Ф., Павлова Т.А. Вариации содержания потенциально первичных компонентов ксенона в обогащенных наноалмазом фракциях Murchison и Allende // Тр. ВЕСЭМПГ-2023 (в печати).
- Clayton D.D. Of origin of heavy xenon in meteoritic diamonds // Astrophys. J. 1989. V. 340. P. 613–619.
- Fisenko A.V., Verchovsky A.B., Semjonova L.F. Kinetics of Xe-P3 release during pyrolysis of the coarse-grained fractions of Orgueil (CI) meteorite nanodiamonds // Meteorit. and Planet. Sci. 2014. V. 49. P. 611–620.
- Fisenko A.V., Semjonova L.F. Nanodiamond of meteorites: is the SiC-X phase a carrier of the isotopically anomalous component Xe-pr2? // LPS. 2022. LIII. Abstract#1333. pdf.
- Fisenko A.V., Semjonova L.F., Pavlova T.A. Nanodiamonds of meteorites: correction results of isotopic compositions of xenon components // LPS. 2023. LIV. Abstract #1007.pdf.
- Gilmour J.D., Verchovsky A.B., Fisenko A.V., Holland G., Turner G. Xenon isotopes in size separated nanodiamonds from Efremovka: $^{129}\text{Xe}^*$, Xe-P3, and Xe-P6 // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2005. V. 69. P. 4133–4148.
- Gilmour J.D., Holland G., Verchovsky A.B., Fisenko A.V., Crowther S.A., Turner G. Xenon and iodine reveal multiple distinct exotic xenon components in Efremovka “nanodiamonds” // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2016. V. 177. P. 78–93.
- Heymann D., Dżiczkaniec M. Xenon from intermediate zones of supernovae // Proc. 10th Lunar and Planet. Sci. Conf., Houston, 1979. P. 1943–1959.
- Howard W.M., Meyer B.S., Clayton D.D. Heavy-element abundances from a neutron burst that produces Xe-H // Meteoritics. 1992. V. 27. P. 404–412.
- Huss G.R., Lewis R.S. Noble gases in presolar diamonds I: Three distinct component and their implication for diamond origins // Meteoritics. 1994a. V. 29. P. 791–810.
- Huss G.R., Lewis R.S. Noble gases in presolar diamonds II: Component abundances reflect thermal processing // Meteoritics. 1994b. V. 29. P. 811–829.
- Huss G.R., Ott U., Koscheev A.P. Noble gases in presolar diamonds III: Implications of ion implantation experiments with synthetic nanodiamonds // Meteoritics and Planet. Sci. 2008. V. 43. № 11. P. 1811–1826.
- Koscheev A.P., Gromov M.D., Mohapatra K., Ott U. History of trace gases in presolar diamonds inferred from ion-implantation experiments // Nature. 2001. V. 412. P. 615–617.
- Kouchi A., Nakano H. Novel routes for diamond formation in interstellar ices and meteoritic parent bodies // Astrophys. J. 2005. V. 626. P. 129–132.
- Lewis R.S., Anders E. Xenon-HL in diamonds from Allende meteorite – composite nature // LPS. 1988. XIX. P. 679–680.
- Lewis R.S. Precision noble gas measurements in presolar diamonds // LPS. 1994. XXV. P. 793–794.
- Lewis R.S., Amari S.A., Anders E. Interstellar grains in meteorites II: SiC and its noble gases // Geochim. et Cosmochim. Acta. 1994. V. 58. P. 471–494.
- Nittler L.R., Hoppe P. Are presolar silicon carbide grains from novae actually from supernovae? // Astrophys. J. 2005. V. 631. P. L89–L92.
- Ott U. Interstellar diamond xenon and time scales of supernova ejecta // Astrophys. J. 1996. V. 463. P. 344–348.
- Verchovsky A.B., Fisenko A.V., Semjonova L.F., Wright L.P., Lee M.R., Pillinger C.T. C, N, and noble gases isotopes in grain size separates of presolar diamonds from Efremovka // Science. 1998. V. 281. P. 1165–1168.
- Verchovsky A.B., Fisenko A.V., Semjonova L.F., Bridges J., Lee M.R., Wright J.P. Nanodiamonds from AGB stars: a new type of presolar grains in meteorites // Astrophys. J. 2006. V. 651. P. 481–490.

УДК 523–52

АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В РАДИАЦИОННОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

© 2024 г. А. В. Колесниченко

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия**e-mail: kolesn@keldysh.ru*

Поступила в редакцию 23.08.2023 г.

После доработки 14.10.2023 г.

Принята к публикации 22.10.2023 г.

Рассматривается распространение линейных акустических возмущений в бесконечной, однородной, серой излучающей плазме, первоначально находящейся в механическом и радиационном равновесии. Выведено точное управляющее уравнение радиационной акустики в излучающем сером газе с учетом влияния поперечного магнитного поля. Радиационная магнитогидродинамика (МГД) описывается тремя уравнениями гидродинамики и двумя уравнениями момента излучения при широком использовании формализма радиационной термодинамики. С целью более достоверного описания эволюции радиационных магнитно-акустических волн возмущения с рассеянием и затуханием в эти уравнения введены условия радиационно-тепловой диссипации, сила радиационного сопротивления, а также магнитная сила и джоулево тепло. При этом используется приближение Эддингтона, которое позволяет исследовать моды радиационных магнитно-гидродинамических волн в двух асимптотических случаях — оптически тонкого и толстого газа. Выведенное в работе точное управляющее уравнение позволило при использовании эвристического Whitham метода получить набор приближенных управляющих уравнений низшего порядка, каждое из которых является частью достоверного приближения к точному уравнению в определенной области независимой временной переменной. Относительно простая форма подобных уравнений позволила без формального решения полной задачи исследовать физические процессы, происходящие в каждой радиационной магнитно-акустической волне.

Ключевые слова: радиационная МГД, радиационная термодинамика, радиационные магнитно-гидродинамические линейные волны, Whitham метод

DOI: 10.31857/S0320930X24020099, **EDN:** NTNEYC

ВВЕДЕНИЕ

Динамика излучающей намагниченной плазмы представляет интерес для широкого круга волновых астрофизических явлений, в которых взаимодействие вещества и излучения играет важную роль (например, в случае аккреции на компактные астрофизические объекты, при образовании звездных структур, при формировании звездных аккреционных дисков и планет, а также в солнечных атмосфере, фотосфере и хромосфере и тому подобное). Целью данной работы является вывод уравнения радиационной акустики для бесконечной, намагниченной и излучающей плазмы и исследование на его основе локальных условий распространения и затухания малоамплитудных радиационных магнитно-акустических волн в серых излучающих и поглощающих газовых средах. В данной работе мы ограничились исследованием одномерных акустических волновых мод, поскольку линейные решения являются важным

первым шагом в понимании соответствующих нелинейных явлений (см. Cox, Giuli, 1968).

Очевидно, что в случае радиационной акустики имеет место наличие двух совершенно разных математических проблем в зависимости от того, является ли начальное возмущение, от которого возникают распространяющиеся волны, колебанием угловой частоты ω или флуктуацией волнового числа k . Это связано с тем, что управляющее уравнение радиационной акустики или соответствующее дисперсионное соотношение, описывающее поведение линейных волн радиационной МГД, имеют различную форму относительно производной по времени $\partial/\partial t$ и пространственной производной $\partial/\partial x$. Дисперсионное соотношение для комплексной частоты ω всегда имеет пять комплексных корней, и в этом случае волновое число k является вещественным параметром, который необходимо задать. Однако дисперсионное соотношение для квадратичного волнового

числа k^2 всегда дает четыре комплексных корня, при этом ω является действительным параметром. Первый случай давно и основательно изучен многими авторами (см., например, Cogley, Vincenti, 1969; Уизем, 1977; Mihalas, Mihalas, 1983; 1999; Simmons, Mihalas, 2000; Kaneko и др., 2005; Kato, Fukue, 2020). Настоящая работа посвящена исследованию второго случая (т. е. систем с заданной частотой) решения уравнения радиационной акустики для намагниченной и излучающей плазмы, поскольку, как известно, основательного анализа этого случая не существует, хотя он абсолютно необходим для полного понимания фундаментальных свойств линейных волновых явлений в радиационной МГД (см. Johnson и др., 2010).

В отличие от классической (недиссипативной) акустической теории, в которой анализ простых волн традиционно проводится с получением инвариантов Римана и характеристических кривых одномерной системы уравнений (см., например, Курант, Фридрихс, 1950; Уизем, 1977; Buchler, 1979; Ландау, Лифшиц, 1986; Balsara, 1998; 1999; Куликовский, Свешникова, 1998), в данной работе для анализа неравновесных волновых явлений в серой излучающей среде использован феноменологический подход, разработанный Whitham (1959). Этот подход основан на физической идее, что в одномерном волновом движении форма волны представляется почти инвариантной, если следовать за ней с ее собственной скоростью распространения. Математическим следствием этой идеи является то, что появляется возможность заменить точное дифференциальное управляющее уравнение радиационной акустики набором управляющих уравнений низшего порядка, которые во многих случаях могут быть решены аналитически. Решения уравнений низшего порядка представляют собой часть общего решения. Whitham подход носит эвристический характер и не исходит из математически строгой аргументации. Вместе с тем, этот метод является эффективным способом исследования распространения линейных волн в гиперболической гидродинамике, когда в точных управляющих уравнениях, описывающих динамику простых волн, появляется более одной скорости (Lick, 1964; Moore, 1966; Cogley, Vincenti, 1969). Сравнение с результатами предшествующих работ, которые были получены с помощью традиционных подходов, устанавливает обоснованность, точность и полезность приближенного метода Whitham.

В настоящей работе использование этого метода демонстрируется на примере рассмотрения эволюции одномерных гармонических волн, обусловленных синусоидальным движением и распространяющихся в излучающей и рассеивающей

среде. Подход Whitham значительно упрощает математику для этой задачи по сравнению с аналогичными результатами, полученными в исследованиях, выполненных традиционными методами (в том числе и численными (Jiang и др., 2012)). Реализованный в работе анализ показал, что модифицированная радиационная магнитно-акустическая система описывает обычные звуковые волны, сдвиговые волны и энтропийную волну, знакомые по уравнениям Эйлера. Однако важным отличием от классического подхода является то, что эти волны вносят существенный вклад в радиационные части полной системы уравнений таким образом, что магнитная гидродинамика излучающей среды допускает новые, малоизученные в литературе простые волны.

Выполненное в работе исследование распространения волновых мод на основе гиперболических частей уравнений радиационной МГД (для случая поперечного магнитного поля) показало, что излучающая плазма допускает помимо индуцированных излучением акустических волн (адиабатической, изотермической, изоэнтропической и радиационно-акустической), основательно исследованных, например, в работе (Kaneko и др., 2005), также и другие модифицированные магнитным полем новые волны: магнитно-адиабатическую, магнитно-изотермическую, магнитно-изоэнтропическую и радиационную магнитно-акустическую волны с затуханием от непрозрачности и с затуханием при охлаждении соответственно. Эти и некоторые другие волновые моды возникают вследствие того, что в изучаемую акустическую систему дифференциальных уравнений исходно включены условия радиационно-тепловой и джоулевой диссипации, а также магнитная сила и сила радиационного сопротивления. Для новых волновых мод получены аналитические решения, позволяющие лучше понять их физическую природу.

Таким образом, важнейшими результатами данной работы являются: вывод точного определяющего уравнения магнитно-радиационной акустики, получение соответствующего ему дисперсионного соотношения, а также приближенное решение управляющих уравнений низкого порядка с использованием эвристического метода Whitham. Найденные для этих уравнений демпфирующие члены (мнимые части решений) определяют характерные частоты для исследуемых волновых мод. Установлены характеристические частоты перехода между соседними двумя волновыми модами в различных условиях. Эти частоты, вместе с управляющими уравнениями и их аналитическими решениями, предоставляют дополнительные математические инструменты для численного исследования поведения

магнитно-радиационных волн в различных физических условиях (см. Lowrie, More, 2001; Jiang и др., 2012).

Таким образом, проведенное в работе исследование иллюстрирует уникальные возможности эвристического подхода Whitham, который позволяет не только качественно понять волновые явления, но и аналитически решать конкретные задачи.

БАЗОВЫЕ УРАВНЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ МГД И НЕКОТОРЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Уравнения радиационной магнитной гидродинамики используются для моделирования проводящих жидкостей, для которых плазма и излучение сильно связаны между собой. Уравнения нерелятивистской гидромеханики для проводящей жидкости в магнитном поле модифицируются за счет включения в уравнение движения магнитной силы $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ и в уравнение энтропии теплового члена Джоуля $\mathbf{j}^2 / \sigma$ ($\mathbf{j}$ — плотность тока, $\mathbf{B}$ — магнитная индукция, σ — электропроводность). Таким образом, гидродинамические уравнения радиационной МГД первого порядка по $\mathbf{v}/c$ (при отсутствии некоторых диссипативных эффектов) вместе с уравнениями Максвелла и законом Ома имеют вид (см. Hsieh, Spiegel, 1976; Бисноватый-Коган, Блинников, 1978; Buchler, 1979; Kaneko и др., 1984; Mihalas, Mihalas, 1983; Jiang и др., 2012):

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

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \nabla P_g = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{\kappa_F \rho}{c} \mathbf{F}_r, \quad (2)$$

$$\rho T_g \frac{Ds_g}{Dt} = \left[\frac{DE_g}{Dt} + \gamma E_g \nabla \cdot \mathbf{v} \right] = 4\pi \kappa_J \rho (\mathbf{J} - \mathbf{S}) + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{j}, \quad (5)$$

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (6)$$

Здесь $D(\cdot)/Dt := \partial(\cdot)/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$; $\rho(\mathbf{r}, t)$ — массовая плотность; $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ — скорость жидкости; $P_g(\mathbf{r}, t) := (R/\bar{\mu})\rho T_g$ — давление газа (плазмы); $T_g(\mathbf{r}, t)$ — температура газа; R — газовая постоянная; $\bar{\mu}$ — средний молекулярный вес газа; $E_g(\mathbf{r}, t) := P_g/(\gamma - 1) = \rho C_{gV} T_g$ — плотность внутренней энергии газа (на единицу объема);

$C_{gV} := (R/\bar{\mu})(\gamma - 1)^{-1}$ — удельная (на единицу массы) теплоемкость газа при постоянном объеме; $\gamma = C_{gP}/C_{gV}$ — показатель адиабаты в газе; $s_g(\mathbf{r}, t) := (\gamma - 1)^{-1} (R/\bar{\mu}) \ln(P_g/\rho^\gamma) + \text{const}$ — удельная энтропия газа; $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — электрическое поле; μ — электрическая проницаемость вакуума; ε — диэлектрическая проницаемость намагниченной плазмы; $\mathbf{F}_r(\mathbf{r}, t)$ — частотно-интегрированный поток энергии излучения; $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ — интегральная интенсивность и интегральная функция источника излучения соответственно.

При описании нерелятивистской движущейся намагниченной среды ток смещения $\varepsilon \partial \mathbf{E}/\partial t$ следовало бы опустить. Однако тогда скорость света $c = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$ будет бесконечной, а чисто электромагнитное волновое движение будет представлять собой диффузионное явление. Поскольку в дальнейшем учитываются многие другие диффузионные эффекты, то по этой причине удобно сохранить ток смещения и рассматривать этот эффект как вырожденное электромагнитное волновое движение. В конечном итоге можно будет принять, что $\varepsilon = 0$, $c = \infty$.

Фигурирующие в уравнениях (2) и (3) коэффициенты поглощения состоят из двух частей, обусловленных истинным излучением и рассеянием: $\kappa_F(\mathbf{r}, t) = \alpha_F + \hat{\sigma}$ и $\kappa_J(\mathbf{r}, t) = \alpha_J + \hat{\sigma}$, где α_F и α_J — средний коэффициент поглощения потока излучения и средний коэффициент поглощения интенсивности истинного излучения соответственно, а $\hat{\sigma}$ — коэффициент поглощения за счет рассеяния Томсона (в частности, электронов, рассеяние которых определяет доминирующую непрозрачность в астрофизических задачах). Следуя (Kaneko и др., 1977), введем далее следующие соотношения:

$$\theta := \alpha_J/\kappa_F, \quad (7)$$

тогда

$$4\pi \kappa_J (\mathbf{J} - \mathbf{S}) = 4\pi \kappa_F \theta (\mathbf{J} - \mathbf{B}), \quad (8)$$

где $\mathbf{B}$ — функция источника, обусловленная истинным излучением; в случае локального термодинамического равновесия (ЛТР) функция $\mathbf{B}$ является функцией Планка.

Радиационная гидродинамика описывается двумя проинтегрированными по частоте уравнениями момента излучения (нулевого и первого порядков) вместе с соответствующей схемой замыкания Эдингтона для тензора радиационного давления. Эти уравнения могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho T_r \frac{Ds_r}{Dt} &= \frac{D E_r}{Dt} + (1 + f) E_r \nabla \cdot \mathbf{v} = \\ &= -\nabla \cdot \mathbf{F} - \hat{\mathbf{P}}_r : \nabla \cdot \mathbf{v} - 4\pi \kappa_J \rho (\mathbf{J} - \mathbf{S}), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{D\mathbf{F}_{rr}}{Dt} + \mathbf{F}_r \cdot \nabla \mathbf{v} + \mathbf{F}_r \cdot \nabla \mathbf{v} + c^2 \nabla P_r + c^2 \nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}_r = -\kappa_F \rho \mathbf{F}_r. \quad (10)$$

Здесь $\mathbf{P}_r := \hat{\mathbf{P}}_r + P_r \mathbf{I}$ — интегральный тензор анизотропного радиационного давления; $\hat{\mathbf{P}}_r(\mathbf{r}, t)$ — бесследный тензор радиационного давления; $P_r(\mathbf{r}, t) = f E_r$ — скалярное радиационное давление; f — фактор Эддингтона, равный $1/3$ для оптически толстой среды, и $f = 1$ для оптически тонкой среды; $\mathbf{I}$ — трехмерный единичный тензор. В данной работе использовано приближение Эддингтона, при котором $\hat{\mathbf{P}}_r := f E_r \mathbf{I}$ и эффектом фотонной вязкости можно пренебречь (Agol, Krolik, 1998).

Фигурирующие в уравнениях (9) и (10) интегрированные плотность энергии излучения E_r , поток $\mathbf{F}_r$ и тензор давления излучения $\mathbf{P}_r$ определяются через угловые моменты от удельной спектральной интенсивности излучения $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$ следующими соотношениями:

$$E_r = \frac{4\pi}{c} J := \frac{1}{c} \int_0^\infty d\nu \oint d\Omega I_\nu, \quad \mathbf{F}_r := \int_0^\infty d\nu \oint d\Omega I_\nu \mathbf{n},$$

$$\mathbf{P}_r := \frac{1}{c} \int_0^\infty d\nu \oint d\Omega I_\nu \mathbf{n} \mathbf{n}, \quad (11)$$

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

В случае ЛТР, когда излучение в каждой точке среды находится в равновесии с веществом при температуре $T_r = T_g = T(\mathbf{r}, t)$, равновесная интенсивность излучения I_ν^{eq} описывается изотропной (не зависящей от направления $\mathbf{n}$) термодинамической формулой Планка

$$I_\nu^{eq}(\mathbf{r}, t) = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (12)$$

С учетом равенств $\oint d\Omega = 4\pi$, $\oint \mathbf{n} d\Omega = 0$, $\oint \mathbf{n} \mathbf{n} d\Omega = \frac{4}{3}\pi \mathbf{I}$, можно получить в этом случае следующее представление для интегральных характеристик поля черного излучения:

$$E_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} B(T) = aT^4, \quad \mathbf{F}_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

$$P_r^{eq}(\mathbf{r}, t) = f \frac{4\pi}{c} B(T) = faT^4, \quad (13)$$

где $B(T) := acT^4/4\pi$ — интегрированная по всем частотам ν 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.

При этом интегральные равновесные функция источника и интенсивность излучения соответственно равны: $S^{eq}(\mathbf{r}, t) = B$ и $J^{eq}(\mathbf{r}, t) = B$. При использовании этих равновесных функций “источниковый” член

$$4\pi \kappa_J (J - S) = 4\pi \kappa_F \theta (J - B)$$

в уравнениях (3) и (9) исчезает. Кроме этого, в случае ЛТР удельные энтропия излучения $s_r(\mathbf{r}, t)$ и теплоемкость при постоянном объеме $C_{rV}(\mathbf{r}, t)$ определяются выражениями (Ландау, Лифшиц, 1986):

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

$$C_{rV}(\mathbf{r}, t) := 4aT^3/\rho. \quad (14)$$

ОДНОМЕРНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В ИЗЛУЧАЮЩЕМ ГАЗЕ

Далее в этой работе рассматриваются только малоамплитудные плоские волны, связанные с коротковолновыми термодинамическими возмущениями, первоначально приложенными к равновесному состоянию бесконечной, намагниченной, излучающей и рассеивающей серой среды. Рассматриваемая в работе среда представляет собой полностью ионизованную водородную плазму, в которой свободные и несвязанные переходы учитываются как непрозрачность, обусловленная истинным излучением. Пусть распространение волн происходит вдоль оси x . С целью упрощения задачи ограничимся в дальнейшем рассмотрением поперечного электромагнитного поля: $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ и $\mathbf{j} = \sigma(0, E - vB, 0)$. Для исследования проблемы эволюции во времени начальных мелкомасштабных возмущений удобно линеаризовать исходную систему уравнений радиационной МГД (1)–(6) и (9), (10). С этой целью представим структурные параметры излучающей гидродинамической среды в виде сумм невозмущенных величин v_0 , ρ_0 , $P_{g0} = \text{const}$, $F_{r0} = 0$, B_0 и возмущенных значений $v_1(x, t)$, $\rho_1(x, t)$, $P_{g1}(x, t)$, $F_{r1}(x, t)$, $B_1(x, t)$, $E_1(x, t)$ этих величин. Для равновесного состояния электромагнитного поля принимается равенство $E_0 - v_0 B_0 = 0$ (в последующем подстрочный индекс “0” у невозмущенных величин для простоты формул будем опускать).

Невозмущенные параметры описывают механически равновесную систему, находящуюся в состоянии ЛТР, а величины, описывающие возмущения структурных параметров равновесной среды, являются малыми пульсациями этих параметров (такими, что в линеаризованных уравнениях можно пренебречь членами порядка выше

первого для этих величин и их производных), слабо нарушающих невозмущенное состояние. Относительно равновесного излучения будем далее предполагать однородное и изотропное поле излучения, а ЛТР в возмущенном потоке плазмы может быть адекватно описано спектром излучения черного тела при температуре T . Далее для простоты предполагается, что осредненное по частоте значение коэффициента непрозрачности является постоянным ($\kappa_F = \text{const}$), что позволяет исключить из рассмотрения радиационно-гидродинамические неустойчивости, такие как странные режимы и механизмы связанных неустойчивостей, которые зависят от изменения коэффициента непрозрачности (Glatzel, 1994).

С учетом всех сделанных упрощающих предположений дифференциальные уравнения (1)–(6), (9) и (10), при выполнении всех необходимых разложений и при удержании членов только порядка $1/c$ и первого порядка относительно малоамплитудных возмущений, принимают следующий линеаризованный вид:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + v \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{g1}}{\partial x} + \frac{B}{\mu \rho} \frac{\partial B_1}{\partial x} + \varepsilon \frac{B}{\rho} \frac{\partial E_1}{\partial t} = \frac{\kappa_F}{c} F_{r1}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial P_{g1}}{\partial t} + v \frac{\partial P_{g1}}{\partial x} + \gamma P_g \frac{\partial v_1}{\partial x} = 4\pi(\gamma - 1) \kappa_F \theta \rho (J_1 - S_1), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_1}{\partial t} + v \frac{\partial J_1}{\partial x} + \frac{\partial F_{r1}}{\partial x} + (1 + f) J \frac{\partial v_1}{\partial x} = \\ = -\kappa_F \theta \rho (J_1 - S_1), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{\partial F_{r1}}{\partial t} + v \frac{\partial F_{r1}}{\partial x} + \omega_F F_{r1} + c f \frac{\partial J_1}{\partial x} = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial B_1}{\partial t} + \frac{\partial E_1}{\partial x} = 0, \quad (20)$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon \mu} \frac{\partial B_1}{\partial x} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} (E_1 - v B_1 - B v_1). \quad (21)$$

Здесь

$$S^{eq} = B = \frac{ac}{4\pi} T^4,$$

$$S_1 = 4S^{eq} \left(\frac{P_{g1}}{P_g} - \frac{\rho_1}{\rho} \right) = \frac{3c}{\pi} \frac{1-\beta}{\beta} (P_{g1} - c_T^2 \rho_1) \quad (22)$$

— функция источника и ее возмущение, обусловленная истинным излучением;

$$\omega_F(x, t) := \kappa_F \rho c \quad (23)$$

— частота, характеризующая затухание потока энергии излучения.

Заметим, что частота ω_F связана со средним свободным пробегом фотона l_p , или средним сво-

бодным временем пробега фотона t_p . Здесь величина $t_p = l_p / c = 1 / \omega_F$ — это шкала времени, характеризующая ослабление потока энергии излучения за счет непрозрачности, а величина $t_E = 1 / \theta \omega_F$ — это шкала времени, характеризующая ослабление плотности энергии излучения истинной эмиссией при нагревании.

С учетом соотношений (22) и (23) и дифференциальных операторов

$$\begin{aligned} \hat{\omega}(x, t) &:= \partial/\partial t + v \partial/\partial x, \quad \hat{k}(x, t) := \partial/\partial x, \\ \hat{\omega}_0(t) &:= \partial/\partial t, \end{aligned} \quad (24)$$

уравнения (15)–(21) могут быть переписаны в виде:

$$\hat{\omega} \rho_1 + \rho \hat{k} v_1 = 0, \quad (25)$$

$$\hat{\omega} v_1 + \frac{1}{\rho} \hat{k} P_{g1} + \frac{B}{\mu \rho} \hat{k} B_1 + \varepsilon \frac{B}{\rho} \hat{\omega}_0 E_1 = \frac{\kappa_F}{c} F_{r1}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} (\hat{\omega} + \theta \omega_{th}) P_{g1} + \gamma P_g \hat{k} v_1 - \theta \omega_{th} c_T^2 \rho_1 = \\ = 4\pi(\gamma - 1) \kappa_F \theta \rho J_1, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} (\hat{\omega} + \kappa_F \theta \rho) J_1 + (1 + f) J_1 \hat{k} v_1 + c \hat{k} F_{r1} = \\ = \frac{\theta \omega_{th}}{4\pi(\gamma - 1)} (P_{g1} - c_T^2 \rho_1), \end{aligned} \quad (28)$$

$$(\hat{\omega} + \omega_F) F_{r1} + c f \hat{k} J_1 = 0, \quad (29)$$

$$\hat{\omega}_0 B_1 + \hat{k} E_1 = 0, \quad (30)$$

$$\hat{\omega}_0 E_1 + \frac{1}{\varepsilon \mu} \hat{k} B_1 = -\frac{\sigma}{\varepsilon} (E_1 - v B_1 - B v_1). \quad (31)$$

Здесь

$c_T^2 := \left(\frac{\partial P_g}{\partial \rho} \right)_T = \frac{P_g}{\rho}$ — изотермическая скорость звука в газе;

$$\omega_{th} := 12(\gamma - 1) \frac{P_r}{P_g} \omega_F = 12 \frac{\gamma - 1}{1 + f} \frac{c_r^2}{c_T^2} \omega_F = \omega_F \Upsilon$$

— частота теплообмена, определяющая эволюцию и характер акустических волн;

$c_r^2 := (1 + f) P_r / \rho$ — радиационная адиабатическая скорость звука;

$$\Upsilon := 12(\gamma - 1) \frac{P_r}{P_g} = \frac{12(\gamma - 1)(1 - \beta)}{\beta} = \frac{C_{rV}}{C_{gV}}$$

— отношение удельных теплоемкостей излучения и газа (плазмы) при постоянном объеме;

$P := (P_g + P_r)$ и $S := (s_g + s_r) = C_{Vg} \ln(P_g / \rho^\gamma) + 4aT^3/3\rho$ — соответственно полное давление и полная энтропия радиационной среды;

$\beta := \frac{P_g}{P} = \frac{12(\gamma - 1)}{\gamma + 12(\gamma - 1)} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_0}$ — коэффициент, характеризующий долю газа в полном давлении смеси вещества и чернотельного излучения.

УПРАВЛЯЮЩЕЕ УРАВНЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ АКУСТИКИ В НАМАГНИЧЕННОЙ СЕРОЙ СРЕДЕ

Получим здесь управляющее уравнение радиационной акустики для намагниченной серой среды путем последовательного исключения всех возмущенных величин из линеаризованных уравнений (25)–(31). В результате крайне трудоемких преобразований получим точное управляющее уравнение (седьмого порядка) радиационной акустики в намагниченной серой среде в следующем виде:

$$\{P_7 + \omega_F [1 + (1 + \gamma)\theta]P_6 + \omega_F \Delta [1 + (1 + \gamma)\theta]P_5 + \omega_F^2 \Delta [(1 + \gamma)\theta]P_4\} \psi = 0, \quad (32)$$

где $\psi := \{p_1, v_1, P_{g1}, J_1, F_{r1}, B_1, E_1\}$ — возмущенные величины, а операторы $P_7(x, t)$, $P_6(x, t)$, $P_5(x, t)$, и $P_4(x, t)$ для волн седьмого, шестого, пятого и четвертого порядков, соответствующие высокочастотному, среднечастотному и низкочастотному режимам, задаются соотношениями:

$$P_7 := \hat{\omega} \left(\hat{\omega}^2 - c_g^2 \hat{k}^2 \right) \left(\hat{\omega}^2 - c_f^2 \hat{k}^2 \right) \left(\hat{\omega}_0^2 - c^2 \hat{k}^2 \right), \quad (33)$$

$$P_6 := \left(\hat{\omega}^2 - c_f^2 \hat{k}^2 \right) \left[\hat{\omega}^2 - (c_T^2 + c_A^2) \hat{k}^2 \right] + \frac{\Delta}{\omega_F [1 + (1 + \gamma)\theta]} \hat{\omega}^2 \left(\hat{\omega}^2 - c_f^2 \hat{k}^2 \right) \left[\hat{\omega}^2 - (c_g^2 + c_A^2) \hat{k}^2 \right], \quad (34)$$

$$P_5 := \hat{\omega} \left[\left(\hat{\omega}^2 - c_f^2 \hat{k}^2 \right) \left(\hat{\omega}^2 - c_{II}^2 \hat{k}^2 \right) + \frac{c_A^2}{c^2} \left(\hat{\omega}^2 - \frac{\gamma\theta}{1 + (1 + \gamma)\theta} c_f^2 \hat{k}^2 \right) \left(\hat{\omega}_0^2 - c^2 \hat{k}^2 \right) \right] + \frac{\omega_F}{\Delta} \frac{(1 + \gamma)\theta}{1 + (1 + \gamma)\theta} \hat{\omega} \left(\hat{\omega}^2 - c_T^2 \hat{k}^2 \right) \left(\hat{\omega}_0^2 - c^2 \hat{k}^2 \right), \quad (35)$$

$$P_4 := \hat{\omega}^2 \left[\hat{\omega}^2 - (c_T^2 + c_A^2) \hat{k}^2 \right]. \quad (36)$$

Здесь

$c_g^2 := \left(\frac{\partial p_g}{\partial \rho} \right)_{S_g} = \gamma \frac{p_g}{\rho}$ — адиабатическая скорость звука в газе;

$c_T^2 := \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S = \Gamma_1 \frac{P}{\rho} = \Gamma_0 \frac{P_g}{\rho} = \Gamma_0 c_T^2$ — изэнтропическая радиационно-акустическая скорость;

$\Gamma_1 := \beta + \frac{(\gamma - 1)(4 - 3\beta)^2}{\beta + 12(\gamma - 1)(1 - \beta)} = \frac{4}{3} \frac{\gamma^2 + (\gamma - 1)(15\gamma + 9\gamma)}{(\gamma + 1)[\gamma + 12(\gamma - 1)]}$ —

обобщенный показатель адиабаты для смеси вещества с излучением (Cox, Giuli, 1968);

$\Gamma_0 := \frac{C_p^{(tot)}}{C_V^{(tot)}} = \frac{\gamma^2 + (\gamma - 1)(15\gamma + 9\gamma)}{9(\gamma + 1)(\gamma - 1)} = \frac{c_T^2}{c_g^2}$ — отно-

шение полных удельных теплоемкостей излучающего вещества при постоянном давлении $C_p^{(tot)}$

и постоянном объеме $C_V^{(tot)} := C_{rV} + C_{gV}$;

$C_p^{(tot)} - C_V^{(tot)} = \frac{R}{\mu} \left(1 + 4 \frac{P_r}{P_g} \right)^2$ — обобщенное соотношение Майера;

$c_{rg}^2 := c_r^2 + c_g^2$ — радиационная акустическая скорость;

$c_A := \sqrt{B / \mu \rho}$ — групповая скорость волны Альвена;

$\Delta := \sigma / \varepsilon = c^2 \sigma \mu$.

Скорости c_I^2 и c_{II}^2 определяются выражением (Kaneko и др., 2005)

$$c_I^2, c_{II}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \quad (37)$$

где $A := 1 + (1 + \gamma)\theta$,

$B := c_{rg}^2 + [c_g^2 + 3(\gamma - 1)c_r^2 + (c_f^2 + c_g^2)\gamma]\theta$, $C := c_f^2 c_g^2 \theta \gamma$.

В нерелятивистском приближении, когда справедливо неравенство $P / \rho c^2 \ll \beta^{-1}(1 - \beta)\theta$, скорости c_I^2 и c_{II}^2 задаются соотношениями

$$c_{II}^2 = c_T^2, c_I^2 = \frac{\theta \gamma}{1 + \theta(1 + \gamma)} c_f^2 = \frac{12(\gamma - 1)(1 - \beta)\theta}{\beta + [\beta + 12(\gamma - 1)(1 - \beta)]\theta} c_f^2 \quad (38)$$

— уменьшенная скорость волны излучения (не являющаяся, однако, реальной скоростью распространяющейся волны). Если $(1 - \beta)\theta \gg \beta$, то $c_I^2 = c_f^2$, что соответствует радиационно-индуцированной волне, которая возникает из радиационного возмущения со скоростью c_f ; если $\theta = 1$, то $c_I^2 = c_f^2 \Upsilon(2 + \Upsilon)^{-1}$; если $\theta = 0$, то $c_I^2 = 0$, $c_{II}^2 = c_{rg}^2$.

Уравнение (32) является фундаментальным акустическим уравнением для изучения поведения одномерных радиационных гидродинамических волн в намагниченной серой среде.

Чтобы несколько упростить структуру операторов P_6 и P_5 , далее предположим, что

$$\omega_F \ll \Delta = c^2 \sigma \mu, \quad (B/\mu\rho)^2/c^2 \ll 1. \quad (39)$$

Поскольку величины $l_p := c/\omega_F$ и $l_d := c/\Delta$ являются, соответственно, средним свободным путем излучения и расстоянием затухания электромагнитной волны в проводящей среде, то первое неравенство (39) означает, что $l_p \gg l_d$. Второе неравенство (39) всегда выполняется в МГД.

При последовательном исключении всех возмущенных величин из (15)–(21) с учетом предпо-

ложения (39) можно получить следующее основное управляющее уравнение

$$\left\{ \begin{aligned} P_7 + \Delta P_6' + \omega_F \Delta [1 + (1 + \Upsilon)\theta] P_5' + \\ + \omega_F^2 \Delta [(1 + \Upsilon)\theta] P_4 \end{aligned} \right\} \Psi = 0, \quad (40)$$

где

$$\begin{aligned} P_6' &= \hat{\omega}^2 \left(\hat{\omega}^2 - c_f^2 \hat{k}^2 \right) \left(\hat{\omega}^2 - a_{gA}^2 \hat{k}^2 \right), \\ P_5' &= \hat{\omega} \left(\hat{\omega}^2 - c_f^2 \hat{k}^2 \right) \left(\hat{\omega}^2 - a_{TA}^2 \hat{k}^2 \right). \end{aligned} \quad (41)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a_{gA}^2 &:= c_g^2 + (B/\mu\rho)^2, \quad a_{TA}^2 := c_T^2 + (B/\mu\rho)^2, \\ a_{rA}^2 &:= c_r^2 + (B/\mu\rho)^2 \end{aligned} \quad (42)$$

— адиабатическая, изотермическая и изоэнтропийная магнитоакустические скорости соответственно.

Чтобы несколько упростить задачу, в этой работе будем предполагать, что в уравнении (40) равновесная скорость $v = 0$. Тогда управляющее уравнение радиационной акустики в намагниченной серой среде примет более простой вид:

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_g^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_f^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \Delta \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_f^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{gA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \\ &+ \omega_F \Delta [1 + (1 + \Upsilon)\theta] \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_f^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{TA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \\ &+ \omega_F^2 \Delta [(1 + \Upsilon)\theta] \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{rA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi = 0. \end{aligned} \quad (43)$$

Наконец, с целью рассмотрения влияния магнитного поля только на характер акустических явлений в намагниченной плазме, проигнориру-

ем далее члены высшего порядка, включающие скорость света в уравнении (43); в результате получим:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_f^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{gA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta] \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_f^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{TA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \\ &+ \omega_F^2 [(1 + \Upsilon)\theta] \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{rA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi = 0. \end{aligned} \quad (44)$$

В случае чистого рассеяния энергии ($\theta = 0$, $c_I^2 = 0$), из уравнения (44) следует еще более простое управляющее соотношение

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_f^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{gA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \\ &+ \omega_F \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_{TA}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi = 0. \end{aligned} \quad (45)$$

ГАРМОНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В РАДИАЦИОННОЙ АКУСТИКЕ

Рассмотрим плоскую коротковолновую моду возмущения равновесного фона и будем предполагать, что начальное возмущение термодинамических параметров является одномерным синусоидальным колебанием. Тогда все структурные параметры излучающей среды эволюционируют

во времени по закону $\psi := \alpha \exp[i(kx - \omega t)]$, где ω — частота гармонических колебаний, а k — волновое число, т. е. все возмущения $\rho_1, v_1, P_{g1}, J_1, F_{r1}, B_1$ и E_1 зависят только от x и t . При этом действительная часть комплексной частоты ω связана с фазовой скоростью $V = |\operatorname{Re} \omega|/k$, а обратная мнимая часть дает время затухания волны $t_d = 1 / |\operatorname{Im} \omega|$.

Легко убедиться, что в этом случае фундаментальному акустическому уравнению (44) соответствует следующее дисперсионное соотношение:

$$\begin{aligned} & \omega(\omega^2 - c_f^2 k^2)(\omega^2 - a_{gA}^2 k^2) + \\ & + i\omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta](\omega^2 - c_f^2 k^2)(\omega^2 - a_{TA}^2 k^2) + \\ & + \omega_F^2 \omega(1 + \Upsilon)\theta(\omega^2 - a_{TA}^2 k^2) = 0. \end{aligned} \quad (46)$$

В случае чистого рассеяния энергии ($\theta = 0, c_f^2 = 0$) из уравнения (46) следует более простое дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned} & \omega^5 + i\omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta] \omega^4 - [(c_f^2 + a_{gA}^2)k^2 + \omega_F^2(1 + \Upsilon)\theta] \omega^3 - \\ & - i\omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta] [(c_f^2 + a_{TA}^2)k^2] \omega^2 + [c_f^2 a_{gA}^2 k^4 + \omega_F^2(1 + \Upsilon)\theta a_{TA}^2 k^2] \omega + \\ & + i\omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta] c_f^2 a_{TA}^2 k^4 = 0. \end{aligned} \quad (48)$$

Альтернативное выражение для уравнения (47) может быть записано в виде биквадратного уравнения относительно комплексного волнового числа k при заданном вещественном параметре ω

$$\begin{aligned} & \{c_f^2 a_{gA}^2 \omega + i\omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta] c_f^2 a_{TA}^2\} k^4 - \\ & - \{(c_f^2 + a_{gA}^2) \omega^3 + i\omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta] (c_f^2 + a_{TA}^2) \omega^2 - \omega_F^2(1 + \Upsilon)\theta a_{TA}^2 \omega\} k^2 + \\ & + \{\omega^5 + i\omega_F [1 + (1 + \Upsilon)\theta] \omega^4 - \omega_F^2(1 + \Upsilon)\theta \omega^3\} = 0. \end{aligned} \quad (49)$$

Для чистого рассеяния ($\theta = 0, c_f^2 = 0$) соотношение (49) принимает более простой вид:

$$\begin{aligned} & c_f^2 a_{gA}^2 k^4 - [(c_f^2 + a_{gA}^2) \omega^2 + i\omega_F a_{TA}^2 \omega] k^2 + \\ & + \omega^4 + i\omega_F \omega^3 = 0. \end{aligned} \quad (50)$$

Это уравнение играет важную роль при определении того, какие моды возникают в результате простого обмена импульсами между намагниченным веществом и излучением.

Формальное решение

Как уже говорилось, в данной работе мы остановились на исследовании уравнения (49), поскольку уравнение (48) достаточно основательно изучено в литературе (см. Cogley, Vincenti, 1969; Mihalas, Mihalas, 1983; 1999; Simmons, Mihalas, 2000; Kaneko и др., 2005; Kato, Fukue, 2020; Ко-

$$\begin{aligned} & \omega(\omega^2 - c_f^2 k^2)(\omega^2 - a_{gA}^2 k^2) + \\ & + i\omega_F \Delta \omega^2 (\omega^2 - a_{TA}^2 k^2) = 0, \end{aligned} \quad (47)$$

решение которого описывает частоты распространяющихся волновых мод, возникающих в результате обмена импульсами между намагниченным веществом и излучением.

Как уже упоминалось во “Введении”, у нас есть два различных способа анализа дисперсионного соотношения (46). Один из них — решить уравнение (46), выбрав волновой вектор k в качестве заданного вещественного параметра, в этом случае частота ω является комплексной величиной. Другой — решить уравнение (46), взяв ω в качестве заданного вещественного параметра, в этом случае k является комплексным числом.

Если уравнение (46) рассматривается как функция от комплексной частоты ω (при этом $\operatorname{Im} k = 0$), то его можно записать в виде уравнения пятого порядка

лесниченко, 2023). В этом случае наша задача заключается в анализе плоских волн, которые возникают от малоамплитудных начальных возмущений волнового числа k . Заметим, что действительная и мнимая части комплексного числа k задают фазовую скорость $V = \omega / |\operatorname{Re} k|$ и длину затухания $d = 1 / |\operatorname{Im} k|$ соответственно.

Введем теперь безразмерные частоту $\tilde{\omega}$ и волновое число $\tilde{k}$:

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_F} = 2\pi \left(\frac{l_p}{\lambda} \right) \left(\frac{V}{c} \right), \quad \tilde{k} = \frac{c}{\omega_F} k = l_p k, \quad (51)$$

где $\lambda = 2\pi V/\omega$ — длина волны возмущения частоты ω , распространяющегося с фазовой скоростью V . Действительная часть $|\operatorname{Re} \tilde{k}|$ также связана с оптической глубиной τ одной длины волны каждой моды частоты ω при ее скорости как

$\tau/2\pi = 1/|\operatorname{Re} \vec{k}|$. Уравнение (49) в безразмерной форме принимает вид:

$$L \vec{k}^4 - M \vec{k}^2 + N = 0, \quad (52)$$

где

$$L = \left[\frac{c_f^2 (c_g^2 + (B/\mu\rho)^2)}{c^4} \vec{\omega} + i[1 + (1 + \Upsilon)\theta] \frac{c_f^2 (c_T^2 + (B/\mu\rho)^2)}{c^4} \right],$$

$$M = \frac{c_f^2 + c_g^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \vec{\omega}^3 + i[1 + (1 + \Upsilon)\theta] \frac{c_f^2 + c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \vec{\omega}^2 - (1 + \Upsilon)\theta \frac{c_g^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \vec{\omega}, \quad (53)$$

$$N = \vec{\omega}^5 + i[1 + (1 + \Upsilon)\theta] \vec{\omega}^4 - (1 + \Upsilon)\theta \vec{\omega}^3.$$

Формальное решение уравнения (52) можно представить в виде:

$$\vec{k}^{(1)} = \pm \left[\frac{M - \sqrt{M^2 - 4LN}}{2L} \right]^{1/2},$$

$$\vec{k}^{(2)} = \pm \left[\frac{M + \sqrt{M^2 - 4LN}}{2L} \right]^{1/2}, \quad (54)$$

где $\vec{k}^{(1)}$ и $\vec{k}^{(2)}$ — волновые векторы для радиационно-индуцированных и модифицированных магнитным полем классических гидродинамических волн соответственно; а знаки перед квадратной скобкой обозначают два направления распространения. Таким образом, общее решение задается как линейная комбинация двух комплексных решений $\vec{k}^{(1)}$ и $\vec{k}^{(2)}$:

$$\psi = \alpha_1 \exp[i\omega_F(c^{-1}\vec{k}_1 x - \vec{\omega}t)] + \alpha_2 \exp[i\omega_F(c^{-1}\vec{k}_2 x - \vec{\omega}t)]. \quad (55)$$

ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ WHITHAM МЕТОДА ДЛЯ АНАЛИЗА ЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В РАДИАЦИОННОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

Используемый в этом разделе Whitham метод (1959) приближенного решения задачи распространения акустических волн позволяет, как было указано во “Ведении”, заменить точное управляющее уравнение набором приближенных уравнений низшего порядка, каждое из которых является частью достоверного приближения к точному уравнению в определенной области независимой временной переменной. Для каждой скорости распространения, входящей в точное уравнение, можно получить собственное управляющее уравнение низшего порядка. При этом решение

уравнения низшего порядка, которое во многих случаях можно получить в замкнутой форме, представляет собой часть общего решения. Преимуществом данного метода является разделение задачи на физически значимые части, что дает возможность увидеть, каким образом развиваются

ся во времени результирующие формы отдельных волн возмущения. В работе мы ограничимся только линейными задачами. Однако, как показал Whitham, линейные решения являются важным первым шагом в понимании соответствующих нелинейных явлений.

Добавим к сказанному, что относительно простая форма уравнений низшего порядка позволяет без формального решения полной задачи определить явно, какого типа отклика на возмущение равновесного фона системы можно ожидать. В радиационной акустике возможно появление так называемых вырожденных скоростей со значениями ноль и бесконечность. Эти вырожденные скорости могут представлять собой диффузионные механизмы, которые приводят к возникновению чисто диффузионных волн. Whitham метод носит эвристический и приближенный характер и не претендует на математически строгую аргументацию. Поэтому его точность не приводится в качестве неотъемлемой части метода. Вместе с тем, как показало сравнение результатов, полученных подобным методом, и полученных с помощью численного решения точного управляющего уравнения, их точность весьма высока в широком диапазоне частот для всех режимов радиационной акустики (см. Vincenti, Baldwin, 1962; Lick, 1964; Moore, 1966; Long, Vincenti, 1967; Cogley, Vincenti, 1969; Kaneko и др., 2005). Исключения возможны в небольших областях частот, при которых решение переходит от одного уравнения низшего порядка к другому, но и в этом случае аналитические результаты не имеют серьезных отклонений.

Продemonстрируем теперь возможности эвристического Whitham подхода на примере определения характерных черт для основных (но не всех) фундаментальных акустических мод в радиационной магнитной акустике.

*Одномерные радиационные волны
в высокочастотном режиме*

В этом подразделе поясним Whitham метод, рассмотрев в качестве простого примера высокочастотный радиационно-волновой режим. С этой целью положим в точном управляющем уравнении радиационной акустики (44) $\partial^2/\partial t^2 \approx c_f^2 \partial^2/\partial x^2$ что соответствует трактовке Whitham о том, что радиационная волновая мода со скоростью c_f аппроксимируется заданием $\partial/\partial t \approx \pm c_f \partial/\partial x$. Поскольку радиационно-волновой режим излучения волн имеет пятый порядок, то можно пренебречь в уравнении (44) членом, описывающим волны третьего порядка P_3 . В двух оставшихся частях уравнения (44) с помощью выбранного аппроксимационного соотношения для $\partial^2/\partial t^2$ в членах, включающих скорости a_{gA}^2, c_f^2 и a_{TA}^2 , производную $\partial^2/\partial t^2$ заменим на $c_f^2 \partial^2/\partial x^2$, а затем к обрезанному уравнению радиационной акустики применим очевидные неравенства $a_{gA}^2 \ll c_f^2$ и $a_{TA}^2 \ll c_f^2$. В результате получим следующее приближенное управляющее уравнение в виде радиационной части для возмущенных величин $\psi = \{E_{r1}, F_{r1}\}$:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_F(1+\theta) \frac{\partial}{\partial t} - c_f^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \psi = 0, \quad (56)$$

где для оценки скорости c_f^2 было использовано соотношение $c_f^2 = c_f^2 \theta \Upsilon / [1 + \theta(1 + \Upsilon)]$.

Подставляя гармоническое возмущение вида $\psi \sim \exp[i(kx - \omega t)]$ в уравнение (56), получим следующее дисперсионное соотношение для распространения волны-излучения:

$$\omega^2 + i\omega_F(1+\theta)\omega - c_f^2 k^2 = 0. \quad (57)$$

Коэффициент $\omega_F(1+\theta)$ в этом уравнении означает, что затухание радиационно-волновой моды обусловлено как потерей потока энергии излучения из-за непрозрачности, так и потерей плотности энергии за счет реабсорбции. Уравнение (56) (или (57)) характеризуется следующей специфической частотой: $\omega_c(f) = \omega_F(1+\theta)/2$. При ограничении $\omega > \omega_c(f)$ уравнение (57) для радиационно-волновой моды имеет решение

$$\pm k_c(f) \simeq \frac{\omega}{c_f} + i \frac{\omega_F(1+\theta)}{2c_f}. \quad (58)$$

Обратная мнимая часть уравнения (58) дает длину затухания

$$d_f = \frac{1}{|Im k_c(f)|} = \frac{2c_f}{\omega_F(1+\theta)} = \frac{2I_p}{\sqrt{3}(1+\theta)}. \quad (59)$$

Таким образом, величина d_f порядка длины среднего свободного пробега фотона I_p . Вместе с ограничением $\omega > \omega_c(f)$ это означает, что длина волны радиационно-волновой моды $\lambda = 2\pi c_f/\omega$ соответствует оптически тонкому режиму.

В случае рассеяния без обмена энергией между веществом и излучением, когда в приведенном выше результате $\theta = 0$, эффект истинного излучения отсутствует, и взаимодействие между ними происходит только за счет обмена импульсом. В этом случае дисперсионное соотношение (58) принимает вид:

$$\omega^2 + i\omega_F\omega - c_f^2 k^2 = 0.$$

Именно это уравнение определяет поведение радиационной моды при строго консервативном условии и, следовательно, отвечает консервативной волне излучения.

Итак, выполненное здесь рассмотрение показало, что магнитное поле не оказывает влияния на скорость распространения радиационной волны со скоростью c_f .

Адиабатическая магнитно-звуковая мода

Для исследования адиабатического режима магнитно-звуковой волны положим в управляющем уравнении магнитно-радиационной акустики (44)

$$\partial^2/\partial t^2 \approx [c_g^2 + (B/\mu\rho)^2] \partial^2/\partial x^2.$$

В результате, при использовании предположений $c_f^2 \gg c_g^2 + (B/\mu\rho)^2$ и $P_3 = 0$, уравнение (44) может быть аппроксимировано для возмущенных величин $\psi = \{\rho_1, v_1, P_{g1}\}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - [c_g^2 + (B/\mu\rho)^2] \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \psi + \\ & + \left(\omega_F \frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{\gamma-1}{\gamma} \omega_{th} \theta \right) \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (60)$$

Поскольку член затухания из-за охлаждения $\theta \omega_{th} \frac{\gamma-1}{\gamma} = 12 \frac{\theta(\gamma-1)^2}{\gamma(1+f)} \frac{c_r^2}{c_f^2} \omega_F$ намного больше, чем сила радиационного сопротивления $\omega_F c_r^2 / c_f^2$, то уравнение (60) может быть переписано в более простом виде:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - [c_g^2 + (B/\mu\rho)^2] \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\gamma-1}{\gamma} \omega_{th} \theta \frac{\partial}{\partial t} \right) \psi = 0. \quad (61)$$

С другой стороны, в случае рассеяния из (60), следует уравнение

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - [c_g^2 + (B/\mu\rho)^2] \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_F \frac{c_r^2}{c_f^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Psi = 0. \quad (62)$$

В следующем разделе будет показано, что в случае рассеяния не возникает магнитно-изотермической звуковой моды, а магнитно-адиабатическая звуковая мода занимает как высокочастотный, так и среднечастотный режимы.

Запишем теперь дисперсионное соотношение, соответствующее управляющему уравнению (61):

$$\omega^2 + i \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \omega_{th} \theta \right) \omega - [c_g^2 + (B/\mu\rho)^2] k^2 = 0. \quad (63)$$

Уравнение (61) (или (63)) имеет следующую характеристическую частоту:

$$\omega_c(gA) = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \omega_{th} \theta. \quad (64)$$

Принимая ограничение $\omega > \omega_c(gA)$ для магнитно-адиабатической звуковой моды, получим следующее решение уравнения (63) (Mihalas, Mihalas, 1999):

$$\pm k_{gA} = \frac{\omega}{c_g^2 + (B/\mu\rho)^2} + i \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\omega_{th} \theta}{c_g^2 + (B/\mu\rho)^2}. \quad (65)$$

Из выражения (65) следует, что длина затухания магнитно-адиабатической звуковой волны, т. е. порядок расстояния, которое проходит волна за время охлаждения t_N , оценивается как

$$d_{gA} = \frac{1}{|Im k_{gA}|} = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{1}{\omega_{th} \theta} (c_g^2 + (B/\mu\rho)^2) \sim (c_g^2 + (B/\mu\rho)^2) t_N. \quad (66)$$

В случае рассеяния решение уравнения (62) принимает вид

$$\pm k'_{gA} = \frac{\omega}{c_g^2 + (B/\mu\rho)^2} + i \frac{\omega_F}{2[c_g^2 + (B/\mu\rho)^2]} \frac{c_r^2}{c_f^2}. \quad (67)$$

Ниже будет показано, что, когда обмен энергией между веществом и излучением мал, сила радиационного сопротивления управляет затуханием магнитно-адиабатического звукового режима как в высокочастотном, так и в среднечастотном режимах.

Изотермическая магнитно-звуковая мода

Для исследования изотермической магнитно-звуковой волны положим в управляющем уравнении (44) $\partial^2/\partial t^2 \approx [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] \partial^2/\partial x^2$. В результате, при использовании предположений $c_f^2, c_I^2 \gg [c_g^2 + (B/\mu\rho)^2]$, $[c_T^2 + (B/\mu\rho)^2]$ получим

следующее уравнение для возмущенных величин $\Psi := \{\rho_1, v_1, P_{g1}\}$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \omega_F \frac{c_r^2}{c_f^2} \left(1 + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{3c_r^2} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\gamma - 1}{\theta \omega_{th}} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^3}. \quad (68)$$

Соответствующее дисперсионное соотношение для изотермической магнитно-звуковой моды принимает вид:

$$\omega^2 + i \left[\frac{\gamma - 1}{\theta \omega_{th}} \omega^3 + \omega_F \left(\frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c} \right) \omega \right] - [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] k^2 = 0. \quad (69)$$

Решая это уравнение, получим:

$$\pm k_{TA} = \frac{\omega}{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2} + i \left[(\gamma - 1) \frac{\omega^2}{\theta \omega_{th}} + \omega_F \left(\frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c} \right) \right]. \quad (70)$$

Мнимая часть этого решения состоит из двух частей: одна часть пропорциональна величине $(\gamma - 1) \omega^2 / \theta \omega_{th}$, а другая — величине $\omega_F [c_r^2 / c_f^2 + (c_T^2 + (B/\mu\rho)^2) / c]$. Вследствие различия в механизме демпфирования магнитно-изотермический режим звука может быть разделен на две подмоды.

Пренебрегая вторым членом в левой части уравнения (68), получим

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi - \frac{\gamma - 1}{\theta \omega_{th}} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^3} = 0. \quad (71)$$

Это уравнение описывает магнитно-изотермический акустический режим в наиболее высокочастотной части, которая называется режимом охлаждения. Решение уравнения (71) имеет вид:

$$\pm k_{TA} = \frac{\omega}{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2} + i \frac{\gamma - 1}{\theta \omega_{th}} \omega^2. \quad (72)$$

Таким образом, это режим можно назвать изотермическим магнитно-звуковым режимом с затуханием при охлаждении. Уравнение (71) согласуется с решением изотермического звукового режима, полученным Mihalas и Mihalas (1999).

Уравнение (71) имеет характерную частоту

$$\omega_c(t_A) = 2 \omega_{th} \theta / (\gamma - 1). \quad (73)$$

Условие $\omega_c(t_A) \sim \omega_{th}\theta$ накладывает более высокую степень блокировки на изотермический магнитно-звуковой режим. Длина затухания изотермической магнитно-звуковой моды с охлаждением находится из решения (72) и имеет вид:

$$d_{TA} = \frac{1}{|Im k_{TA}|} = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{\omega_{th}\theta} \left(\frac{\omega_c(t_A)}{\omega} \right)^2. \quad (74)$$

Эта длина оценивается как $\sim [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] t_N$ при $\omega \sim \omega_c(t_A)$. Сравнение с частотой (64) показывает, что справедливо неравенство $\omega_c(gA) < \omega_c(t_A)$. Это неравенство означает, что адиабатический магнитно-звуковой режим накладывается на изотермический магнитно-звуковой режим в диапазоне $\omega_c(gA) < \omega < \omega_c(t_A)$. Другими словами, можно считать, что адиабатический магнитно-звуковой режим и изотермический магнитно-звуковой режим с охлаждением взаимодействуют друг с другом в этой области перекрытия. Частоту перехода между этими двумя магнитно-звуковыми режимами можно определить как

$$\omega_c(gA-t_A) = \sqrt{\omega_c(gA)\omega_c(t_A)} = \omega_{th}\theta/\gamma. \quad (75)$$

Таким образом, адиабатическая магнитно-звуковая мода, возникающая в области $\omega > \omega_c(gA-t_A)$, гасится при $\omega \sim \omega_c(gA-t_A)$ радиационным охлаждением, за которым следует изотермическая магнитно-звуковая мода с охлаждением при $\omega < \omega_c(gA-t_A)$.

Возвращаясь теперь к уравнению (68) и пренебрегая его правой частью, в результате получим:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi + \omega_F \left(\frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0. \quad (76)$$

Очевидно, что второй член в левой части уравнения (76) возникает из-за силы сопротивления. Таким образом, частотный режим, в котором выполняется уравнение (76), можно назвать режимом тяглового усилия. Решение уравнения (76) дается выражением:

$$\pm k'_{TA} = \frac{\omega}{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2} + i \frac{\omega_F}{2(c_T^2 + c_A^2)} \left(\frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \right). \quad (77)$$

Этот режим может быть назван изотермическим магнитно-звуковым режимом с затуханием, вызванным силой сопротивления.

В предыдущем подразделе было показано, что величина $\omega_F c_r^2 / c_f^2$ является частью силы радиационного сопротивления. В случае рассеяния без обмена энергией между намагниченным веществом и излучением, уравнение (75) заменяется уравнением (62), а решение (77) – уравнением (67), в котором только сила радиационного сопротивления появляется как член затухания. Это означает, что в случае рассеяния высокочастотный и среднечастотный режимы заняты адиабатической звуковой модой, затухание которой обусловлено только силой радиационного сопротивления.

В излучающей и рассеивающей среде сила сопротивления имеет более общий вид, приведенный выше. Фигурирующая в уравнении (76) величина $\omega_F [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] / c^2$ может быть названа тепловой частью силы сопротивления, которая, очевидно, возникает в результате обмена энергией.

Величину $\omega_F \{ c_r^2 / c_f^2 + [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] / c^2 \}$, таким образом, можно назвать полной радиационной магнитно-тепловой силой сопротивления. Когда намагниченное вещество и излучение взаимодействуют друг с другом посредством обмена энергией и импульсом, магнитно-акустическая мода, гасимая силой сопротивления, является не магнитно-адиабатической, а магнитно-изотермической звуковой модой, и ее затухание обусловлено радиационно-тепловой силой сопротивления.

Уравнение (75) имеет следующую характерную частоту:

$$\omega'_c(t_A) = \frac{\omega_F}{2} \left(\frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \right) = \frac{1}{t'_{TA}}. \quad (78)$$

Неравенство $\omega > \omega_c(t_A)$ для действительного параметра ω является ограничением для изотермической магнитно-звуковой моды с демпфированием силой сопротивления. Длина демпфирования составляет

$$d'_{TA} = \frac{1}{|Im k'_{TA}|} = \frac{2[c_T^2 + (B/\mu\rho)^2]}{\omega_F} \times \frac{c_f^2}{c_r^2 + [c_T^2 + (B/\mu\rho)^2] / 3} = (c_T^2 + c_A^2) t'_{TA}. \quad (79)$$

Определим теперь частоту $\omega''_c(t_A)$, при которой возможен переход между изотермическим магнитно-звуковым режимом с затуханием охлаждением и с затуханием, вызванным силой сопротивления, таким образом, что

$$\omega_F \left(\frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \right) = \frac{\gamma - 1}{\omega_{th}\theta} [\omega_c''(TA)]^2. \quad (80)$$

Тогда величина

$$\begin{aligned} \omega_c''(TA) &= \sqrt{\omega_c(TA)\omega_c'(TA)} = \\ &= \sqrt{\frac{\omega_F\omega_{th}\theta}{\gamma - 1} \left(\frac{c_r^2}{c_f^2} + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{c^2} \right)} \end{aligned} \quad (81)$$

является той частотой, при которой эффект радиационного охлаждения уравновешивается эффектом радиационно-теплового сопротивления, как механизмом демпфирования. Таким образом, уравнение (71) справедливо в режиме охлаждения в диапазоне $\omega_c(TA) > \omega > \omega_c''(TA)$, а уравнение (76) справедливо в режиме демпфирования силой сопротивления, когда заданная частота ω удовлетворяет неравенству

$$\omega_c''(TA) > \omega > \omega_c(TA).$$

Радиационная изоэнтروпийная магнитно-звуковая мода

Для исследования радиационного изоэнтروпийного магнитно-акустического режима распространения одномерной волны возмущения в излучающем газе положим в управляющем уравнении (44) $\partial^2 / \partial t^2 \approx c_T^2 \partial^2 / \partial x^2$. В результате, при использовании предположений $c_f^2 \gg c_T^2$ и $P_5 = 0$, получим следующее упрощенное управляющее уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - c_T^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} &= G \frac{\partial^3 \Psi}{\partial t^3}, \\ G &:= \frac{c_f^2 c_r^2}{\omega_F c_T^4} \left[\frac{\Upsilon}{1 + \Upsilon} \left(1 + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{3c_r^2} \right) \right]^2. \end{aligned} \quad (82)$$

В случае рассеяния скорость c_T^2 заменяется на $c_{gr}^2 + (B/\mu\rho)^2$ и коэффициент G на

$$G' = c_f^2 c_r^2 / \omega_F (c_{gr}^2 + (B/\mu\rho)^2)^2. \quad (83)$$

Дисперсионное соотношение для управляющего уравнения (82) имеет вид:

$$\omega^2 - c_T^2 k^2 = -iG\omega^3. \quad (84)$$

Это уравнение характеризуется следующей частотой:

$$\omega_c(\Gamma) = \frac{\omega_F c_T^4}{c_f^2 c_r^2} \left[\frac{1 + \Upsilon}{\Upsilon} \frac{3c_r^2}{3c_r^2 + c_T^2 + (B/\mu\rho)^2} \right]^2 = \frac{1}{t_\Gamma}. \quad (85)$$

Если справедливо неравенство $\omega < \omega_c(\Gamma)$, то решение уравнения (84) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \pm k_\Gamma &= \frac{\omega}{c_\Gamma} + i \frac{G}{2c_\Gamma} \omega^2 = \\ &= \frac{\omega}{c_\Gamma} + i \frac{c_f^2 c_r^2}{2\omega_F c_\Gamma^5} \left[\frac{\Upsilon}{1 + \Upsilon} \left(1 + \frac{c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}{3c_r^2} \right) \right]^2 \omega^2. \end{aligned} \quad (86)$$

Сравним теперь характеристическую частоту $\omega_c(\Gamma)$ с частотой $\omega_c'(TA)$ (см. (78)). В случае с преобладанием излучения имеет место приближенное равенство $\omega_c(\Gamma) \simeq \omega_c'(TA)$. Это означает, что переход изотермической магнитно-звуковой моды в радиационную изоэнтропийную магнитно-акустическую происходит при $\omega \sim \omega_c'(TA)$.

С другой стороны, в случае преобладания намагниченной плазмы справедливо неравенство $\omega_c(\Gamma) > \omega_c'(TA)$, т. е. изотермическая магнитно-звуковая мода и радиационная изоэнтропическая магнитно-акустическая мода перекрываются в пределах $\omega_c(\Gamma) > \omega > \omega_c'(TA)$. Следовательно, можно определить частоту перехода между этими двумя модами как

$$\begin{aligned} \omega_c(\Gamma - \Gamma) &= \sqrt{\omega_c(\Gamma)\omega_c'(TA)} = \\ &= \omega_F \frac{c_T^2}{c_f^2} \frac{1 + \Upsilon}{\Upsilon} \sqrt{\frac{3c_r^2}{3c_r^2 + c_T^2 + (B/\mu\rho)^2}}. \end{aligned} \quad (87)$$

Таким образом, в случае намагниченной материи изотермическая магнитно-звуковая мода сливается при $\omega \sim \omega_c(\Gamma - \Gamma)$ в радиационную изоэнтропийную магнитно-акустическую моду, а диапазон частот для изотермического звука $\omega_c(\Gamma - \Gamma) > \omega > \omega_c(\Gamma)$ становится более узким с уменьшением интенсивности излучения. Если критическая частота $\omega_c(\Gamma - \Gamma)$ становится равной частоте $\omega_c(\Gamma)$, то изотермический режим звука исчезает, когда имеет место преобладание намагниченной плазмы.

В заключение этого подраздела отметим, что уравнение (82) имеет ту же математическую форму, что и уравнение (71), управляющее магнитно-изотермическим режимом звука в случае охлаждения. Как видно из вышеизложенного, радиационная изоэнтропийная магнитно-акустическая волна затухает при $\omega \sim \omega_c(\Gamma)$ за счет поглощения энергии волны. Между тем изотермическая магнитно-звуковая волна исчезает при $\omega \sim \omega_c(TA)$, поскольку эффект радиационного охлаждения становится недостаточным вблизи этой частоты для поддержания изотермического состояния. Магнитно-изотермическая звуковая волна гасится не за счет поглощения волновой

энергии, а за счет неактивной роли радиационного охлаждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многие современные исследования в области астрофизики требуют изучения динамики излучающих потоков. В данной работе проанализированы уравнения радиационной магнитной гидродинамики с целью понимания их математической структуры. Основная часть проведенных здесь исследований направлена на моделирование линейных явлений в потоке намагниченной плазмы, поскольку результаты линейного анализа часто дают фундаментальные представления и концептуальные рамки, в которых могут быть интерпретированы и поняты результаты нелинейных расчетов. В частности, анализ распространения одномерных волн играет центральную роль в процессе модификации численных схем Годунова высокого порядка, поскольку облегчают построение надежных алгоритмов для решения гиперболических уравнений радиационной акустики.

В работе рассматривается распространение линейных акустических возмущений в бесконечной, однородной, серой излучающей плазме, первоначально находящейся в радиационном равновесии. Во всех предыдущих работах по этой проблеме рассматривалось в основном влияние радиационного энергообмена на волновое движение излучающей жидкости, но при этом не учитывалось воздействие магнитного поля на распространение радиационных волн в намагниченной плазме. Кроме этого, часто пренебрегалось широко используемой в настоящей работе радиационной термодинамикой, которая оказалась весьма полезной при анализе волновых явлений в радиационной гидродинамике.

В работе выведено управляющее уравнение радиационной акустики с учетом влияния поперечного магнитного поля и получены его приближенные решения. Соответствующие ему управляющие уравнения низкого порядка и их аналитические решения могут служить удобным математическим инструментом для исследования поведения акустических волн в различных физических условиях излучающей намагниченной плазмы. Проблема распространения линейных гармонических волн проанализирована в работе с использованием Whitham метода, с помощью которого были установлены фундаментальные свойства этих волн с учетом влияния на их распространение поперечного магнитного поля.

Исходная система уравнений (1)–(6), (9) и (10) радиационной МГД для намагниченной излучающей серой среды описывает поведение как

классических, так и различных радиационно-индуцированных мод, рассмотренных, в частности, в работе (Колесниченко, 2023). Единственное отличие состоит в том, что адиабатическая, изотермическая и изоэнтропическая скорости звука и радиационно-акустическая скорость заменены на адиабатическую, изотермическую и изоэнтропическую магнитно-акустическую скорость и радиационную магнитно-акустическую скорость соответственно. При этом следует заметить, что важным отличием от классических результатов является то, что намагниченная плазма допускает и другие малоизученные в литературе простые волны. К ним, в частности, относятся радиационно-диффузионная мода постоянного объема, моды с затуханием при непрозрачности и затуханием при охлаждении и некоторые другие. Однако на распространение этих волн поперечное магнитное поле влияния не оказывает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бисноватый-Коган Г.С., Блинников С.И.* Распространение волн в средах с высоким давлением излучения. I. Уравнения и случай однородной среды // *Астрофизика*. 1978. Т. 14. С. 563–577.
- Колесниченко А.В.* Простые волны и малоамплитудные возмущения в радиационной газодинамике // *Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша*. 2023. № 48. 36 с.
- Куликовский А.Г., Свешникова Е.И.* Нелинейные волны в упругих средах. М.: Изд-во Московский лицей, 1998. 412 с.
- Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во Ин. Лит., 1950. 426 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
- Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. М.: Изд-во Мир, 1977. 624 с.
- Agol E., Krolik J.* Photon damping of waves in accretion disks // *Astrophys. J.* 1998. V. 507. № 1. P. 304–315.
- Balsara D.S.* An analysis of the hyperbolic nature of the equations of radiation hydrodynamics // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 1999. V. 61. № 5. P. 617–527.
- Balsara D.S.* The eigen structure of the equations of radiation magnetohydrodynamics // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 1998. V. 61. P. 637–646.
- Buchler J.R.* Radiation hydrodynamics in the fluid frame // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 1979. V. 22. P. 293–300.
- Cogley A.C., Vincenti W.G.* Application to radiative acoustics of Whitham's method for the analysis of non-equilibrium wave phenomena // *J. Fluid. Mech.* 1969. V. 39. P. 641–666.
- Cox J.P., Giuli R.T.* Principles of Stellar Structure. New York: Gordon & Breach, 1968. 804 p.

- Glatzel W.* On the origin of strange modes and the mechanism of related instabilities // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1994. V. 271. P. 66–74.
- Hsieh S.-H., Spiegel E.A.* The equations of photohydrodynamics // *Astrophys. J.* 1976. V. 207. P. 244–252.
- Jiang Y.-F., Stone J.M., Davi S.W.* A Godunov method for multidimensional radiation magnetohydrodynamics based on a variable Eddington tensor // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2012. V. 199. id. 14 (1–29).
- Johnson B.M., Richard I., Klein R.I.* Numerical tests and properties of waves in radiating fluids // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2010. V. 111. P. 723–741.
- Kaneko N., Habe A., Ôno Y.* Linear waves in a radiating and scattering grey medium. III. The effect of a non-transverse magnetic field // *Astrophys. and Space Sci.* 1977. V. 50. P. 451–460.
- Kaneko N., Morita K., Maekawa M.* The comoving-frame equation of radiative transfer in a curvilinear coordinate system // *Astrophys. and Space Sci.* 1984. V. 107. P. 333–346.
- 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.
- Kato S., Fukue J.* Fundamentals of Astrophysical Fluid Dynamics Hydrodynamics: Magnetohydrodynamics, and Radiation Hydrodynamics. Singapore: Springer, 2020. 625 p.
- Lick W.J.* The propagation of small disturbances in a radiating gas // *J. Fluid Mech.* 1964 V. 18. P. 274–284.
- Long H.R., Vincenti W.G.* Radiation-driven acoustic waves in a confined gas // *Phys. Fluids.* 1967. V. 10. P. 1365–1386.
- Lowrie R.B., More J.E.* Issues with high-resolution Godunov methods for radiation hydrodynamics // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2001. V. 69. P. 475–489.
- Mihalas D., Mihalas B.W.* On the propagation of acoustic waves in a radiating fluid // *Astrophys. J.* 1983. V. 273. P. 355–362.
- Mihalas D., Mihalas B.W.* Foundations of Radiation Hydrodynamics. New York: Oxford Univ. Press, 1999. 731 p.
- Moore F.K.* Effect of radiative transfer on a sound wave travelling in a gas having γ near one // *Phys. Fluids.* 1966. V. 9. P. 70–80.
- Simmons K.H., Mihalas D.A.* Linearized analysis of the modified $P_{1/3}$ equations // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 2000. V. 66. P. 263–269.
- Vincenti W., Baldwin B.* Effect of thermal radiation on the propagation of plane acoustic waves // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 12. P. 449–477.
- Whitham G.B.* Some comments on wave propagation and shock wave structure with application to magnetohydrodynamics // *Comm. Pure Appl. Math.* 1959. V. 12. P. 113–158.