

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ НАД ФОБОСОМ И ДЕЙМОСОМ

© 2019 г. С. И. Копнин^{a, b, c}, Т. И. Морозова^a, С. И. Попель^{a, c, *}

^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

^c Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 08.02.2019 г.

После доработки 15.03.2019 г.

Принята к публикации 25.03.2019 г.

Представлено обсуждение линейных и нелинейных волн в приповерхностной плазме над Фобосом и Деймосом. Показано, что нарушение изотропии функции распределения электронов в приповерхностной плазме над спутниками Марса связано с движением солнечного ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц, что приводит к развитию неустойчивости и возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн. Кроме того, возможно распространение пылевых звуковых волн, возбуждение которых может, например, происходить в окрестности терминаторов спутников Марса. Найдены решения в виде пылевых звуковых солитонов, соответствующие параметрам плазменно-пылевых систем над освещенными частями Фобоса и Деймоса. Определены области возможных чисел Маха и амплитуд солитонов.

DOI: 10.1134/S0367292119080067

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особый интерес в космических исследованиях принадлежит выявлению свойств и проявлений пылевой плазмы у поверхностей спутников Марса – Фобоса и Деймоса [1–4]. На орбитах Марса успешно функционируют аппараты MarsExpress, ExoMars Trace Gas Orbiter, Mars Reconnaissance Orbiter, Mars Odyssey и др. В рамках готовящейся миссии “Бумеранг” (“Фобос-грунт-2”) предполагается обнаружение пылевых частиц на орбите вокруг Марса, а также определение основных параметров пылевых частиц (импульса, массы, скорости, заряда). 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. Ускорения свободного падения на Фобосе и Деймосе составляют десятитысячные доли ускорения свободного падения на Земле, и посадка на них космических аппаратов скорее напоминает стыковку с другим аппаратом, чем приземление на планету. Согласно наблюдениям космических аппаратов Викинг [5, 6] и Марс-Экспресс [1], поверхности Фобоса и Деймоса покрыты пылью, которая состоит из несвязанных друг с другом небольших крупинок реголита, образовавшие-

гося в результате микрометеороидной бомбардировки. Слабая гравитация усиливает роль пыли на Фобосе и Деймосе, поскольку даже слабое возмущение может привести к формированию массивного пылевого облака над поверхностями этих спутников Марса.

Фобос и Деймос подобно Луне являются безатмосферными телами. Соответственно, методы, с помощью которых производилось описание пылевой плазмы в окрестностях спутников Марса [2–4], схожи с методами, используемыми для Луны [7–19]). Поверхности Фобоса и Деймоса заряжаются под действием электромагнитного излучения Солнца и плазмы солнечного ветра. При взаимодействии с солнечным излучением поверхности спутников Марса вследствие фотоэффекта испускают электроны. К появлению фотоэлектронов приводит также их испускание парящими над Фобосом и Деймосом пылевыми частицами вследствие взаимодействия последних с электромагнитным излучением Солнца. Пылевые частицы, находящиеся на поверхности спутников Марса или в приповерхностном слое, под воздействием солнечного излучения испускают фотоэлектроны (возможен также обратный процесс поглощения присутствующих в плазме фотоэлектронов пылевыми частицами), а также по-

глощают, электроны и ионы солнечного ветра и фотоэлектроны от поверхностей Фобоса или Деймоса. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженными поверхностями спутников Марса, подъему и движению пыли.

Для каждого размера пылевых частиц существует определенное критическое значение угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце (превосходящее 75.52°) такое, что для меньших значений θ подъем частиц над поверхностями Фобоса и Деймоса оказывается невозможным. Причиной указанного ограничения является тот факт, что на пылевую частицу действуют разнонаправленные электростатическая и гравитационная силы. Условием отрыва положительно заряженной пылевой частицы от положительно заряженных поверхностей Фобоса и Деймоса является доминирование электростатической силы над силой гравитационного притяжения. Величина электростатической силы зависит от заряда частицы q_d . В свою очередь, на значение q_d существенным образом влияет концентрация фотоэлектронов. При значениях θ , меньших критического, именно фотоэлектроны, которые при попадании на пылевую частицу стремятся уменьшить ее (положительный) заряд, препятствуют доминированию электростатической силы над силой гравитационного притяжения. Отметим однако, что при углах θ , меньших критического, неоднородности профиля поверхностей Фобоса и Деймоса могут обеспечить подъем частиц на высоты порядка характерного размера неоднородностей за счет электростатических эффектов, в результате чего частица может успеть приобрести положительный заряд, достаточный для доминирования электростатической силы над гравитационной и, как следствие, происходит дальнейший подъем частицы.

Из-за малой гравитации над поверхностями Фобоса и Деймоса поднимаются существенно более крупные пылевые частицы ($a \sim 1$ мкм), чем над поверхностью Луны ($a \sim 0.1$ мкм [11]). В этом случае роль адгезии, которая представляется существенным процессом, препятствующим отрыву пылевых частиц от лунной поверхности [20, 21], на Фобосе и Деймосе значительно уменьшается. Фактически можно считать формирование пылевой плазмы над поверхностями Фобоса и Деймоса связанным с фотоэлектрическими и электростатическими процессами. Роль метеороидов при формировании пылевой плазмы в приповерхностном слое над Фобосом и Деймосом также оказывается существенно меньшей, чем в ситуации с Луной [20]. Вместе с тем, на больших расстояниях от Фобоса и Деймоса (существенно превосходящих их линейные размеры ~ 10 км) именно эффекты метеороидов приводят к фор-

мированию пылевого гало, состоящего из частиц с размерами порядка 10 мкм и концентрацией, значительно меньшей концентраций пылевых частиц у поверхностей Фобоса и Деймоса, связанных с фотоэлектрическими и электростатическими процессами.

Важное место в исследованиях свойств плазмы занимает изучение волновых процессов. Данная работа посвящена рассмотрению линейных и неллинейных плазменных волн над освещенной частью Фобоса и Деймоса, которые могут существовать и, возможно, иметь те или иные экспериментальные проявления. Существенным отличием от ситуации у Луны в случае Фобоса и Деймоса является фактическое отсутствие магнитного поля Марса. Соответственно, в отличие от Луны [17] роль магнитосферы планеты при развитии волновых процессов в пылевой плазме над поверхностями Фобоса и Деймоса пренебрежимо мала.

В разд. 2 работы рассматриваются линейные дисперсионные соотношения и неустойчивости в плазменно-пылевых системах над Фобосом и Деймосом. В разд. 3 приводится описание пылевых звуковых солитонов, которые могут существовать в приповерхностных плазменных слоях у спутников Марса.

2. ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ

Рассчитанные на основе электростатической модели [2–4] параметры пылевой плазмы над Фобосом и Деймосом, характеризующие распределения частиц плазмы в зависимости от высоты h над поверхностью соответствующего спутника Марса, приведены на рис. 1 и 2. Представлены концентрации фотоэлектронов ($n_{e,ph}$), испускаемых с поверхности Фобоса или Деймоса, а также с поверхностей пылевых частиц ($n_{e,ph_{dust}}$), концентрация электронов солнечного ветра n_{eS} , концентрация пылевых частиц n_d , зарядовое число пылевой частицы Z_d ($q_d = Z_d e$, где e – элементарный заряд). При расчетах использовались следующие параметры солнечного ветра: $n_{eS} = n_{iS} = 3.7$ см $^{-3}$, $T_{eS} = 1.4 \times 10^5$ К, $T_{iS} = 7 \times 10^4$ К, $u_i = 468 \times 10^5$ см/с. Здесь $n_{e(i)}$ – концентрация электронов (ионов), $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов), индекс S характеризует величины, относящиеся к солнечному ветру, u_i – скорость солнечного ветра. В качестве ионов солнечного ветра выбирались протоны. Расчеты проводились для условий солнечного максимума, работы выхода реголита $W = 5.5$ эВ и угла $\theta = 82^\circ$. Параметры, представленные на рис. 1 и 2, используются в дальнейшем анализе волновых процессов в пылевой плазме над спутниками Марса.

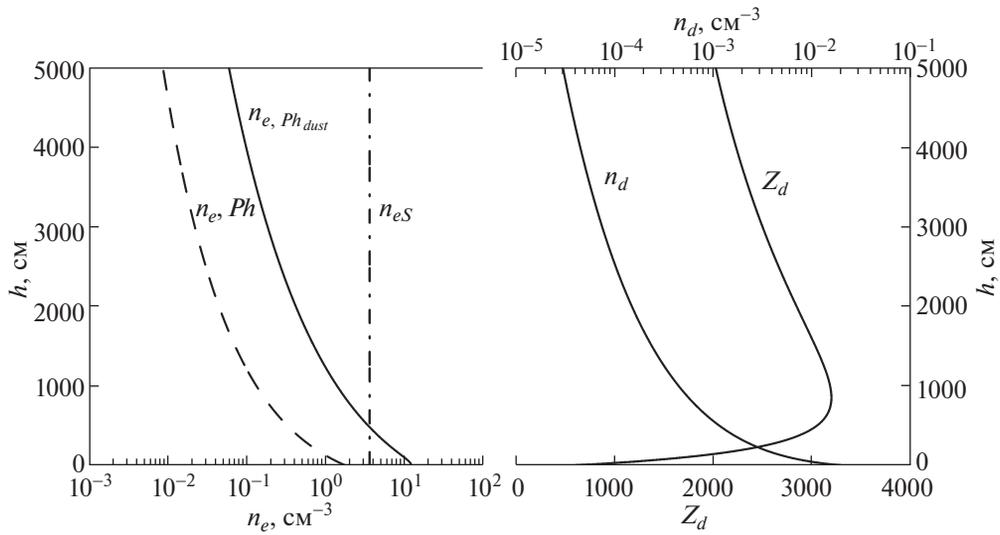


Рис. 1. Концентрации фотоэлектронов, испускаемых с поверхности Фобоса, $n_{e,Ph}$, фотоэлектронов, испускаемых с поверхностей пылевых частиц, $n_{e,Ph_{dust}}$, электронов солнечного ветра n_{eS} , пылевых частиц n_d , а также зарядовые числа пылевых частиц Z_d в зависимости от высоты h над поверхностью Фобоса.

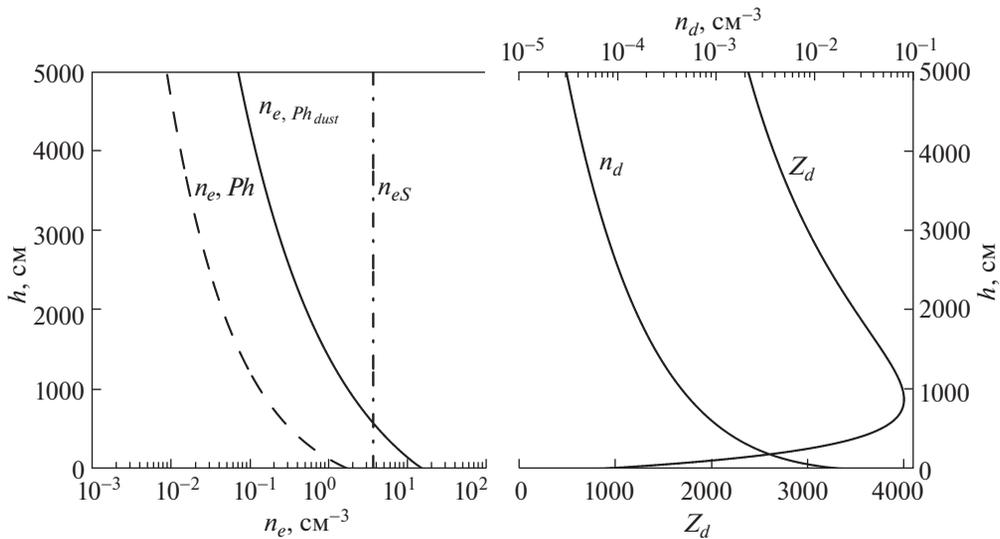


Рис. 2. Концентрации фотоэлектронов, испускаемых с поверхности Деймоса, $n_{e,Ph}$, фотоэлектронов, испускаемых с поверхностей пылевых частиц, $n_{e,Ph_{dust}}$, электронов солнечного ветра n_{eS} , пылевых частиц n_d , а также зарядовые числа пылевых частиц Z_d в зависимости от высоты h над поверхностью Деймоса.

Аналогично ситуации у Луны [13, 14], функции распределения фотоэлектронов у поверхностей спутников Марса могут быть представлены в виде суперпозиции двух функций распределения, характеризующихся различными температурами электронов: $T_{e1} \sim 0.1$ эВ (электроны выбиты фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита) и $T_{e2} \sim 1$ эВ (фотоэлектроны, связанные с линией H Лайман-альфа в спектре солнечного

излучения). Обозначим концентрации этих фотоэлектронов как n_{01} и n_{02} . Функции распределения указанных фотоэлектронов изотропны в пространстве скоростей [2–4]. Таким образом, не следует ожидать развития каких-либо неустойчивостей только за счет присутствия этих двух типов фотоэлектронов. Однако в дневное время поверхности Фобоса и Деймоса подвержены воздействию солнечного ветра. Движение солнечного

ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц приводит к возбуждению волн в приповерхностной плазме над спутниками Марса.

Рассмотрим случай высокочастотных волн, когда выполнены соотношения $kv_{TiS} \ll kv_{Te1} \ll \omega \ll kv_{Te2} \ll kv_{TeS}$. Здесь, \mathbf{k} – волновой вектор, $k = |\mathbf{k}|$, ω – частота волны, $v_{Te(i)S}$ – тепловая скорость электронов (ионов) солнечного ветра, $v_{Te1(2)}$ – тепловая скорость фотоэлектронов, выбитых фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита, (фотоэлектронов, связанных с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения). В этом случае линейное дисперсионное уравнение имеет вид

$$1 - \frac{\omega_{pe1}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De2}^2} - \frac{\omega_{piS}^2}{(\omega - ku_S)^2} = 0, \quad (1)$$

где $\omega_{pe(i)}$ – электронная (ионная) плазменная частота, λ_{De} – электронный дебаевский радиус, индексы 1 и 2 характеризуют фотоэлектроны, выбитые фотонами с энергиями, близкими к работе выхода реголита, и связанные с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения соответственно.

Условием развития неустойчивости является существование, по меньшей мере, двух комплексных корней дисперсионного уравнения (1), что оказывается возможным при $ku_S < \omega_{pe1}$. Неустойчивое решение этого уравнения имеет вид

$$\omega = ku_S \left(1 + i\omega_{piS} / \sqrt{\omega_{pe1}^2 - k^2 u_S^2} \right). \quad (2)$$

Волновой вектор и инкремент γ , соответствующие наиболее быстрому развитию неустойчивости, приблизительно равны $k_{max} \approx \omega_{pe1}/u_S$; $\gamma_{max} \approx \omega_{pe1} v_{Te2}/u_S$. Таким образом, относительное движение солнечного ветра и фотоэлектронов приводит к возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн в приповерхностной плазме у спутников Марса.

Существование волн в пылевой плазме у поверхностей Фобоса и Деймоса также возможно в ситуации $kv_{Td} \ll \omega \ll kv_{TiS}$. В этой ситуации (с учетом характерных параметров пылевой плазмы, приведенных в предыдущем разделе) линейное дисперсионное уравнение имеет вид

$$1 + \left(1/k^2 \lambda_{De1}^2 \right) - \left(\omega_{pd}^2 / \omega^2 \right) = 0, \quad (3)$$

и имеет решения, соответствующие пылевым звуковым волнам [23]. Здесь v_{Td} – тепловая скорость пылевых частиц, ω_{pd} – ленгмюровская частота пылевых частиц. У дисперсионного уравнения (3) нет неустойчивых решений. Аналогично ситуа-

ции у Луны [14–16] возбуждение пылевых звуковых волн может происходить, например, в окрестностях терминаторов Фобоса и Деймоса. Скорости терминаторов превосходят скорость пылевого звука. Соответственно, может развиваться неустойчивость, приводящая к возбуждению пылевых звуковых волн.

3. ПЫЛЕВЫЕ ЗВУКОВЫЕ СОЛИТОНЫ

Важным видом нелинейных волн, свойственных плазменным средам, являются солитоны. Их исследования проводятся интенсивно для самых разнообразных видов плазменных сред (см., например, [24–28]). Для пылевой плазмы типичным видом колебаний являются пылевые плазменные волны. Их удается визуально исследовать в лабораторных установках (см., например, [29]). Рассмотрим пылевые звуковые солитоны, которые могут существовать в приповерхностной плазме у Фобоса и Деймоса, в зависимости от высоты над поверхностями спутников Марса.

Одномерное распространение пылевых звуковых возмущений вдоль поверхностей Фобоса и Деймоса описывается системой уравнений, включающей в себя, в частности, уравнение непрерывности и уравнение Эйлера для пылевой компоненты, уравнение Пуассона

$$\begin{aligned} \partial_t n_d + \partial_x (n_d v_d) &= 0, \\ \partial_t v_d + v_d \partial_x v_d &= - \frac{Z_d e}{m_d} \partial_x \phi, \\ \partial_x^2 \phi &= 4\pi e (n_e - Z_d n_d - n_i), \end{aligned} \quad (4)$$

где ϕ – электростатический потенциал, x и t – пространственная (вдоль поверхности спутника Марса) и временная переменные; m_d , v_d – масса пылевой частицы и направленная скорость движения пылевых частиц соответственно.

Кроме того, необходимо учесть распределения ионов и электронов, которые успевают установиться на пылевых звуковых временных масштабах. Обычно рассматриваются распределения Больцмана для электронов и ионов. Однако пылевые звуковые солитоны в рассматриваемых условиях индуцируют положительный электростатический потенциал, который представляет собой потенциальные стенки для электронов. Распределение Больцмана для электронов можно применять в случае, когда электроны не захватываются этими потенциальными стенками. Данное условие нарушается, если выполнено следующее неравенство [30]:

$$t_{sol} \gtrsim L_{sol} / v_{Te}, \quad (5)$$

где t_{sol} – характерное время формирования солитона, L_{sol} – ширина солитона, v_{Te} – тепловая ско-

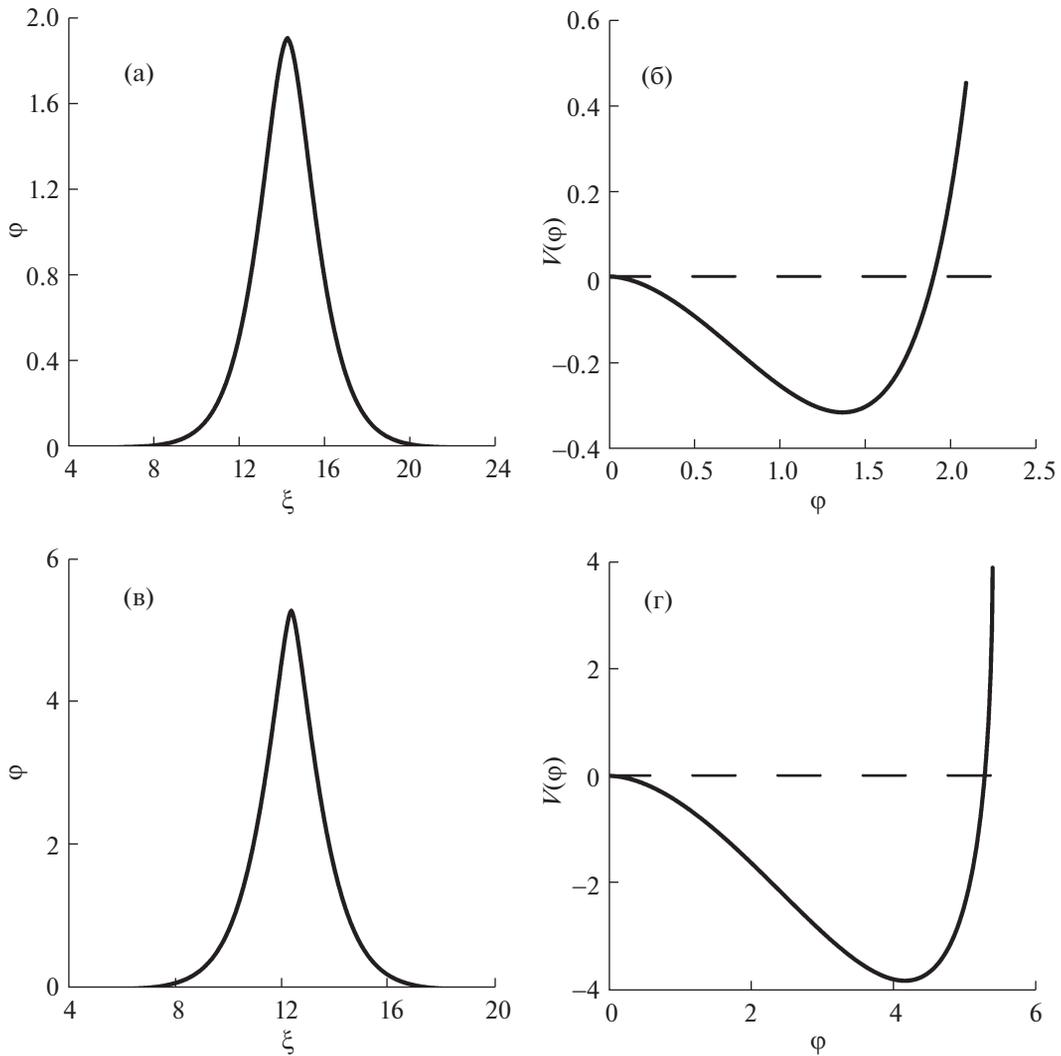


Рис. 3. Профили $\phi(\xi)$ (а), (в), характеризующие пылевые звуковые солитоны, и Сагдеевские потенциалы $V(\phi)$ (б), (г) над поверхностью Фобоса для высот $h = 100$ см (а), (б) и $h = 10$ см (в), (г) при $\theta = 82^\circ$, $M = 90$.

рость электронов. Отметим, что условие, аналогичное (5), получено в [30] для случая бесстолкновительной плазмы. Однако вывод (5) остается в силе и при учете упругих соударений электронов с пылевыми частицами, поскольку пылевые частицы столь массивны, что при упругом соударении с ними электроны фактически не изменяют свои энергии, а вывод условия (5), проведенный в [30], использует соотношения, учитывающие параметры электронов исключительно через их энергии.

Значение t_{sol} порядка ω_{pd}^{-1} , пространственный масштаб L_{sol} порядка дебаевского радиуса электронов λ_{De} . Таким образом, $L_{sol}/v_{Te} \sim \omega_{pe}^{-1}$. Поэтому неравенство (5) выполнено практически всегда. В этом случае распределение электронов модифи-

цируется благодаря адиабатическому захвату [30] и описывается формулой Гуревича

$$\frac{n_e}{n_{e0}} = \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{e\phi}{T_e}}\right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\phi}{T_e}}, \quad (6)$$

где $\operatorname{erfc}(\zeta) \equiv 1 - \operatorname{erf}(\zeta)$ – дополнительная функция ошибок. Первое слагаемое в (6) соответствует свободным электронам, тогда как захваченные электроны представлены вторым слагаемым. Для ионов подобного не происходит, и оказывается возможным считать распределение ионов бoльцмановским

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right). \quad (7)$$

Здесь $n_{\alpha 0}$ ($\alpha = e, i, d$) – невозмущенная концентрация электронов, ионов и пылевых частиц. Си-

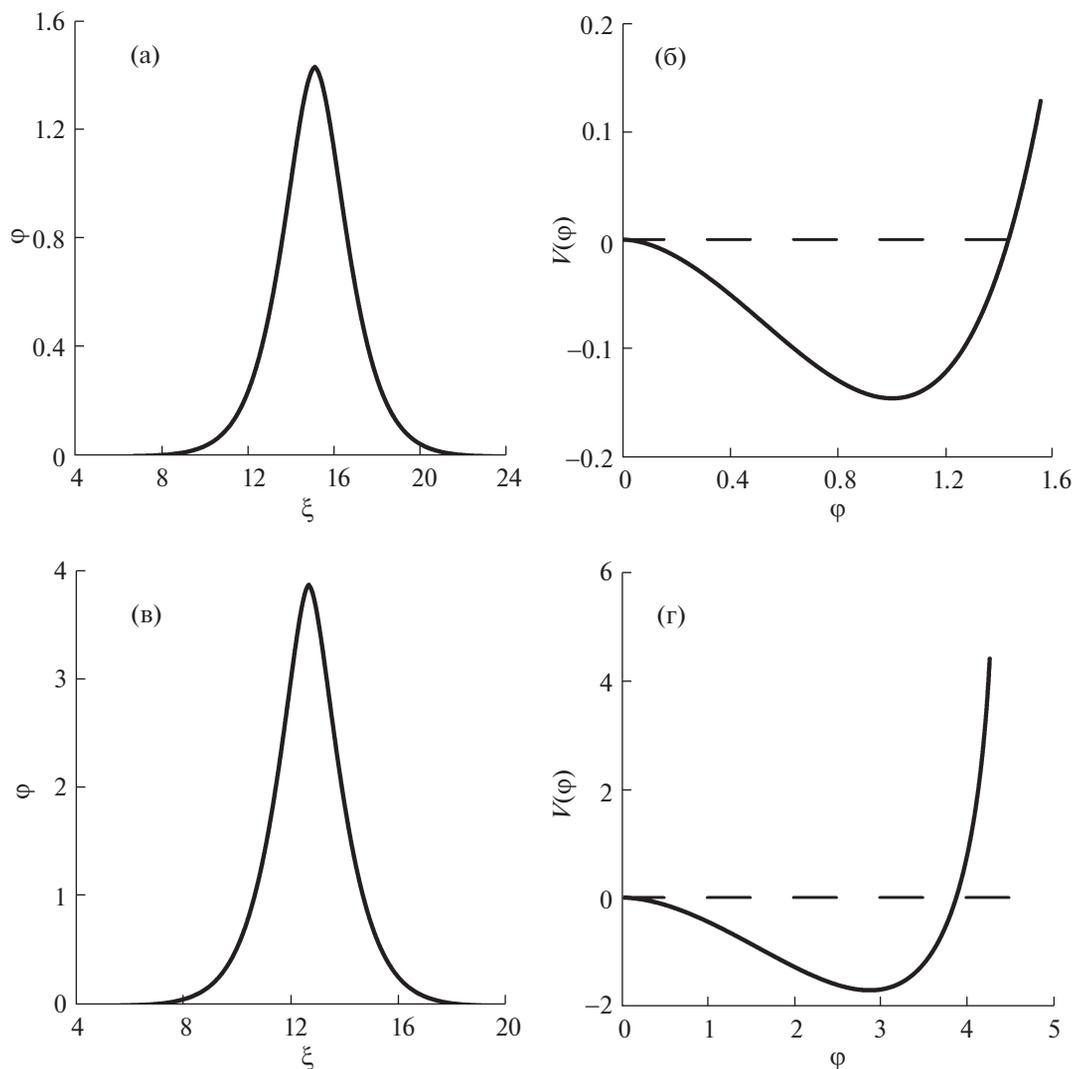


Рис. 4. Профили $\phi(\xi)$ (а), (в), характеризующие пылевые звуковые солитоны, и Сагдеевские потенциалы $V(\phi)$ (б), (г) над поверхностью Деймоса для высот $h = 100$ см (а), (б) и $h = 10$ см (в), (г) при $\theta = 82^\circ$, $M = 90$.

система уравнений (4), (6), (7) позволяет исследовать пылевые звуковые солитоны и применима, когда характерная скорость описываемого ей процесса существенно больше, чем тепловая скорость пылевых частиц, и меньше тепловой скорости ионов.

Основной вклад в слагаемые системы уравнений (4), содержащие параметры электронов (до высот около 500 см над поверхностями спутников Марса, см. рис. 1 и 2), вносится фотоэлектронами. В свою очередь, параметры, содержащие параметры ионов, определяются характеристиками протонов солнечного ветра. При этом (ввиду малости концентрации протонов солнечного ветра по сравнению с концентрацией фотоэлектронов до высот около 500 см над поверхностями Фобоса и Деймоса) роль ионов солнечного ветра при формировании пылевых звуковых возмущений

пренебрежимо мала. Кроме того, аналогично ситуации в запыленной мезосфере Земли (см., например, [27]) возможным оказывается пренебречь изменениями зарядов пылевых частиц в солитоне.

Решения системы уравнений (4) ищутся в виде локализованного волнового возмущения, движущегося с постоянной скоростью M вдоль оси Ox . Таким образом, все параметры задачи должны зависеть от координаты x и времени t посредством только переменной $\xi = x - Mt$. Кроме того, предполагается, что все возмущения исчезают при $\xi \rightarrow \pm\infty$. Далее, используется стандартный подход, основанный на нахождении Сагдеевского потенциала $V(\phi)$ [31]. При этом систему уравне-

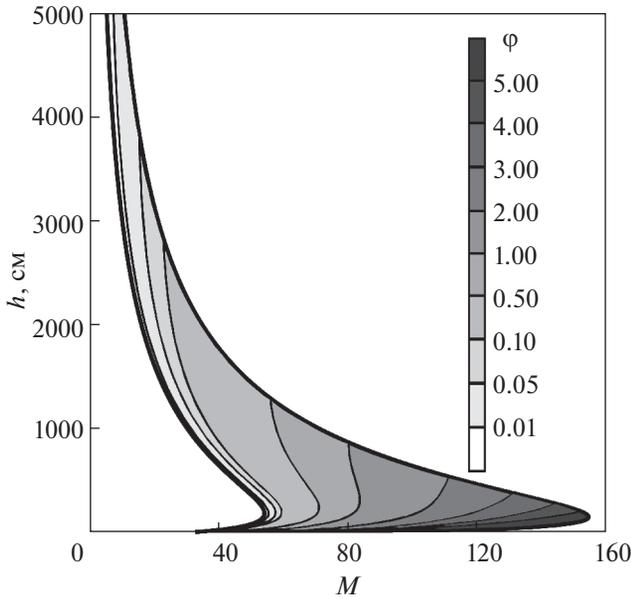


Рис. 5. Области существования пылевых звуковых солитонов над Фобосом.

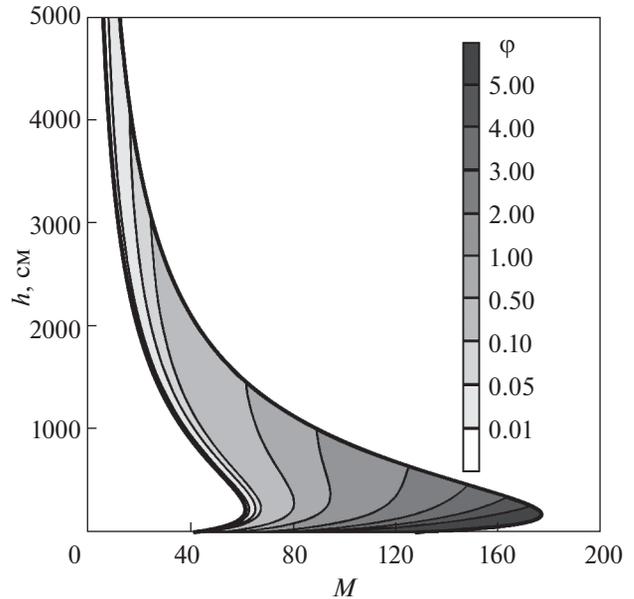


Рис. 6. Области существования пылевых звуковых солитонов над Деймосом.

ний (4) можно свести к уравнению, формально совпадающему с законом сохранения энергии

$$\frac{1}{2}(\varphi_\xi)^2 + V(\varphi) = 0, \quad (8)$$

$$V(\varphi) = 1 - \exp(\varphi) \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\varphi}} \exp(-u^2) du \right) - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \varphi^{3/2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \varphi^{1/2} + |M|d \left(|M| - \sqrt{M^2 - 2Z_d\varphi} \right). \quad (9)$$

Здесь использованы безразмерные величины, полученные в соответствии с заменами $e\varphi/T_e \rightarrow \varphi$, $M/c_d \rightarrow M$, $\xi/\lambda_{De0} \rightarrow \xi$; $c_d = \sqrt{T_e/m_d}$, $d = n_{d0}/n_{e0}$, $\lambda_{De0} = \sqrt{T_e/4\pi n_{e0}e^2}$, $Z_d > 0$.

Для существования локализованных пылевых звуковых структур Сагдеевский потенциал $V(\varphi)$ должен иметь локальный максимум в точке $\varphi = 0$. Кроме того, у уравнения $V(\varphi) = 0$ должно быть, по крайней мере, одно действительное решение $\varphi_0 \neq 0$. Локальный максимум Сагдеевского потенциала $V(\varphi) = 0$ в точке $\varphi_0 \neq 0$ существует, если выполнено условие

$$M^2 > Z_d^2 d / (1 + \tau_e d_e + \tau_i), \quad (10)$$

которое является условием существования пылевых звуковых солитонов. Здесь $\tau_e = T_{e,ph}/T_{eS}$ — отношение температуры фотоэлектронов к температуре электронов солнечного ветра, $\tau_i = T_{e,ph}/T_{iS}$ — отношение температуры фотоэлектронов к температуре ионов солнечного ветра, $d = n_d/n_{eS}$ — от-

ношение концентрации пылевых частиц к концентрации электронов солнечного ветра, $d_e = n_{e,ph}/n_{eS}$ — отношение концентрации фотоэлектронов к концентрации электронов солнечного ветра.

Профили $\varphi(\xi)$, характеризующие пылевые звуковые солитоны на высотах $h = 10$ и 100 см над Фобосом и Деймосом, а также Сагдеевские потенциалы $V(\varphi)$ приведены на рис. 3 и 4. В расчетах использовались параметры $\theta = 82^\circ$, $M = 90$, $T_{eS} = 1.4 \times 10^5$ К, $T_{iS} = 7 \times 10^4$ К, $T_e = 1.9$ эВ, а также данные, представленные на рис. 1 и 2.

Отметим довольно большие амплитуды солитонов ($\varphi > T_e/e = 1.9$ В). Следует иметь в виду, что, в целом, учет захваченных электронов (и, соответственно, использование формулы Гуревича вместо распределения Больцмана для электронов) увеличивает область определения возможных чисел Маха в сторону больших их значений и приводит к несколько большим возможным амплитудам солитонов, чем в ситуации, когда распределение электронов описывается формулой Больцмана.

На рис. 5 и 6 изображены области существования пылевых звуковых солитонов над Фобосом и Деймосом в зависимости от высоты h . Представлены области разрешенных значений чисел Маха M и амплитуд φ . При получении рис. 5, 6 использовались параметры $\theta = 82^\circ$, $M = 90$, $T_{eS} = 1.4 \times 10^5$ К, $T_{iS} = 7 \times 10^4$ К, $T_e = 1.9$ эВ, а также данные, представленные на рис. 1 и 2.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в работе обсуждаются линейные и нелинейные волны в приповерхностной плазме над Фобосом и Деймосом. Отмечается, что нарушение изотропии функции распределения электронов в приповерхностной плазме над спутниками Марса связано с движением солнечного ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц, что приводит к развитию неустойчивости и возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн. Кроме того, возможно распространение пылевых звуковых волн, возбуждение которых может, например, происходить в окрестности терминаторов спутников Марса. Найденные решения в виде пылевых звуковых солитонов, соответствующие параметрам плазменно-пылевых систем над освещенными частями Фобоса и Деймоса. Определены области возможных чисел Маха и амплитуд солитонов.

Волновые движения (или те или иные их проявления) в приповерхностном слое над освещенными частями спутников Марса могут быть зафиксированы с помощью аппаратуры, которую предполагается разместить на спускаемых аппаратах будущих космических миссий, например, “Бумеранг”. Так, в состав выносных датчиков на станции “Бумеранг”, предполагается поместить зонд Ленгмюра, с помощью которого возможны локальные измерения флуктуаций концентрации и потенциала в плазме. С другой стороны возможность возникновения волновых движений в приповерхностной плазме над Фобосом должна быть учтена при обработке вольт-амперной характеристики зонда Ленгмюра и интерпретации данных наблюдений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-02-00341-а), а также Программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”. Т.И. Морозова выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики “Базис”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zakharov A., Horányi M., Lee P., Witasse O., Cipriani F.* // *Planet. Space Sci.* 2014. V. 102. P. 171.
2. *Попель С.И., Голубь А.П., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 469.
3. *Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М.* // *Физика плазмы.* 2018. Т. 44. С. 635.
4. *Popel S.I., Golub' A.P., Zakharov A.V., Zelenyi L.M.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1147. P. 012110.
5. *Thomas P.* // *Icarus.* 1979. V. 40. P. 223.
6. *Thomas P., Veverka J.* // *Icarus.* 1980. V. 42. P. 234.
7. *Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 59.
8. *Sternovsky Z., Chamberlin P., Horányi M., Robertson S., Wang X.* // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A10104.
9. *Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T.* // *Planet. Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1659.
10. *Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н., Копнин С.И., Попель С.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 198.
11. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // *Астрономич. вестн.* 2013. Т. 47. С. 455.
12. *Лусин Е.А., Тараканов В.П., Петров О.Ф., Попель С.И., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Фортв В.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 755.
13. *Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лусин Е.А., Петров О.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
14. *Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И.* // *Физика плазмы.* 2015. Т. 41. С. 867.
15. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B.* // *Phys. Plasmas.* 2015. V. 22. P. 123701.
16. *Попель С.И., Зеленый Л.М., Атаманиук Б.* // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 555.
17. *Попель С.И., Морозова Т.И.* // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 474.
18. *Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I.* // *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2018. V. 46. P. 731.
19. *Дубинский А.Ю., Попель С.И.* // *Космические исследования.* 2019. Т. 57. С. 93.
20. *Попель С.И., Голубь А.П., Лусин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманиук Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
21. *Hartzell C.M., Scheeres D.J.* // *Planet. Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1758.
22. *Krivov A.V., Hamilton D.P.* // *Icarus.* 1997. V. 128. P. 335.
23. *Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y.* // *Planet. Space Sci.* 1990. V. 38. P. 543.
24. *Srinivas J., Popel S.I., Shukla P.K.* // *J. Plasma Phys.* 1996. V. 55. P. 209.
25. *Попель С.И.* // *Физика плазмы.* 2001. Т. 27. С. 475.
26. *Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Ю Минг* // *Физика плазмы.* 2005. Т. 31. С. 224.
27. *Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y.* // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 414.
28. *Lu G., Liu Y., Wang Y. et al.* // *J. Plasma Phys.* 2010. V. 76. P. 267.
29. *Barkan A., Merlino R.L., D'Angelo N.* // *Phys. Plasmas.* 1995. V. 2. P. 3563.
30. *Лифишиц Е.М., Путаевский Л.П.* *Физическая кинетика.* М.: Наука, 1979. С. 182.
31. *Сагдеев Р.З.* // *Вопросы теории плазмы.* Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964. С. 20.