

К ВОПРОСУ О НЕЛИНЕЙНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЗВУКОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ В ИОНОСФЕРЕ МАРСА

© 2024 г. Ю. С. Резниченко^{a,b,*}, Ю. Н. Извекова^a, С. И. Попель^{a,**}

^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

*e-mail: dyju@yandex.ru

**e-mail: popel@cosmos.ru

Поступила в редакцию 25.08.2024 г.

После доработки 22.09.2024 г.

Принята к публикации 28.09.2024 г.

Рассмотрены пылевые звуковые солитоны и нелинейные периодические волны, распространяющиеся в ионосфере Марса в плазменно-пылевых облаках на высотах около 100 км. Исследована зависимость амплитуды солитона от величины заряда пылевых частиц и концентрации электронов плазмы. Показано, что важным фактором, влияющим на параметры солитона, является адиабатический захват электронов (ионов) плазмы. Исследована возможность существования в ионосфере Марса нелинейных периодических волн. Показано, что величина пространственного периода волны может быть достаточной для ее регистрации космическими аппаратами. Возможность возникновения пылевых звуковых волновых возмущений в ионосфере Марса следует учитывать при обработке и интерпретации данных наблюдений.

Ключевые слова: пылевая плазма, пылевые звуковые возмущения, солитоны, нелинейные волны, ионосфера, Марс

DOI: 10.31857/S0367292124110095, EDN: FBONDP

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к описанию пылевой плазмы в ионосферах планет резко возрос в конце 1990-х – начале 2000-х годов, что было связано, в частности, с разработкой к этому времени методов исследования пылевой плазмы в том числе и в природных системах [1–4]. В последние два десятилетия, кроме того, существенно возрос интерес и к исследованиям Марса. Атмосфера Марса на сегодняшний день успешно изучается, например, такими миссиями, как Mars Express и ExoMars Trace Gas Orbiter. В рамках программ Mars Exploration Rover Opportunity и Mars Science Laboratory Curiosity проводятся исследования поверхности планеты. Регулярно изучаются спутники Марса, Фобос и Деймос, и т. д.

Одним из объектов активного изучения последних лет является ионосфера Марса, нижняя граница которой обычно расположена на высотах около 80–90 км (хотя может опускаться и до 65 км) [5], а верхняя занимает высоту примерно в 400 км [6]. Параметры марсианской ионосферы испытывают сильные колебания во времени, поскольку на них определяющим образом воздействуют солнечное излучение и солнечный ветер: при формировании дневной ионосферы существенную роль играет фотоионизация нейтрального атмосферного газа мягким рентгеновским и ультрафиолетовым излучением, а основными физическими механизмами, приводящими к образованию ночной

ионосферы, являются осаждение электронов, перенос плазмы с дневной стороны, а также потоки высокоэнергетических частиц от Солнца [7]. Появление электронных слоев на высотах около 80 км, вероятно, обусловлено абляцией вещества метеороидов [5, 8].

Пиковые электронные концентрации ($\sim 10^5$ см⁻³) регистрируются днем на высотах 135–140 км, в остальных областях они обычно ниже на 1–2 порядка [5]. Ночью концентрации электронов варьируются в диапазоне от 2×10^3 до 1.8×10^5 см⁻³. Ионные концентрации также максимальны днем, причем 90% всех положительных ионов приходится на ион O₂⁺, а оставшиеся примерно 10% — на ион CO₂⁺ (примечательно, что преобладание ионов O₂⁺ имеет место при практически полном отсутствии в атмосфере Марса собственно молекулярного кислорода O₂ [9]). Первичный ион CO₂⁺ образуется в результате фотоионизации углекислого газа, затем он быстро разрушается в столкновениях с атомарным кислородом с образованием иона O₂⁺ либо непосредственно, либо через промежуточную стадию (с образованием атомарного иона O⁺) с последующей реакцией перезарядки [10].

Температуры электронов и ионов примерно до 135–140 км равны температуре нейтрального газа [11], чье распределение таково, что оказывается возможным выделить три характерные области [12]: тропосферу (от поверхности планеты до высот около

50–60 км), среднюю атмосферу (от верхней границы тропосферы до примерно 110 км) и термосферу (начиная со 110 км и до границы с открытым космосом). В тропосфере температура снижается от среднего поверхностного значения (около 210 К) до атмосферного минимума, в области средней атмосферы температура остается примерно равной минимуму, далее в термосфере она вновь растет. В целом температурный профиль сильно подвержен влиянию суточно-сезонных изменений (в первую очередь, в области тропосферы); днем температура примерно на 15 К выше, чем ночью [12].

Еще одной важной составляющей марсианской ионосферы являются пылевые частицы. Пылевые частицы могут присутствовать на Марсе вплоть до высот около 100 км над поверхностью планеты, однако их концентрации, как правило, невелики (высокие концентрации пылевых частиц регистрируются во время пылевых бурь и других явлений, в результате которых оказывается возможным поднятие частиц реголита с поверхности планеты) [13]. На высотах около 100 км, где температуры достаточно низки для заморозки углекислого газа, инфракрасный спектрометр SPICAM (установлен на космическом аппарате Mars Express) регистрировал облака микрочастиц с размерами 80–130 нм и концентрацией порядка 1 см^{-3} [14]. На более низких высотах (около 80 км над поверхностью планеты) миссией Mars Express с помощью спектрометра OMEGA были обнаружены облака, состоящие из микрометровых частиц [15]. Детектировались облака и непосредственно над поверхностью планеты, а также на высотах около 4 км [16]. В этих областях по ночам наблюдались тонкие пылевые слои, состоящие, по данным установки Mars Climate Sounder (аппарат Mars Reconnaissance Orbiter), из заморозившихся частиц льда CO_2 или H_2O [17]. Облака частиц сухого льда, напоминающие по своим свойствам серебристые облака мезосферы Земли, наблюдались и выше, на высотах, больших 60 км (аппарат Mars Science Laboratory Curiosity) [18].

Несколько слов необходимо сказать о присутствии в ионосфере Марса металлических паров. Ионосферные металлические слои метеорного происхождения были зарегистрированы на Марсе в диапазоне высот от 80 до 110 км спектрометром NGIMS (аппарат MAVEN), основными чистыми веществами в таких слоях являются магний и железо, хотя присутствуют и некоторые другие металлы [19]. Концентрации металлов в слоях невелики: в среднем концентрации ионов магния равны 250 см^{-3} , пиковые значения — примерно $350\text{--}400 \text{ см}^{-3}$, возможно, до 1000 см^{-3} (для сравнения на Земле пиковые концентрации паров железа достигают значений $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$). В отдельных случаях, однако, значения концентраций могут значительно повышаться. Так, например, в октябре 2014 г. Марс сильно сблизился с быстро летящей (около 54 км/ч) кометой C/2013 A1 (Siding Spring), и вскоре после мак-

симального сближения (по достижении Марса пылевым облаком от кометы) наблюдался подскок концентраций металлов до $\sim 10^4\text{--}10^5 \text{ см}^{-3}$ (см., например, [20]).

Присутствие в ионосфере паров металлов дает основание предполагать, что по крайней мере в некоторых случаях частицы конденсата могут иметь в своем составе металлические примеси, что, в свою очередь, снижает работу выхода материала микрочастицы. Такая микрочастица в дневных условиях (при наличии солнечного излучения) вследствие фотоэффекта способна приобретать существенный положительный заряд $Z_d \sim 100$, тогда как обычно пылинка, чей заряд оказывается обусловлен микротоками ионов и электронов плазмы, несет на себе отрицательный заряд с $Z_d \sim 10$ (ср. с [21]). Другими словами, принципиально возможны три случая соотношений основных параметров марсианской ионосферной плазмы:

- 1) ночная плазма с заведомо отрицательно заряженными пылевыми частицами;
- 2) дневная плазма с отрицательно заряженными пылевыми частицами в отсутствие фотоэффекта;
- 3) дневная плазма с положительно заряженными пылевыми частицами при наличии фотоэффекта.

Итак, область высот около 100 км в атмосфере Марса представляет очевидный интерес с точки зрения исследования плазменно-пылевых процессов. Настоящая работа посвящена изучению вопроса о возможности существования в ионосфере Марса нелинейных пылевых звуковых (или, как их еще называют, пылеакустических, см. [22, 23]) возмущений, а также оценке значений их основных параметров.

2. ПЫЛЕВЫЕ ЗВУКОВЫЕ СОЛИТОНЫ

Важным видом нелинейных волновых структур, свойственных плазменным средам, являются солитоны. Их исследования интенсивно проводятся для самых разнообразных видов плазменных сред (см., например, [22–25]).

Одномерное горизонтальное распространение пылевых звуковых солитонов¹ описывается системой уравнений, включающей в себя, в частности, уравнение непрерывности и уравнение Эйлера для пылевой компоненты, а также уравнение Пуассона для электростатического потенциала φ

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = \pm \frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (2a,b)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 4\pi e (n_e - n_i \pm Z_d n_d), \quad (3a,b)$$

где верхний (“индекс a ”) и нижний (“индекс b ”) знаки отвечают случаям отрицательного и положительно-го заряда микрочастиц соответственно. Здесь x и t —

¹ Вообще пылевых звуковых возмущений.

пространственная и временная переменные, n_d и v_d — концентрация пылевых частиц и направленная скорость их движения, Z_d и m_d — зарядовое число и масса пылевой частицы, $-e$ — заряд электрона, $n_{e(i)}$ — концентрация электронов (ионов) плазмы.

Далее необходимо учесть распределения концентраций электронов и ионов, которые успевают установиться на пылевых звуковых временных масштабах. Обычно и для электронов, и для ионов рассматриваются распределения Больцмана (см., например, [26]), однако электростатический потенциал, индуцируемый микрочастицами, является потенциальной ямой для одной из двух заряженных компонент плазмы, следовательно, возможен адиабатический захват электронов (ионов) стенками положительного (отрицательного) солитона (см. [27, 28]). Действительно, необходимым условием [29, 30] захвата заряженной частицы стенками солитона является выполнение соотношения $\tau_{sol} \geq l_{sol}/v_{e(i)}$, где τ_{sol} и l_{sol} — время формирования и характерный пространственный масштаб солитона, $v_{e(i)}$ — тепловая скорость электрона (иона). Величина τ_{sol} по порядку совпадает с ω_{pd}^{-1} , где ω_{pd} — пылевая плазменная частота, характерный масштаб солитона l_{sol} порядка нескольких дебаевских радиусов электрона λ_{De} . Величина $l_{sol}/v_{e(i)}$, таким образом, может быть оценена как $l_{sol}/v_{e(i)} \sim \omega_{pe(i)}^{-1}$ при положительном (отрицательном) заряде микрочастиц плазмы. Поскольку $\omega_{pd} \ll \omega_{pe(i)}$, условие захвата всегда выполняется.

Таким образом, при отрицательном заряде пылевых частиц распределение электронов можно считать больцмановским, для ионов же необходимо использовать распределение Гуревича; наоборот, при положительном заряде микрочастиц электроны оказываются распределены по Гуревичу, а ионы — по Больцману:

$$n_e = n_{e0} e^{e\varphi/T_e},$$

$$n_i = n_{i0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{-e\varphi/T_i}} e^{-u^2} du \right) e^{-e\varphi/T_i} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{-e\varphi}{T_i}} \right], \quad (4a)$$

$$n_e = n_{e0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\varphi/T_e}} e^{-u^2} du \right) e^{e\varphi/T_e} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\varphi}{T_e}} \right], \quad (4b)$$

$$n_i = n_{i0} e^{-e\varphi/T_i}.$$

Здесь $n_{e(i)0}$ и $T_{e(i)}$ — невозмущенная концентрация и температура электронов (ионов) плазмы соответственно.

Значения зарядов q_d пылевых частиц определяются из уравнения $I_e(q_d) + I_i(q_d) = 0$, где $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ — микроскопические токи электронов и ионов на пылевую

частицу. При этом аналогично ситуации в запыленной мезосфере Земли оказывается возможным пренебречь изменениями зарядов пылевых частиц в солитоне. Действительно, по своему происхождению марсианские ионосферные облака субмикронных частиц, как отмечалось ранее, напоминают серебристые облака мезосферы Земли. Частицы льда CO_2 , составляющие такого рода облака, образуются за счет конденсации пересыщенных атмосферных паров углекислого газа при седиментации пылевой компоненты плазмы [31]. Для частиц, находящихся на одной высоте над поверхностью планеты, описанные процессы проходят с одинаковой интенсивностью, поэтому при рассмотрении горизонтального распространения волновых возмущений можно пренебречь дисперсией микрочастиц по размерам и, как следствие, по зарядам.

Начальные условия для систем (1)–(4a), (1)–(4b) задаются на бесконечности: предполагается, что при $x \rightarrow \pm\infty$ все возмущения исчезают, т. е. $\varphi(\pm\infty) = 0$, $v_d(\pm\infty) = 0$, $n_e(\pm\infty) = n_{e0}$, $n_i(\pm\infty) = n_{i0}$ и $n_d(\pm\infty) = n_{d0}$. Невозмущенные значения концентраций n_{e0} , n_{i0} и n_{d0} связаны соотношениями квазинейтральности $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$ и $n_{e0} = n_{i0} + Z_d n_{d0}$ соответственно для случаев (а) и (б). Решения систем уравнений ищутся в виде уединенного волнового возмущения, движущегося с постоянной скоростью u_0 вдоль оси Ox . Все параметры задачи, таким образом, должны зависеть от координаты x и времени t только посредством переменной $\xi = x - u_0 t$.

Далее используется стандартный подход, основанный на нахождении сагдеевского потенциала $V(\varphi)$. После обезразмеривания системы (1)–(4a) путем замен $e\varphi/T_e \rightarrow \varphi$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$ сагдеевский потенциал может быть выписан в виде

$$V(\varphi) = \tau^2 (1 - e^{\varphi/\tau}) + l\tau \left(1 - e^{-\varphi} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (-\varphi)^{3/2} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\varphi} \int_0^{\sqrt{-\varphi}} e^{-u^2} du - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\varphi} \right) + Md\tau^2 \left(M - \sqrt{M^2 + \frac{2Z_d\varphi}{\tau}} \right). \quad (5a)$$

Здесь $\tau = T_e/T_i$, $d = n_{d0}/n_{e0}$, $l = n_{i0}/n_{e0}$, $M = u_0/C_S$, где $C_S = \sqrt{T_e/m_d}$ — скорость звука.

Для системы (1)–(4b) в соответствии заменами $e\varphi/T_e \rightarrow \varphi$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$ потенциал Сагдеева имеет вид

$$V(\varphi) = 1 - e^{\varphi} + \frac{l}{\tau} (1 - e^{-\tau\varphi}) - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \varphi^{3/2} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{\varphi} \int_0^{\sqrt{\varphi}} e^{-u^2} du - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi} + Md \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d\varphi} \right), \quad (5b)$$

где выражения для безразмерных величин τ , d , l и M остаются теми же. Константы интегрирования в обоих случаях выбраны из условия $V(0) = 0$.

Для существования солитонов сагдеевский потенциал $V(\varphi)$ должен иметь локальный максимум в точке $\varphi = 0$, необходимым условием которого является отрицательный знак второй производной $V''(0) < 0$. Отсюда получаем нижнюю границу M_{\min} числа Маха, оказывающуюся в случаях (а) и (б) одинаковой

$$M^2 > M_{\min}^2 = Z_d^2 d / (1 + l\tau). \quad (6)$$

Вторым условием существования локализованного решения является наличие у уравнения $V(\varphi) = 0$ по крайней мере одного действительного решения $\varphi \neq 0$. Это возможно при выполнении неравенств $V(\varphi_{\min}) = V(-M_{\max}^2 \tau / 2Z_d) \geq 0$ (случай (а)) и $V(\varphi_{\max}) = V(M_{\max}^2 / 2Z_d) \geq 0$ (случай (б)), задающих верхнюю границу M_{\max} числа Маха. В развернутом виде неравенства имеют вид

$$\tau^2 \left(1 - e^{-M_{\max}^2 / 2Z_d} \right) + l\tau \left(1 - e^{M_{\max}^2 \tau / 2Z_d} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{M_{\max}^2 \tau}{2Z_d} \right)^{3/2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M_{\max}^2 \tau}{2Z_d}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{M_{\max}^2 \tau / 2Z_d} \int_0^{\sqrt{M_{\max}^2 \tau / 2Z_d}} e^{-u^2} du \right) + M_{\max}^2 d \tau^2 \geq 0 \quad (7a)$$

и

$$1 - e^{M_{\max}^2 / 2Z_d} + \frac{l}{\tau} \left(1 - e^{-M_{\max}^2 \tau / 2Z_d} \right) - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{M_{\max}^2}{2Z_d} \right)^{3/2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M_{\max}^2}{2Z_d}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{M_{\max}^2 / 2Z_d} \int_0^{\sqrt{M_{\max}^2 / 2Z_d}} e^{-u^2} du + M_{\max}^2 d \geq 0. \quad (7b)$$

На рис. 1–3 представлены характерные профили солитонов $\varphi(\xi)$ и соответствующих им сагдеевских потенциалов $V(\varphi)$ для трех типов соотношений параметров марсианской ионосферной плазмы: первый рисунок соответствует ночной плазме с заведомо отрицательными пылевыми частицами при $T_e = T_i = 85$ К, $n_{e0} = 10^3$ см⁻³, $Z_d = 10$, второй и третий рисунки отображают солитоны дневной плазмы с $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см⁻³ при отсутствии (рис. 2) фотоэффекта (отрицательные микрочастицы, $Z_d = 10$) и его наличии (рис. 3, положительные микрочастицы с $Z_d = 100$). Невозмущенная концентрация пылевых частиц во всех трех случаях равна $n_{d0} = 1$ см⁻³. Видно, что характерная ширина солитона (при выбранном значении числа Маха $M_{\min} < M < M_{\max}$), как и предполагалось ранее, составляет по порядку величины 8–10 дебаевских радиусов электрона λ_{De} .

Аналогичные вычисления для некоторых других значений плазменных параметров позволяют сделать следующие выводы. Амплитуда солитона, во-первых, линейно растет с увеличением зарядового числа Z_d пылевых частиц. Во-вторых, амплитуда солитона растет с уменьшением концентрации электронов плазмы: уменьшение n_{e0} на порядок величины приводит к росту амплитуды солитона также примерно на порядок величины. Соответствующие результаты расчетов для случаев ночной плазмы, дневной плазмы без фотоэффекта и дневной плазмы с фотоэффектом представлены в табл. 1–3.

На рис. 4–6 для случаев ночной плазмы, дневной плазмы без фотоэффекта и дневной плазмы с фотоэффектом изображены профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений

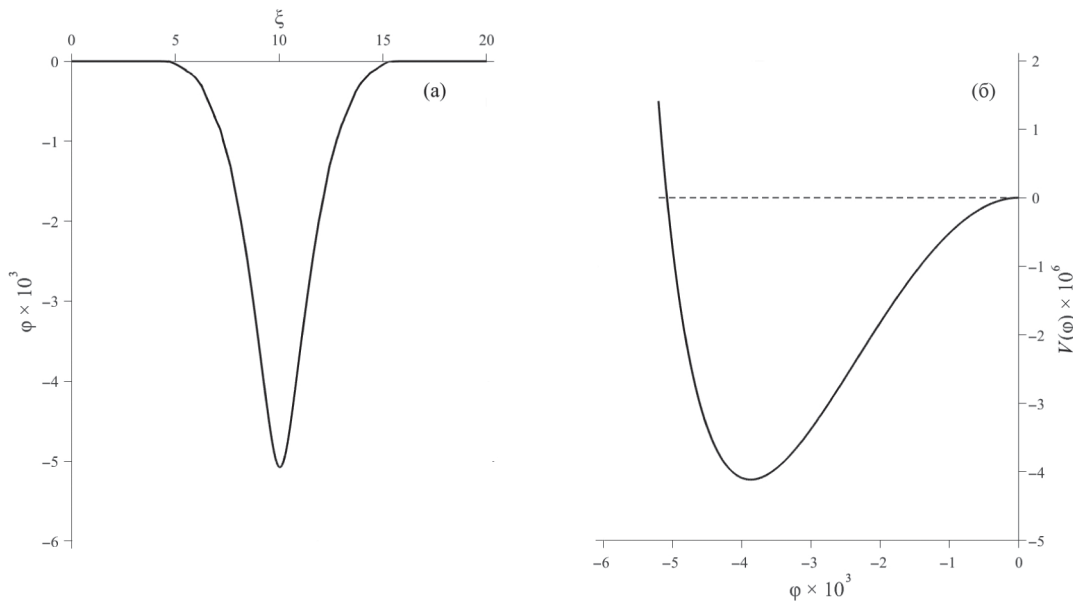


Рис. 1. Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (а) и сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ (б) в случае ночной плазмы с заведомо отрицательными пылевыми частицами при $T_e = T_i = 85$ К, $n_{e0} = 10^3$ см⁻³, $n_{d0} = 1$ см⁻³, $Z_d = 10$.

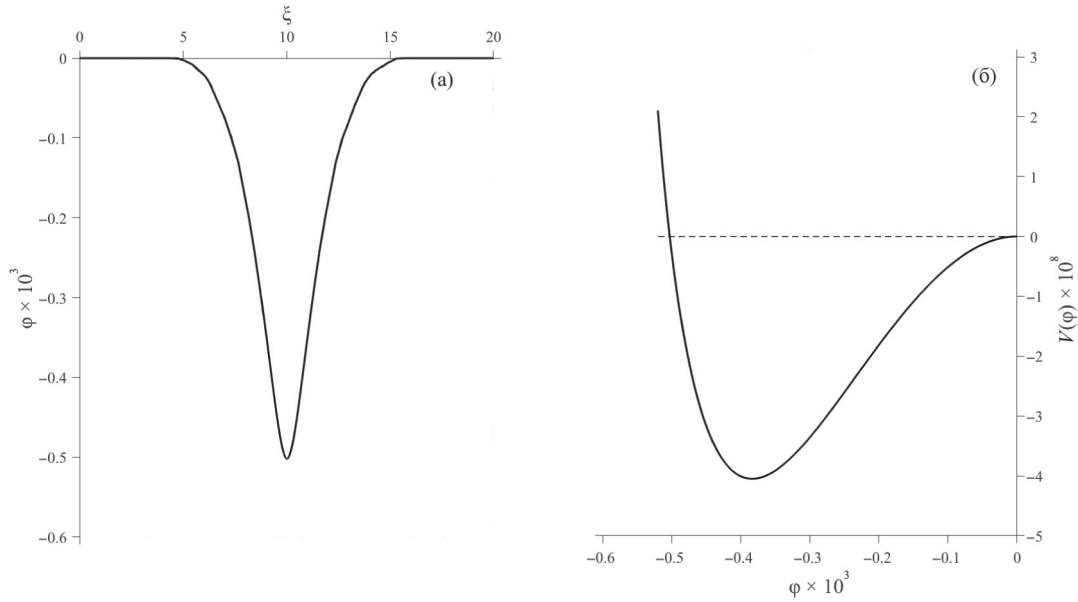


Рис. 2. Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (а) и сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ (б) в случае дневной плазмы в отсутствие фотоэффекта (отрицательные пылевые частицы) при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$.

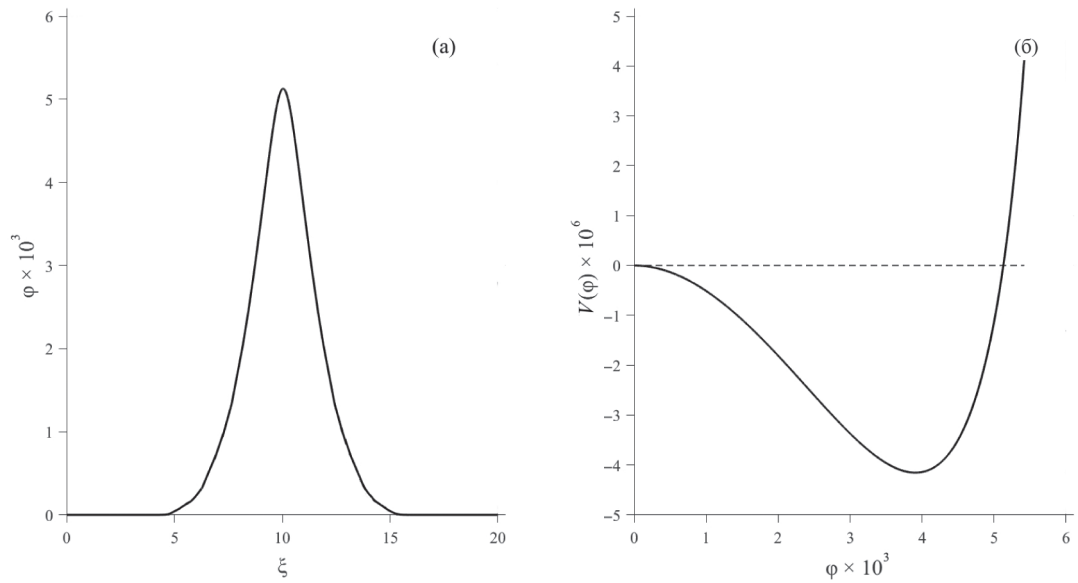


Рис. 3. Пример профиля солитона $\varphi(\xi)$ (а) и сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ (б) в случае дневной плазмы при наличии фотоэффекта (положительные пылевые частицы) при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$.

Таблица 1. Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае ночной плазмы при $T_e = T_i = 85$ К, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$.

$Z_d = 2$		$Z_d = 5$		$Z_d = 10$	
$n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$	$n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$
-1.01×10^{-3}	-1.00×10^{-4}	-2.53×10^{-3}	-2.51×10^{-4}	-5.08×10^{-3}	-5.03×10^{-4}

Таблица 2. Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае дневной плазмы без фотоэффекта при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{d0} = 1$ см⁻³.

$Z_d = 2$		$Z_d = 5$		$Z_d = 10$	
$n_{e0} = 10^4$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^5$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^4$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^5$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^4$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^5$ см ⁻³
-1.00×10^{-4}	-1.03×10^{-5}	-2.51×10^{-4}	-2.45×10^{-5}	-5.03×10^{-4}	-5.04×10^{-5}

Таблица 3. Зависимость амплитуды солитона от величины Z_d и невозмущенной концентрации электронов плазмы n_{e0} в случае дневной плазмы с фотоэффектом при $T_e = T_i = 100$ K, $n_{d0} = 1$ см⁻³.

$Z_d = 20$		$Z_d = 50$		$Z_d = 100$	
$n_{e0} = 10^4$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^5$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^4$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^5$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^4$ см ⁻³	$n_{e0} = 10^5$ см ⁻³
1.01×10^{-3}	1.00×10^{-4}	2.54×10^{-3}	2.51×10^{-4}	5.13×10^{-3}	5.03×10^{-4}

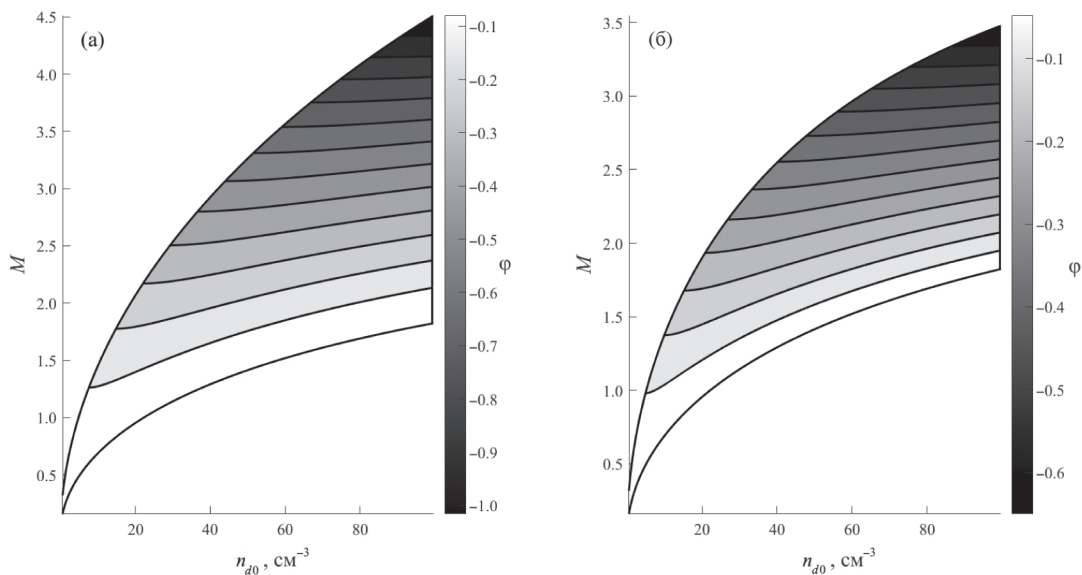


Рис. 4. Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае ночной плазмы при $T_e = T_i = 85$ K, $n_{e0} = 10^3$ см⁻³, $Z_d = 10$. Левая панель (а) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата ионов плазмы, правая панель (б) — амплитудам, полученным в случае, когда ионы считаются распределенными по Больцману.

числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} . Левые панели (а) на всех рисунках соответствуют амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата одной из заряженных компонент плазмы, правые панели (б) — амплитудам, полученным в случае, когда обе заряженные компоненты считаются распределенными по Больцману. Видно, что учет адиабатического захвата вносит существенные коррективы в результаты расчетов. Во-первых, захват расширяет область существования солитонов: если нижняя граница числа Маха остается неизменной (и, более того, определяется тем же выражением (6)), то значение верхней границы M_{\max} увеличивается. Во-вторых, в тех точках плоскости (M, n_{d0}) , для которых солитоны существуют как при учете захвата (а), так и при использовании распределения Больцмана (б), значения гуревических амплитуд (по абсолютной величине) оказываются меньшими. Наконец, в-третьих, в случае с использованием распреде-

ления Гуревича в той части значений M , которая оказывается недопустимой при использовании распределения Больцмана, амплитуды солитонов по модулю значительно превышают предельные значения соответствующих больцмановских амплитуд. Наиболее существенно влияние адиабатического захвата в третьем случае (см. рис. 6), когда положительно заряженные пылевые частицы несут на себе большой заряд $Z_d \sim 100$.

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Системы уравнений (1)–(4а), (1)–(4б) допускают наличие и иного типа решений. Действительно, обе системы введением сагдеевского потенциала сводятся к автономному уравнению $\varphi_{\xi\xi\xi} = -\partial V/\partial\varphi$, первым интегралом которого является выражение, формально совпадающее с законом сохранения энергии,

$$\frac{1}{2}(\varphi_{\xi})^2 + V(\varphi) = C, \quad C \in \mathbb{R}.$$

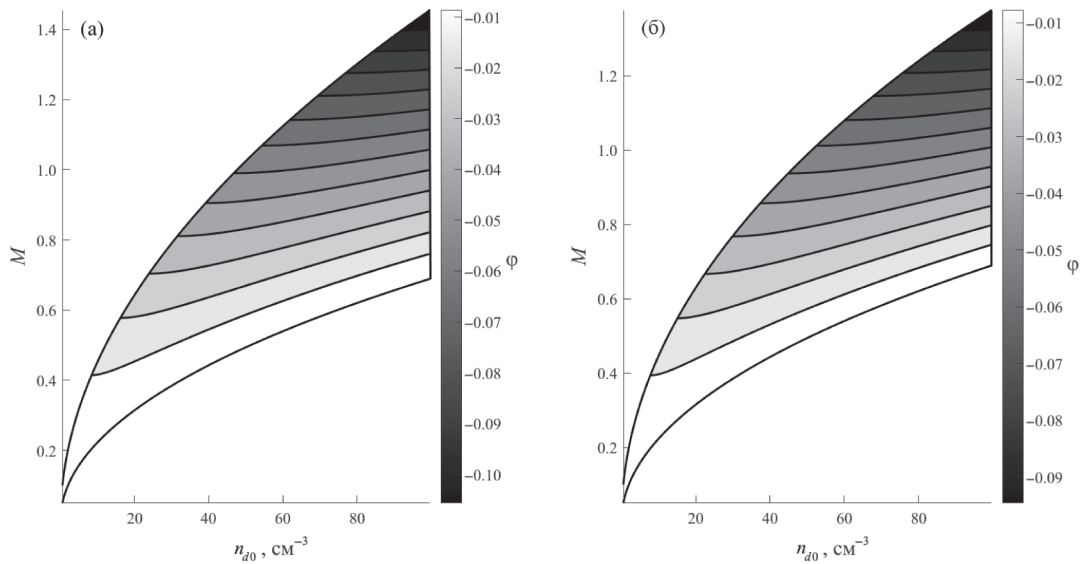


Рис. 5. Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае дневной плазмы без фотоэффекта при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$. Левая панель (а) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата ионов плазмы, правая панель (б) – амплитудам, полученным в случае, когда ионы считаются распределенными по Больцману.

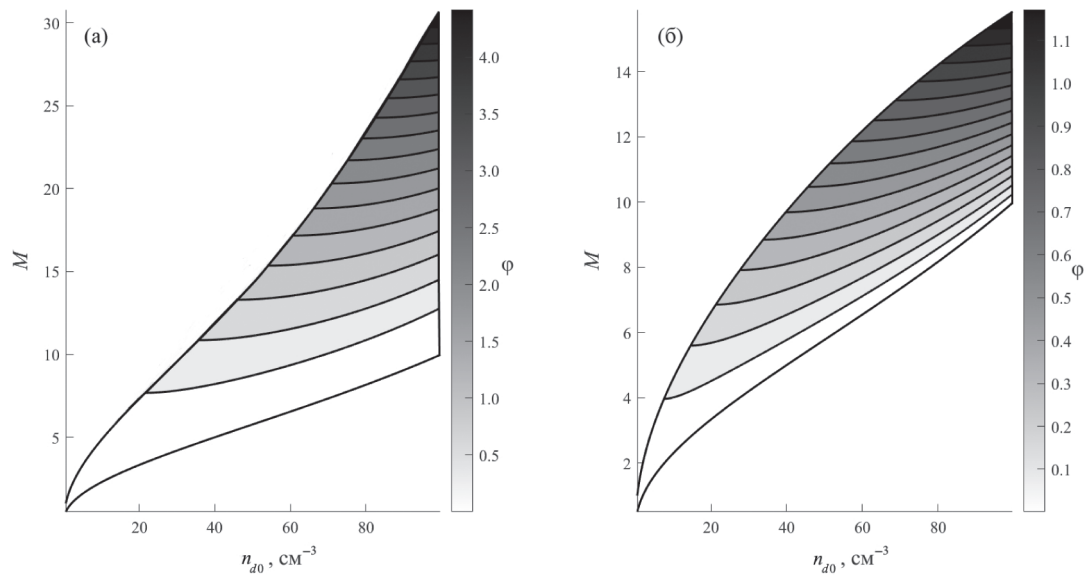


Рис. 6. Профили амплитуд пылевых звуковых солитонов в зависимости от значений числа Маха M и невозмущенной концентрации пылевых частиц n_{d0} в случае дневной плазмы с фотоэффектом при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$. Левая панель (а) соответствует амплитудам, полученным с учетом адиабатического захвата электронов плазмы, правая панель (б) – амплитудам, полученным в случае, когда электроны считаются распределенными по Больцману.

Солитонное решение соответствует нулевому значению константы C , если же $C < 0$ (но больше глубины потенциальной ямы), то решение системы окажется периодическим и будет описывать нелинейную волну. Границы φ_{\min} и φ_{\max} такой волны являются решениями уравнения $V(\varphi) = C$.

На рис. 7–9 представлены профили нелинейных волн, построенных для значений $C = 0.1 \times V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (штриховая кривая), где V_{\min} — глубина потенциальной ямы. Как

и в предыдущем разделе, первый из трех рисунков относится к случаю ночной плазмы, второй и третий — к случаям дневной плазмы без фотоэффекта и с фотоэффектом соответственно. Видно, что пространственный период волны, по порядку составляющий 5–15 дебаевских радиусов электрона λ_{De} , растет с увеличением константы C . Характерная величина λ_{De} для значений параметров марсианской ионосферы составляет несколько сантиметров (ночью $\lambda_{De} \sim 0.6$ –2 см, днем $\lambda_{De} \sim 0.2$ –0.6 см), поэтому можно

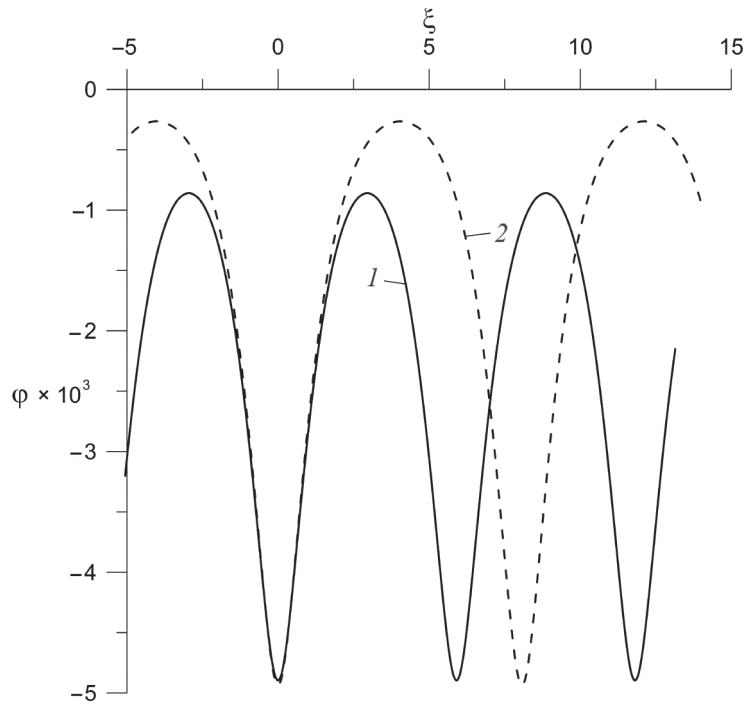


Рис. 7. Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (кривая 1) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (кривая 2) в случае ночной плазмы ($T_e = T_i = 85$ К, $n_{e0} = 10^3$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Глубина ямы $V_{\min} = -3.78 \times 10^{-6}$.

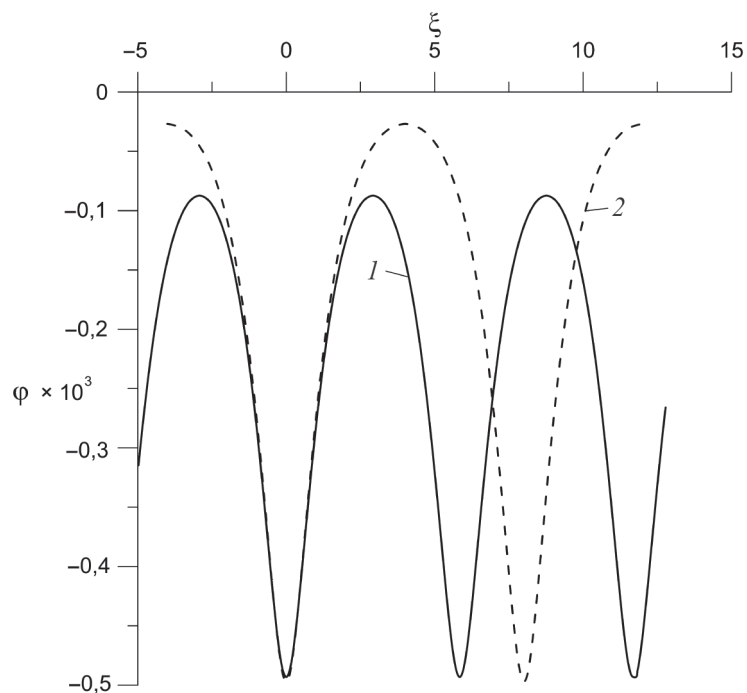


Рис. 8. Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (кривая 1) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (кривая 2) в случае дневной плазмы в отсутствие фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Глубина ямы $V_{\min} = -3.92 \times 10^{-8}$.

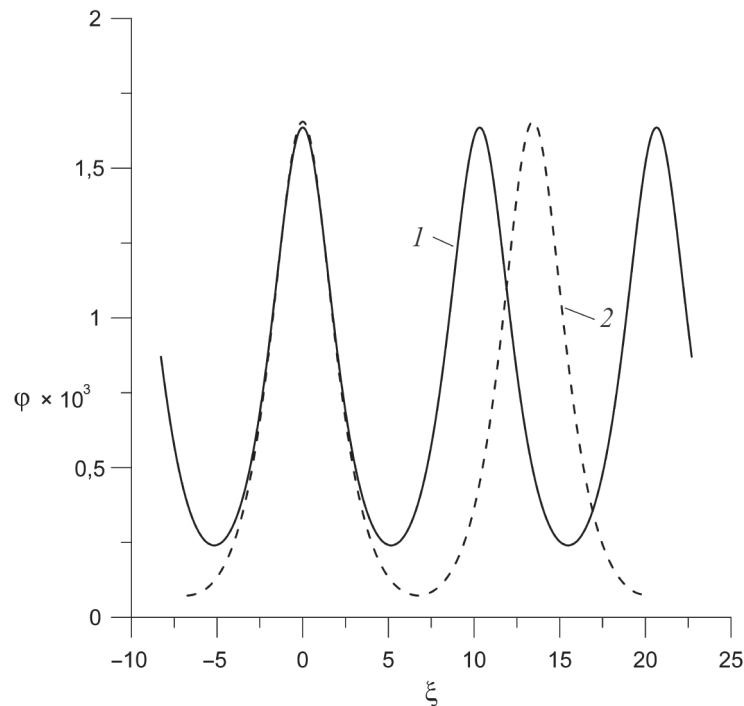


Рис. 9. Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0.1 \times V_{\min}$ (кривая 1) и $C = 0.01 \times V_{\min}$ (кривая 2) в случае дневной плазмы при наличии фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ К, $n_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $n_{d0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$). Глубина ямы $V_{\min} = -1.37 \times 10^{-7}$.

подобрать значение C таким образом, чтобы расстояние между пиками волны было около 10–20 см. Физические проявления структуры с такими характеристиками вполне могут регистрироваться измерительными аппаратами, и, в частности, можно предполагать наличие на Марсе явлений, схожих с полярными дюнами земной ионосферы (см., например, [32]).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены пылевые звуковые солитоны и нелинейные периодические волны, распространяющиеся в плазменно-пылевых облаках ионосферы Марса на высотах около 100 км. Показано, что свойства солитонов существенным образом зависят от параметров пылевой плазмы. Так, например, рост заряда пылевых частиц или же уменьшение концентрации электронов плазмы приводят к росту амплитуды солитона. Кроме того, показано, что важным фактором, влияющим на параметры солитона, является адиабатический захват одной из заряженных компонент плазмы: учет адиабатического захвата увеличивает область существования солитонов, снижает значение солитонной амплитуды при фиксированной величине числа Маха и, с другой стороны, увеличивает предельное значение амплитуды солитона в расширенной области его существования.

В работе также продемонстрирована возможность распространения в ионосфере Марса нелинейных периодических волн. Показано, что при определенных условиях пространственный период волны может

оказаться достаточно большим, для того чтобы волны и/или их физические проявления могли быть зафиксированы космическими аппаратами. В частности, одним из предполагаемых проявлений нелинейных волн на Марсе, которые должны учитываться при анализе результатов измерений, могут быть явления, схожие с полярными дюнами земной ионосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to Dusty Plasmas Physics. Bristol/Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2002.
2. Tsytoich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H. Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 2008.
3. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
4. Popel S.I., Kopnin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Huang F. // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
5. Patzold M., Tellmann S., Hausler B., Hinson D., Schaa R., Tyler G.L. // Science. 2005. V. 310. P. 837.
6. Withers P. // Adv. Space Res. 2009. V. 44. P. 277. 2009.04.027.
7. Withers P., Fillingim M.O., Lillis R.J., Hausler B., Hinson D.P., Tyler G.L., Patzold M., Peter K., Tellmann S., Witasse O. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. P. A12307.
8. Withers P., Patzold M., Witasse O., // <https://sci.esa.int/web/mars-express/-/51056-new-views-of-the-martian-ionosphere>

9. Mangold M., Baratoux D., Witasse O., Encrenaz T., Sotin C. // *Astron. Astrophys. Rev.* 2016. V. 24. P. 15.
10. Fox J.L., Dalgarno A. // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 7315.
11. Fox Jane L., Benna M., Mahay P.R., Jakosky B.M. // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 8977.
12. Forget F., Montmessin F., Bertaux J.L., Gonzalez-Galindo F., Lebonnois S., Quemerais E., Reberac A., Dimarellis E., Lopez-Valverde M.A. // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. E01004.
13. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 1010.
14. Montmessin F., Bertaux J.L., Quemerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussend D., Lebonnois S., Reberaca A. // *Icarus.* 2006. V. 183. P. 403.
15. Montmessin F., Gondet B., Bibring J. P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T. // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. E11S90.
16. Whiteway J.A., Komguem L., Dickinson C., Cook C., Illnicki M., Seabrook J., Popovici V., Duck T.J., Davy R., Taylor P.A., Pathak J., Fisher D., Carswell A.I., Daly M., Hipkin V., Zent A.P., Hecht M.H., Wood S.E., Tamppari L.K., Renno N., Moores J.E., Lemmon M.T., Daerden F., Smith P. // *Science.* 2009. V. 325. P. 68.
17. Hayne P.O., Paige D.A., Schofield J.T., Kass D.M., Kleinbohl A., Heavens N.G., McCleese D.J. // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. E08014.
18. https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars_clouds.html.
19. Gonzalez-Galindo F. // Doi: 10.1093/acrefore/9780190647926.013.79.
20. Christou A., Vaubailion J., Withers P., Hueso R., Killen R. // arXiv:2010.14647. Doi: 10.48550/arXiv.2010.14647.
21. Клумов Б.А., Морфулл Г.Е., Попель С.И. // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 127. С. 171.
22. Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Vasilieva E.V. // *Phys. Rev. E.* 2019. V. 100. P. 063202.
23. Дубинов А.Е., Кутаев И.Н. // *Теплофизика высоких температур.* 2022. Т. 61. С. 11.
24. Srinivas J., Popel S.I., Shukla P.K. // *J. Plasma Phys.* 1996. V. 55. P. 209.
25. Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П. // *Физика плазмы.* 2012. Т. 38. С. 792.
26. Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y. // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 414.
27. Копнин С.И., Попель С.И. // *Письма ЖТФ.* 2019. Т. 45. С. 26.
28. Попель С.И., Морозова Т.И. // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 474.
29. Гуревич А.В. // *ЖЭТФ.* 1967. Т. 53. С. 953.
30. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. *Физическая кинетика* М.: Физматлит, 2002. С. 182.
31. Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И. // *Физика плазмы.* 2019. Т. 45. С. 913.
32. Izvekova Yu.N., Popel S.I., Morozova T.I., and Kopnin S.I. // *Plasma Phys. Rep.* 2024. V. 50. P. 1288.

ON THE NONLINEAR DUST ACOUSTIC PERTURBATIONS IN THE IONOSPHERE OF MARS

Yu. S. Reznichenko^{a,b,*}, Yu. N. Izvekova^a, and S. I. Popel^{a,**}

^aSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

^bMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University),

Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141701 Russia

*e-mail: dvju.@yandex.ru

**e-mail: popel@cosmos.ru

Dust acoustic solitons and nonlinear periodic waves propagating in the ionosphere of Mars in plasma–dust clouds at altitudes of about 100 km have been considered. The dependence of the soliton amplitude on the charge of dust particles and plasma electron density has been studied. It is shown that an important factor influencing the soliton parameters is the adiabatic capture of plasma electrons (ions). The possibility of the existence of nonlinear periodic waves in the ionosphere of Mars has been studied. It is shown that the spatial period of the wave can be sufficient for its recording by a spacecraft. The possibility of the occurrence of dust acoustic wave perturbations in the ionosphere of Mars should be taken into account when processing and interpreting observation data.

Keywords: dusty plasma, dusty acoustic disturbances, solitons, nonlinear waves, ionosphere, Mars