

РЕЗНИЧЕНКО Юлия Сергеевна

**ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВАЯ СИСТЕМА
В ИОНОСФЕРЕ МАРСА**

Специальность:
1.3.1 — Физика космоса, астрономия

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Научный руководитель: **Попель Сергей Игоревич**
доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий лабораторией плазменно-пылевых процессов
в космических объектах Института космических
исследований РАН (ИКИ РАН)

Официальные оппоненты: **Филиппов Анатолий Васильевич**
доктор физико-математических наук, научный
руководитель отделения теоретической физики,
вычислительной математики и перспективных разработок
ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных
и термоядерных исследований»

Трухачёв Фёдор Михайлович
доктор физико-математических наук, старший научный
сотрудник Объединенного института высоких температур
РАН

Ведущая организация: Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
(ИОФ РАН)

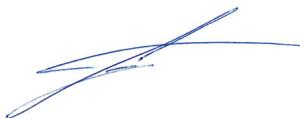
Защита диссертации состоится **«19» декабря 2025 г. в 13 ч 00 мин**
на заседании диссертационного совета 24.1.481.01 при ИКИ РАН по адресу:
Москва, Профсоюзная, 84/32, ИКИ РАН, подъезд А2 (конференц-зал)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИКИ РАН
и на сайте <http://www.iki.rssi.ru/diss/2025/reznichenko.htm>

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения,
просьба направлять по адресу: 117997, Москва, Профсоюзная, 84/32,
ученому секретарю диссертационного совета 24.1.481.01.

Автореферат разослан **«17» ноября 2025 г.**

Учёный секретарь
диссертационного совета 24.1.481.01
кандидат физико-математических наук



А. Ю. Ткаченко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Пылевая плазма — это ионизированный газ, в состав которого, помимо электронов, ионов и нейтральных атомов и молекул, входят частицы твёрдого вещества и/или жидкие капли, как правило, микронных или субмикронных размеров [1]. За счёт взаимодействия с электронами и ионами, а также под действием солнечного излучения пылевые частицы плазмы быстро приобретают электрический заряд, чем существенно усложняют её динамику: появляются новые типы волн и неустойчивостей (в частности, возможно наличие пылевой звуковой моды, генерация нелинейных волн, см., например, [2–4]), процессы самоорганизации могут приводить к формированию капель, облаков, разного рода структур, плазменно-пылевых кристаллов [1, 5] и т. д. и т. п.

В природе пылевая плазма распространена очень широко, она встречается в лунной экзосфере [6, 7], в кометных хвостах [8], в планетных ионосферах и магнитосферах [9–12], в межзвёздном пространстве [13], в окрестностях астероидов [14]. Поэтому неудивительно, что в 1990-х — начале 2000-х гг. с развитием достаточного количества разнообразных методов описания пылевой плазмы [15–20] всё больше и больше внимания стало уделяться исследованиям планетных ионосфер. Помимо общетеоретического интереса, такие исследования могут иметь и сугубо прикладное значение, поскольку полезны для физики космоса, астрономии, физики атмосферы, экологии, геофизики [11]. На Земле, кроме того, нельзя исключать взаимосвязь плазменно-пылевых ионосферных явлений с разного рода климатическими изменениями, например, с процессами глобального потепления [12].

Типичными примерами пылевых слоёв плазменного происхождения являются земные серебристые облака NLC (*англ.* noctilucent clouds) и образования, ответственные за появление полярных мезосферных радиоотражений PMSE (*англ.* polar mesosphere summer echoes) [21–23]. Оба типа пылевых формирований регистрируются с середины мая по середину августа на близких высотах, причём случаи обнаружения NLC и PMSE сильно коррелируют друг с другом. Всё это даёт основание предполагать, что механизм образования и условия появления серебристых облаков и полярных мезосферных радиоотражений принципиально одинаковы. Вертикальная оптическая толщина NLC (наблюдаются на высотах около 82–85 км) обычно меньше единицы [11], а их важной характерной особенностью является возможность наблюдения на закате невооружённым глазом. Образования, ответственные за появление PMSE, в отличие от серебристых облаков никакими известными оптическими методами не обнаруживаются, их регистрация является косвенной — в виде сильных радиоотражений на радарх, чья частота работы находится в диапазоне от 50 до 1000 МГц [22]. Эти формирования располагаются выше, чем NLC, на высотах от 90 до 95 км.

В последние два десятилетия сильно возрос интерес к исследованиям Марса. Атмосфера Марса на сегодняшний день успешно изучается такими миссиями, как Mars Express, ExoMars Trace Gas Orbiter и др. В ходе экспериментальных исследований было доказано наличие на Марсе пылевых облаков. Так, например, инфракрасный спектрометр SPICAM (*англ.* Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars) (установлен на космическом аппарате Mars Express) регистрировал на высотах около 100 км облака, состоящие из частиц с характерным размером около 100 нм [24]. На более низких высотах (около 80 км над поверхностью планеты) миссией Mars Express с помощью спектрометра OMEGA (*фр.* Observatoire pour la Mineralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activite) были обнаружены облака, состоящие из микрометровых частиц [25]. Детектировались облака и непосредственно над поверхностью планеты, а также на высотах около 4 км [26]. В этих областях по ночам наблюдались тонкие пылевые слои, состоящие, по данным установки Mars Climate Sounder (аппарат Mars Reconnaissance Orbiter), из замёрзших частиц льда CO₂ или H₂O [27]. Точные механизмы образования подобных облаков на сегодняшний день до конца не выяснены.

Комплексное изучение общих ионизационных свойств запылённых планетных ионосфер невозможно без обращения к физике пылевой плазмы. Для исследования различных процессов в атмосфере Марса, однако, плазменно-пылевой подход пока ещё не применялся. **Цель** настоящей работы заключается в представлении самосогласованного описания плазменно-пылевой системы ионосферы Марса на высотах около 100 км, рассмотрении в рамках представленного описания процессов формирования мезосферных пылевых облаков, а также исследовании возможности распространения в условиях ионосферы Марса пылевых звуковых возмущений. **Актуальность** работы обусловлена, с одной стороны, общим интересом к изучению планетных ионосфер, с другой — необходимостью теоретического осмысления значительного объёма экспериментальных данных, накопленных в ходе последних исследований Марса.

Достижение поставленной цели предполагает решение следующих **задач**:

- 1) описание условий в ионосфере Марса на высотах около 100 км, важных для рассмотрения плазменно-пылевых процессов;
- 2) выявление особенностей, существенных для ионосферы Марса, но не учитываемых при описании плазменно-пылевой системы в ионосфере Земли;
- 3) представление самосогласованной модели динамики запылённой плазмы ионосферы Марса на высотах около 100 км;
- 4) рассмотрение в рамках представленной модели процессов формирования плазменно-пылевых облаков;
- 5) исследование динамики электрон-ионной подсистемы запылённой ионосферы Марса;
- 6) рассмотрение процессов дестабилизации нижней (резкой) границы плазменно-пылевого мезосферного облака;

- 7) исследование процессов генерации и распространения в условиях ионосферы Марса пылевых звуковых возмущений.

Для решения поставленных задач были задействованы **методы** физики плазмы, физической кинетики и теории неравновесных систем. **Достоверность** полученных результатов обеспечивается корректным применением использованных методов, а также сопоставлением теоретических результатов исследования с имеющимися экспериментальными данными.

Приводим список **основных положений**, выносимых на защиту:

- 1) разработана самосогласованная теоретическая модель динамики запылённой плазмы ионосферы Марса на высотах около 100 км, учитывающая такие специфические особенности атмосферы Марса, как неупругое взаимодействие пылевых частиц плазмы с налипающими молекулами конденсата и эффективное снижение силы вязкого кнудсеновского трения в зоне пересыщенных паров углекислого газа;
- 2) показано, что в рамках представленной модели оказывается возможным формирование слоистого плазменно-пылевого облака микрометровых частиц конденсата углекислого газа с характерной резкой нижней границей, время формирования и существования которого (аналогично серебристым облакам мезосферы Земли) определяется временем седиментации пылевой компоненты плазмы сквозь зону пересыщенных паров атмосферного газа;
- 3) показано, что в результате взаимодействия с электрон-ионной подсистемой ионосферы, а также под действием фотоэффекта (при его наличии) микрочастицы пылевых облаков ионосферы Марса приобретают существенный электрический заряд, что, в свою очередь, приводит к заметному возмущению равновесных концентраций электронов и ионов плазмы аналогично ситуации в окрестности серебристых облаков мезосферы Земли;
- 4) продемонстрировано, что важным фактором, влияющим на процесс формирования слоистой структуры плазменно-пылевого облака в условиях ионосфер Марса и Земли, является развитие на нижней (резкой) границе облака неустойчивости Рэля-Тейлора, действие которой ограничивает (сверху) допустимые размеры микрочастиц, составляющих облако;
- 5) показано, что в условиях ионосферы Марса в результате развития кинетической неустойчивости оказывается возможной генерация линейных и нелинейных пылевых звуковых возмущений, в т.ч. пылевых звуковых солитонов и нелинейных периодических волн;
- 6) найдены закон дисперсии и инкремент раскочки линейных волн запылённой ионосферы Марса, показано, что определяющее воздействие на свойства пылевых звуковых солитонов и нелинейных периодических волн оказывает адиабатический захват электронов (ионов) плазмы стенками возмущения.

Научная новизна исследования состоит в следующем:

- 1) впервые представлено комплексное исследование пылевой плазмы ионосферы Марса на высотах около 100 км, которое включает в себя описание процессов седиментации и зарядки пылевых частиц, их роста в пересыщенных парах атмосферных газов и динамики электрон-ионной подсистемы ионосферы;
- 2) впервые описан возможный механизм образования пылевых облаков мезосферы Марса, рассчитаны теоретически предсказываемые значения размеров и зарядов пылевых частиц облака, а также исследовано влияние пылевой компоненты плазмы на значения равновесных электрон-ионных концентраций;
- 3) впервые показано, что в условиях ионосфер Марса и Земли принципиально невозможно стабильное существование пылевых облаков крупных частиц, поскольку нижняя граница плазменно-пылевого облака нестабильна в смысле развития на ней неустойчивости Рэлея-Тейлора;
- 4) впервые исследованы такие пылевые звуковые возмущения ионосферы Марса, как линейные волны, пылевые звуковые солитоны и нелинейные периодические волны, рассчитаны характерные значения параметров пылевых звуковых возмущений, показана важность учёта адиабатического захвата электронов (ионов) плазмы стенками возмущения.

Теоретическая и практическая значимость результатов диссертации определяется возможностью их использования широким кругом специалистов, занимающихся изучением физических свойств пылевой плазмы в лаборатории и природе. Результаты диссертации соискателя могут быть использованы для дальнейшего развития методов исследования природных и лабораторных плазменно-пылевых систем, обработки и интерпретации экспериментальных данных и данных наблюдений космических объектов, проектирования будущих космических миссий.

Публикации автора по теме диссертации: по результатам исследования были опубликованы 9 статей (см. «Список публикаций автора») в рецензируемых журналах — «Физика плазмы», «Астрономический вестник», «Журнал экспериментальной и теоретической физики», «Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики», “Journal of Physics: Conference Series”. Статья “On the cloud formation in the dusty ionosphere of Mars” из JETP Letters (переводная версия статьи из журнала «Письма в ЖЭТФ») была помещена на сайте журнала в разделе Editor’s Choice.

Апробация результатов исследования: результаты исследования были представлены на международных и российских конференциях, в частности, на конференциях Scientific-Coordination Workshop “Non-ideal Plasma Physics” (Moscow, 2018), 17th International Workshop “Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation” (Moscow, 2019),

18th International Workshop “Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation” (Moscow, 2022), 19th International Workshop “Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation” (Moscow, 2023), The 11th Moscow Solar System Symposium 11M-S3 (Moscow, 2020), The 12th Moscow Solar System Symposium 12M-S3 (Moscow, 2021), The 13th Moscow Solar System Symposium 13M-S3 (Moscow, 2022), The 14th Moscow Solar System Symposium 14M-S3 (Moscow, 2023), 16-й Конференции молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (Москва, 2019), 17-й Конференции молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (Москва, 2020), 18-й Конференции молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (Москва, 2021), 63-й Всероссийской научной конференции МФТИ (МФТИ, 2020), 64-й Всероссийской научной конференции МФТИ (МФТИ, 2021), 65-й Всероссийской научной конференции МФТИ (МФТИ, 2023), 43rd COSPAR Scientific Assembly (Sydney, 2021), The 9th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Moscow, 2022), 19-й Ежегодной конференции «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, 2024), Конференции памяти С.С. Моисеева к 95-летию со дня его рождения «Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность (MSS-24)» (Москва, 2024). Кроме того, результаты исследования были представлены на двух научных семинарах в ИКИ РАН.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения, её полный объём составляет 117 страниц. Текст диссертации содержит 41 рисунок и 7 таблиц. Полный список литературы включает 118 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В **первой главе** обсуждаются результаты ряда экспериментальных исследований в атмосфере Марса, важных для настоящей работы. К ним относятся исследования химического состава и температурного режима нейтральной атмосферы, вертикального распределения аэрозолей, высотных профилей электронов и ионов плазмы, а также световых условий в дневной ионосфере. Отдельное внимание уделяется случаям регистрации в атмосфере Марса пылевых облаков. Показывается, что имеющиеся на сегодняшний день сведения достаточны, для того чтобы было возможно комплексное изучение атмосферы Марса с применением методов физики пылевой плазмы.

Во **второй главе** представляется теоретическая модель, самосогласованным образом описывающая динамику запылённой плазмы ионосферы Марса на высотах ~ 100 км. В **разд. 2.1** обсуждаются условия ионосферы Марса, важные для физики рассматриваемых процессов. Показывается, что на интересующих нас высотах оказывается возможным формирование пылевой фракции, состоящей из частиц конденсата углекислого газа (водяного пара), что, в свою очередь, означает, что в этой части ионосферы

можно говорить о наличии плазменно-пылевой системы (см. Рисунок 1 для углекислого газа, в случае водяного пара ситуация аналогична).

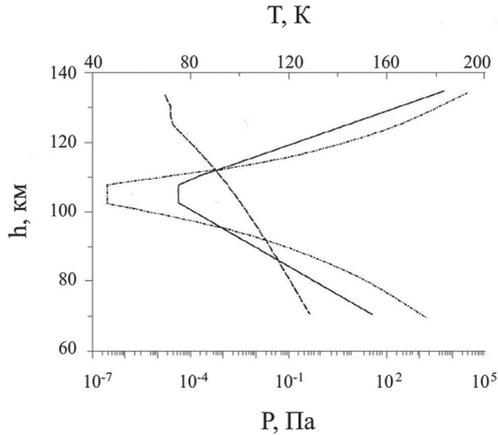


Рисунок 1 — Высотные профили температуры нейтрального газа (сплошная кривая), парциального давления паров углекислого газа (штриховая кривая) и давления насыщенных паров углекислого газа (штрихпунктирная кривая) в ионосфере Марса. Пары углекислого газа пересыщены в диапазоне высот 92–112 км

В разд. 2.2 рассматривается процесс взаимодействия пылевой частицы с атмосферой, который в условиях ионосферы Марса приобретает некоторые особенности. Во-первых, в области пересыщенных паров углекислого газа (воды) вклад в силу вязкого кнудсеновского трения, действующего на пылевую частицу со стороны атмосферы, вносят лишь неконденсирующиеся газы. В случае конденсации водяного пара это замечание не является существенным, однако при десублимации диоксида углерода, составляющего около 95 % нейтральной атмосферы, ситуация меняется. Сила вязкого трения в этом случае становится до некоторой степени неопределённой и, с учётом сильного пересыщения паров углекислого газа, фактически обуславливается лишь 5 % примесных газов. Как показывают расчёты, учёт снижения трения корректирует результаты вычислений примерно на 10–20 %.

Во-вторых, несмотря на изотропное распределение углекислого газа, режим оседания частиц конденсата диоксида углерода в условиях атмосферы Марса существенно различен для центральной зоны пересыщенных и нижней зоны ненасыщенных паров (см. Рисунок 1). В зоне пересыщения, как уже было сказано, происходит эффективное снижение силы вязкого кнудсеновского трения, в связи с чем торможение частицы в этой области обусловлено неупругим взаимодействием с налипающими молекулами углекислого газа. В нижней зоне ненасыщенных паров, напротив, тормозящее воздействие на микрочастицу оказывает именно вязкое трение, в то время как фактор неупругого взаимодействия исчезает.

В разд. 2.3 излагаются основные положения теоретической модели. Уравнения модели могут быть разделены на две группы: уравнения, описывающие процессы конденсации и седиментации, и уравнения, описывающие взаимное влияние пылевых частиц и заряженной компоненты ионосферы друг на друга.

Эволюция функции распределения $f_d(h, a, v, t)$ пылевых частиц задаётся кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \frac{\partial f_d}{\partial a} \cdot \frac{da}{dt} + \frac{\partial f_d}{\partial h} \cdot \frac{dh}{dt} + \frac{\partial f_d}{\partial v} \cdot \frac{dv}{dt} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{\alpha_{cd(w)} m_{cd(w)} v_{cd(w)}^{th} (n_{cd(w)} - n_{cd(w)}^S)}{4\rho_d}, \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dt} = (mg - F_f + f) \frac{1}{m} = g - \frac{F_f}{m} + \frac{f}{m}, \quad (3)$$

$$F_f = \pi\rho C_S a^2 F_d v, \quad (4)$$

$$f = u \frac{dm}{dt}, \quad (5)$$

$$\frac{dh}{dt} = -v, \quad (6)$$

где t — время; a — характерный линейный размер пылевой частицы; h — высота; v — скорость пылевой частицы; $\alpha_{cd(w)}$ — коэффициент аккомодации молекул углекислого газа (воды) при столкновении с пылевой частицей (обычно в сильно пересыщенных парах $\alpha_{cd(w)} \sim 1$); m и $m_{cd(w)}$ — соответственно масса микрочастицы и масса молекулы углекислого газа (воды); $n_{cd(w)}$ и $n_{cd(w)}^S$ — фактическая и насыщенная концентрация конденсирующегося углекислого газа (водяного пара); ρ и ρ_d — плотность атмосферного газа (фактически совпадает с плотностью углекислого газа) и материала пылевой частицы; $v_{cd(w)}^{th}$ и C_S — тепловая скорость молекул углекислого газа (воды) и локальная скорость звука в атмосфере Марса; $u = -v$ в зоне пересыщения и $u = 0$ в нижней ненасыщенной зоне; F_d — коэффициент порядка единицы, отражающий влияние формы частицы; g — ускорение свободного падения на Марсе.

Описание взаимного влияния пылевых частиц и заряженной компоненты ионосферы друг на друга задаётся системой из трёх уравнений непрерывности:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{rec} n_e n_i + L_{photo}^e - L_{dust}^e, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q_e - \alpha_{rec} n_e n_i - L_{dust}^i, \quad (8)$$

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = q_{photo} + v_i - v_e, \quad (9)$$

где n_i, n_e — концентрация соответственно ионов и электронов; α_{rec} — коэффициент рекомбинации; Z_d — заряд пылевой частицы (в единицах элементарного); q_e — скорость ионизации от естественных источников.

Слагаемые L_{dust}^j ($j=e,i$) в правой части уравнений (7) и (8) описывают потери заряженных частиц ионосферной плазмы (ионов и электронов) за счёт натекания на пылевые частицы с учётом распределения микрочастиц n_d^a по размерам, $L_{dust}^j = \sum v_j^a n_d^a$. Слагаемое L_{photo}^e в выражении (7) отвечает за появление электронов фототока в результате фотоэффекта, $L_{photo}^e = \sum q_{photo}^a n_d^a$. В последнем уравнении (9) v_e и v_i — скорость зарядки, обусловленная натеканием электронов и ионов на поверхность микрочастицы; q_{photo} — скорость ионизации, вызванная фотоэффектом.

Расчёт микроскопических токов положительных ионов и электронов окружающей плазмы на пылевые частицы проводится с помощью зондовой модели [28, 29]. Ионизация пылевой частицы, обусловленная фотоэффектом, характеризуется скоростью q_{photo} , которая, в свою очередь, зависит от энергетического потока солнечного излучения $F(\lambda)$:

$$q_{photo} \approx \frac{\pi a^2 \beta}{(2\pi\hbar)c} \int_0^{\lambda^*} \lambda F(\lambda) d\lambda,$$

где λ^* — максимальная длина волны фотона, приводящая к фотоэффекту (определяется минимальной энергией световых квантов); β — вероятность фотоэффекта. Типичные значения β обычно лежат в пределах 10^{-4} – 10^{-2} , причём как правило $\beta < 10^{-3}$ [30]. В настоящей работе было принято $\beta = 5 \cdot 10^{-4}$.

В разд. 2.4 обсуждаются результаты, полученные в рамках изложенной выше модели.

1. На Рисунках 2, 3 представлена эволюция пылевых слоёв в ионосфере Марса, составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации, в случае конденсации паров углекислого газа. Попадая в зону конденсации (пересыщения), пылевые частицы начинают быстро увеличиваться в размерах, при этом частицы из верхних слоёв, находившиеся изначально на границе раздела зон с пересыщенными и ненасыщенными парами, эволюционируют медленнее тех частиц, которые первоначально располагались непосредственно в зоне конденсации. В результате в ходе седиментации пылевые слои перемешиваются друг с другом, что, в свою очередь, приводит к образованию тонкого слоистого облака с резкой нижней границей. Время существования такого облака составляет согласно расчётам около нескольких минут и определяется временем осаждения пылевых частиц сквозь зону конденсации, так как ниже весь сконденсировавшийся газ испаряется. Характерный размер частиц облака составляет около 1,5–3 мкм.

2. Существенно иной будет эволюция пылевых слоёв в случае конденсации пересыщенного водяного пара, чья концентрация на рассматри-

ваемых высотах ионосферы Марса мала. В этом случае пылевые частицы эволюционируют очень медленно и седиментируют в зоне конденсации в течение часов, практически не увеличивая своих размеров. Разные слои таких частиц не смешиваются друг с другом, поэтому образование слоистого облака в этом случае оказывается невозможным (всё сказанное далее будет относиться только к облакам частиц углекислого газа).

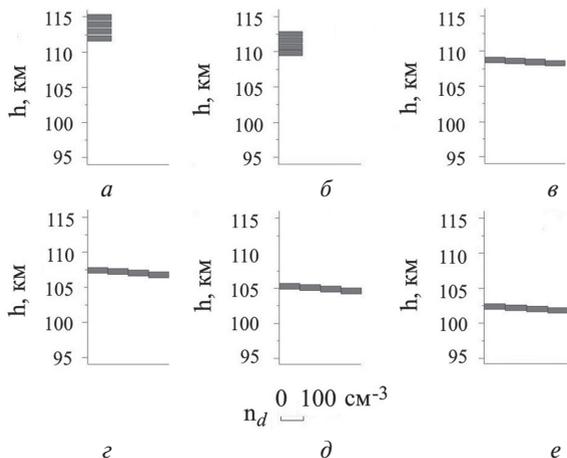


Рисунок 2 — Эволюция пылевых слоёв (конденсация углекислого газа), составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации: *a* — $t=0$ с; *b* — 40; *c* — 120; *d* — 200; *e* — $t=280$ с. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Во время седиментации пылевые слои перемешиваются. Первоначально перекрываются два нижних слоя (*b*), позже перекрываются все слои (*e*) (столбцы, характеризующие слои, расширяются вдоль оси абсцисс)

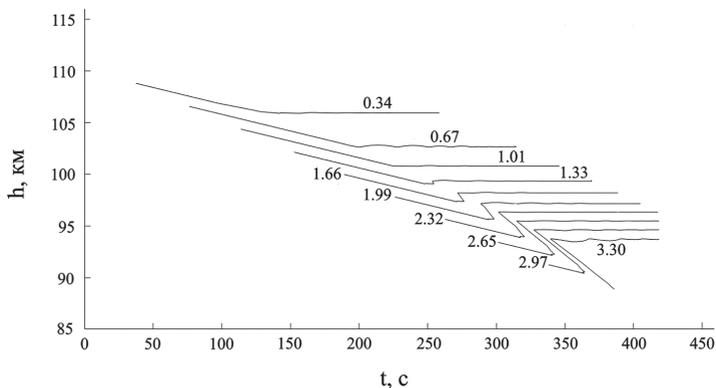


Рисунок 3 — Высотное распределение пылевых частиц марсианских мезосферных облаков, формирующихся при седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего прямоугольный профиль концентрации на высотах 110–120 км. Цифры над кривыми обозначают размеры частиц в микрометрах

3. Пылевые частицы в ходе седиментации приобретают некоторый заряд, знак и абсолютная величина которого зависят от наличия/отсутствия в составе микрочастиц металлических примесей и световых условий в ионосфере. Ночью частицы приобретают отрицательный заряд, так как в этом случае их заряд определяется только микроскопическими токами ионов и электронов окружающей плазмы. Аналогичное имеет место и днём для частиц чистого углекислого газа. Ситуация качественно меняется в том случае, когда пылевые частицы облака, оказавшегося в дневных условиях, имеют в своём составе металлические примеси. Наличие фотоэффекта приводит к приобретению такими частицами существенного положительного заряда. Порядок приобретаемого частицей заряда равен соответственно $q_d \sim -10e$ в отсутствие фотоэффекта и $q_d \sim 100e$ при его наличии.

4. Наличие в ионосфере значительного количества пылевых частиц с $|Z_d| \sim 10-100$ должно приводить к заметному возмущению заряженной компоненты плазмы. В отсутствие фотоэффекта наличие микрочастиц пыли, на которых рекомбинируют электроны и ионы плазмы, приводит к понижению электрон-ионных концентраций. Абсолютная величина снижения ионной концентрации меньше, чем электронной, поскольку ток электронов на пылевую частицу больше тока ионов. Динамика электрон-ионной подсистемы ионосферы оказывается иной, если седиментирующие пылевые частицы имеют в своём составе металлические примеси. Такие частицы повышают концентрацию электронов плазмы за счёт фототока. Для ионов же следует по-прежнему ожидать понижение концентрации, однако прогнозируемая величина снижения невелика и, более того, равновесная ионная концентрация может оставаться практически неизменной, так как рекомбинация положительных ионов на поверхности микрочастицы, несущей положительный заряд, требует преодоления кулоновского барьера.

Итак, в рамках представленной модели динамики запылённой плазмы ионосферы Марса оказывается возможным формирование слоистого плазменно-пылевого облака частиц углекислого газа с характерной резкой нижней границей. Наблюдаемые ранее на высотах около 100 км в мезосфере Марса пылевые облака [24], таким образом, могут быть интерпретированы как образования плазменно-пылевой природы.

В разд. 2.5 проводится сравнение полученных в предыдущем разделе результатов с Землёй. Действительно, модель (1)–(9) с некоторыми поправками может быть применена к условиям ионосферы Земли, так как типичный температурный режим летней полярной мезосферы [11] даёт основание полагать, что в диапазоне высот 77–94 км динамика земной ионосферы может быть рассмотрена как динамика пылевой плазмы, образованной в результате конденсации сильно пересыщенного водяного пара.

Особенностью ионосферы Земли на рассматриваемых высотах является сложный состав её заряженной компоненты, который включает в себя электроны, положительные и отрицательные ионы (причём положительные ионы могут быть двух типов — простые/первичные ионы N_2^+ , O_2^+ , NO^+ и кластерные/протон-гидратные ионы типа $H^+(H_2O)_n$, $n \leq 10$ — степень

гидратации). Даже при упрощённом рассмотрении ионного состава земной ионосферы (о более детальном составе см., например, [31, 32]), представленном в настоящей работе, динамика заряженной компоненты плазмы заметно усложняется:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{rec}^s n_e n_i^s - \alpha_{rec}^c n_e n_i^c + L_{photo}^e - L_{dust}^e, \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_i^s}{\partial t} = q_e - \alpha_{rec}^s n_e n_i^s - \beta_c n_i^s - L_{dust}^s, \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_i^c}{\partial t} = \beta_c n_i^s - \alpha_{rec}^c n_e n_i^c - L_{dust}^c, \quad (12)$$

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = q_{photo} + v_s + v_c - v_e, \quad (13)$$

где n_i^s , n_i^c — концентрация первичных и кластерных положительных ионов; β_c — скорость конверсии первичных ионов в протон-гидратные; $\alpha_{rec}^{s(c)}$ — коэффициент рекомбинации простых (кластерных) ионов. Члены L_{dust}^j ($j = e, s, c$) описывают рекомбинацию заряженных частиц ионосферной плазмы на пылевых частицах с учётом распределения микрочастиц по размерам. Микроскопические токи v_s , v_c , v_e положительных ионов и электронов окружающей плазмы на пылевые частицы вычисляются согласно зондовой модели. Ионизация пылевой частицы, обусловленная фотоэффектом, характеризуется скоростью q_{photo} и определяется потоком солнечного излучения $F(\lambda)$ (см. выше).

Взаимодействие пылевой частицы с атмосферой в условиях ионосферы Земли, напротив, оказывается значительно проще, поскольку плотность конденсирующихся водяных паров ничтожна по сравнению с плотностью азота и кислорода, составляющих основную массу атмосферного газа. Так, концентрация нейтрального газа атмосферы около высот в 80 км [33] примерно равна $n_n \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; давление водяных паров на этой высоте $P_{H_2O} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$, что при $T \approx 130 \text{ К}$ даёт $n_{H_2O} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Поэтому, во-первых, величина относительной поправки силы вязкого кнудсеновского трения в зоне конденсации составляет $n_{H_2O}/n_n \approx 10^{-6} \ll 1$. Во-вторых, на протяжении всего времени седиментации к поверхности Земли основной вклад в торможение микрочастиц вносит вязкое трение, так как $f/F_f \sim \rho_{H_2O}/\rho \ll 1$.

На Рисунке 4 представлена эволюция слоёв в ионосфере Земли, составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации частиц водяного льда. Видно, что в ходе седиментации первичное облако пылевых зародышей расщепляется с последующим скоплением пылевых частиц на высотах выше 90 км и в слое 81–85 км, соответствующих PMSE и NLC. Время существования таких пылевых структур составляет, согласно расчётам, несколько часов, что соответствует данным наблюдений. Отметим

также, что в рамках представленной модели оказывается возможным одновременное образование обоих типов полярных мезосферных облаков, случаи регистрации которых сильно коррелируют между собой.

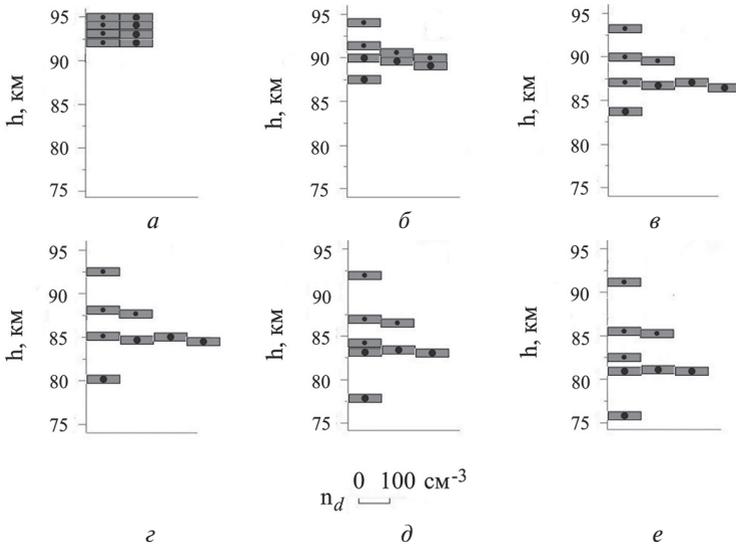


Рисунок 4 — Эволюция слоёв в ионосфере Земли, составляющих начальный прямоугольный профиль концентрации (конденсация водяного пара), в зависимости от высоты для различных моментов времени: *a* — $t = 0$ ч; *b* — 2; *в* — 4; *г* — 6; *д* — 8; *e* — 10 ч. Концентрация частиц пыли в каждом слое равна $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Видно (*e*) расщепление первичного облака и скопление в результате эволюции пылевых частиц на высотах выше 90 км и в слое 81–85 км, соответствующих PMSE и NLC

В третьей главе исследуются процессы дестабилизации нижней границы плазменно-пылевого облака.

В разд. 3.1 обсуждается развитие неустойчивости Рэля-Тейлора в двухкомпонентной системе газа и пыли, вертикальное распределение которых таково, что верхнее полупространство оказывается заполнено газопылевой смесью, а нижнее — чистым газом [34]. Ионосферные пылевые облака, как было сказано ранее, имеют характерную резкую (нижнюю) границу, ниже которой значение концентрации микрочастиц пыли пренебрежимо мало по сравнению с аналогичным значением в облаке. Это означает, что на нижней границе облака есть все основания ожидать развития рэлей-тейлоровской неустойчивости.

Динамика границы системы газа и пыли, не ограниченной в горизонтальном направлении, в этом случае описывается системой уравнений Эйлера и непрерывности, линеаризация которой при исследовании устойчивости стационарного решения приводит к дисперсионному уравнению, связывающему инкремент неустойчивости $\tilde{\gamma}$ со значением волнового числа $|\mathbf{k}| = k$ [34]:

$$\tilde{\gamma}^3 + \tilde{\gamma}^2 \left[\alpha \left(1 + \frac{\rho_{dust}}{2\rho} \right) + \frac{kg}{\alpha} \right] + \tilde{\gamma}kg - \frac{\rho_{dust}kg\alpha}{2\rho} = 0, \quad (14)$$

где $\alpha = 2\sqrt{2/\pi} \cdot Gn_n T / \rho_d v_n^{th} a$; G — коэффициент порядка единицы, определяемый особенностями взаимодействия нейтралов с поверхностью частицы (см., например, [16]); n_n и v_n^{th} — соответственно концентрация и тепловая скорость молекул нейтрального газа; T — температура; ρ_d — плотность материала пылевой частицы; a — её характерный размер, $\rho_{dust} = mn_d$; m — масса пылевой частицы; n_d — их концентрация; ρ — плотность атмосферного газа (на Марсе фактически совпадает с плотностью углекислого газа); g — ускорение свободного падения. Дисперсионное уравнение (14) получено при условии достаточной малости электрических полей и справедливо, в том числе, при $|\mathbf{E}| \sim 1$ В/м, что, как можно ожидать [9], выполняется в условиях планетных ионосфер.

В разд. 3.2 рассматривается влияние неустойчивости Рэлея-Тейлора на процессы формирования пылевых облаков. Анализ показывает, что в условиях ионосферы Марса все три корня дисперсионного уравнения (14) являются действительными, причём два из них оказываются отрицательными, один — положительным. Величина положительного корня $\tilde{\gamma}(k)$ практически сразу же (при $k \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ м}^{-1}$) выходит на асимптотически стационарный максимум $\tilde{\gamma}$, определяющий характерное время развития неустойчивости $\tau \approx \tilde{\gamma}^{-1}$. Время развития неустойчивости уменьшается с ростом концентрации и размеров микрочастиц мелкодисперсной фазы, что препятствует стабильному существованию облаков крупной моды, так как если неустойчивость развивается быстрее, чем протекают процессы, определяющие формирование облака (в том числе его резкой границы), существование облака становится принципиально невозможным (облако в таком случае вообще не будет сформировано).

На Рисунке 5 представлено сравнение характерного времени развития неустойчивости Рэлея-Тейлора $\tau \approx \tilde{\gamma}^{-1}$ с характерным временем седиментации пылевой фракции в ионосфере Марса в зависимости от размеров и концентрации микрочастиц плазмы для высот 80, 90, 100 и 110 км. Как и ожидалось, лишь при достаточно малых размерах пылевых частиц характерное время развития неустойчивости не превосходит времени седиментации (при $n_d \gtrsim 100 \text{ см}^{-3}$, например, время седиментации сравнивается с $\tilde{\gamma}^{-1}$ уже при $a \lesssim 500$ нм).

В разд. 3.3 проводится сравнение полученных результатов с ионосферой Земли. Для значений параметров, типичных для земных мезосферных высот, дисперсионное уравнение (14) имеет два отрицательных и один положительный действительный корень. Значение положительного корня $\tilde{\gamma}$ уже при значениях волнового числа $k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ асимптотически выходит на максимум $\tilde{\gamma}$, задающий характерное время развития неустойчивости и растущий вместе с ростом концентрации и размеров пылевых частиц облака. В результате время седиментации не превосходит величину $\tau \approx \tilde{\gamma}^{-1}$ лишь при достаточно малых размерах пылевых частиц (даже при

небольшой концентрации $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ время седиментации сравнивается с $\tau \approx \gamma^{-1}$ уже при $a \lesssim 150 \text{ нм}$).

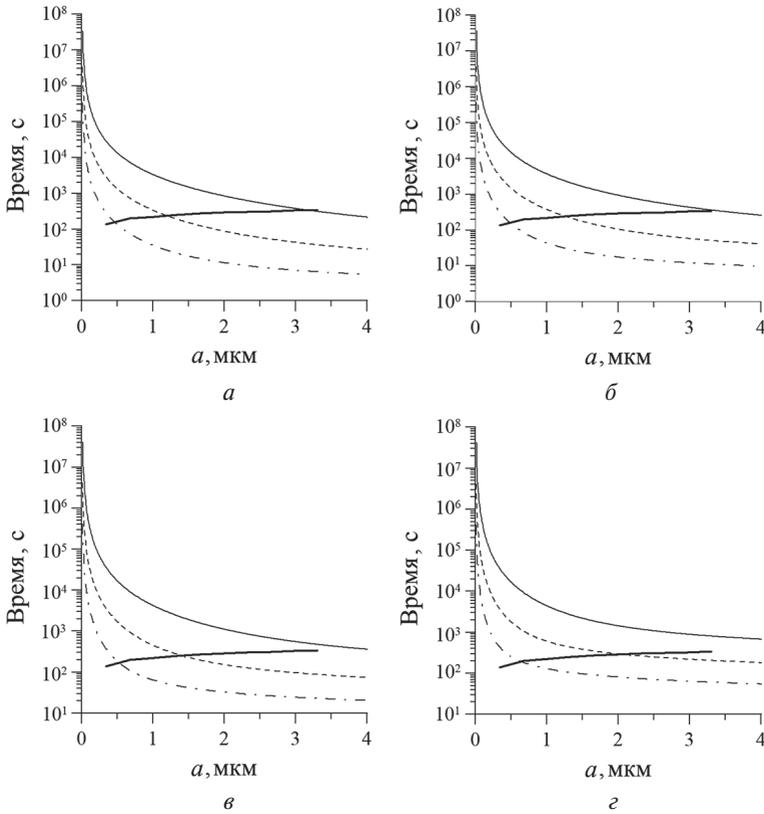


Рисунок 5 — Зависимость характерного времени развития неустойчивости Рэлея-Тейлора и времени седиментации пылевых частиц от их размеров в ионосфере Марса. Представлены результаты вычислений для высот: *а* — 80 км; *б* — 90; *в* — 100; *г* — 110 км. Тонкие сплошные кривые соответствуют концентрации пылевых частиц $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$, штриховые — $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирные — $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$. Зависимость времени седиментации пылевых частиц на всех рисунках представлена жирными сплошными линиями

В четвёртой главе исследуется возможность возбуждения в пылевой плазме ионосферы Марса на высотах $\sim 100 \text{ км}$ пылевых звуковых волн и, в частности, обсуждается вопрос о существовании в ионосфере Марса нелинейных возмущений.

В разд. 4.1 рассматриваются линейные волны. Возбуждение линейных волн оказывается возможным за счёт развития кинетической пылевой звуковой неустойчивости, которая может возникать на начальном этапе взаимодействия плазменно-пылевых облаков с горизонтальными ветрами [35].

Описание продольных линейных волн в плазме требует исследования уравнения $\varepsilon_{\parallel} = 0$, где ε_{\parallel} — продольная диэлектрическая проницаемость [36]. Кинетическая пылевая звуковая неустойчивость развивается при $kv_{T_d} \ll \omega \ll kv_{T_i}$ (здесь v_{T_i} и v_{T_d} — соответственно тепловая скорость ионов и пылевых частиц), поэтому дисперсионное уравнение (с учётом наличия относительного движения между ионами (электронами) и пылевыми частицами плазмы со скоростью ветра u) в этом случае имеет вид

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{D_i}^2} \left(1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\omega - ku}{kv_{T_i}} \right) - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} = 0, \quad (15)$$

где $\lambda_{D_{e(i)}}$ — дебаевский радиус электронов (ионов); ω_{pd} — плазменная частота пылевых частиц.

Линейная дисперсия пылевых звуковых волн задаётся выражением

$$\omega_k = \frac{\omega_{pd} \lambda_D k}{\sqrt{1 + k^2 \lambda_D^2}}, \quad (16)$$

где $1/\lambda_D^2 = 1/\lambda_{De}^2 + 1/\lambda_{D_i}^2$.

Инкремент неустойчивости имеет вид:

$$\gamma_k = \frac{\omega_k^3}{k^2 \lambda_{D_i}^2 \omega_{pd}^2} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{ku - \omega_k}{kv_{T_i}}. \quad (17)$$

Для типичных значений параметров марсианской ионосферной плазмы $T \approx 90$ К, $n_n = 10^{12}$ см $^{-3}$, $m_n \approx 7 \cdot 10^{-23}$ г, $u \approx 100$ м/с, $n_d = 1$ см $^{-3}$, $a \gtrsim 100$ нм (где T — температура; m_n — масса нейтрала; n_n и n_d — концентрация нейтралов и пылевых частиц соответственно; a — характерный размер пылевой частицы) получаем $\gamma \sim 0,1$ с $^{-1}$. Характерная частота столкновений пылевых частиц с нейтралами (вычисляется для кнудсеновского режима течения газа [17]) $v_{dn} = 2\sqrt{2\pi T m_n} \cdot a^2 \cdot n_n / 3 \cdot \sqrt{3} m_d \sim 10^{-2}$ с, поэтому условие развития кинетической неустойчивости $\gamma^{-1} \ll v_{dn}^{-1}$ легко выполняется (здесь m_d — масса пылевой частицы).

В разд. 4.2 демонстрируется, что в условиях ионосферы Марса оказывается возможной генерация не только линейных, но и нелинейных волн.

В подразд. 4.2.2 рассматривается автономная система уравнений, описывающая одномерное горизонтальное распространение пылевых звуковых возмущений. Система включает в себя, в частности, уравнение непрерывности и уравнение Эйлера для пылевой компоненты плазмы, а также уравнение Пуассона для электростатического потенциала ϕ :

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = \pm \frac{Z_d e}{m_d} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (19a, б)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i \pm Z_d n_d), \quad (20a, б)$$

где индексы «а» и «б» в нумерации формул отвечают случаям отрицательного и положительного заряда микрочастиц соответственно. Здесь x и t — пространственная и временная переменная; 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 учитываются распределения концентраций электронов и ионов, которые успевают установиться на пылевых звуковых временных масштабах. Электростатический потенциал, индуцируемый микрочастицами, является потенциальной ямой для одной из двух заряженных компонент плазмы, следовательно, возможен адиабатический захват электронов (ионов) стенками положительного (отрицательного) возмущения. Необходимым условием [36, 37] захвата заряженной частицы стенками возмущения является выполнение соотношения $\tau_{pert} \geq l_{pert}/v_{e(i)}$, где τ_{pert} и l_{pert} — время формирования и характерный пространственный масштаб возмущения; $v_{e(i)}$ — тепловая скорость электрона (иона). Поскольку $\tau_{pert} \sim \omega_{pd}^{-1}$, $l_{pert}/v_{e(i)} \sim \lambda_{De}/v_{e(i)} = \omega_{pe(i)}^{-1}$, условие захвата всегда выполняется (здесь λ_{De} — дебаевский радиус электрона; $\omega_{p\alpha}$ — плазменная частота частицы сорта α). Итак, при отрицательном заряде пылевых частиц распределение электронов можно считать бoльцмановским, для ионов же необходимо использовать распределение Гуревича; наоборот, при положительном заряде микрочастиц электроны оказываются распределёнными по Гуревичу, а ионы — по Больцману.

Значения зарядов q_d пылевых частиц определяются исходя из баланса микроскопических токов (электронов и ионов) на пылевую частицу и скорости фотоионизации. Начальные условия задачи задаются на бесконечности: предполагается, что при $x \rightarrow \pm\infty$ все возмущения исчезают, т.е. $\varphi(\pm\infty) = 0$, $v_d(\pm\infty) = 0$, $n_e(\pm\infty) = n_{e_0}$, $n_i(\pm\infty) = n_{i_0}$ и $n_d(\pm\infty) = n_{d_0}$. Невозможные значения концентраций n_{e_0} , n_{i_0} и n_{d_0} связаны соотношениями квазинейтральности $n_{i_0} = n_{e_0} + Z_d n_{d_0}$ и $n_{e_0} = n_{i_0} + Z_d n_{d_0}$ соответственно для случаев (а) и (б).

Решение задачи ищется в виде волнового возмущения, движущегося с постоянной скоростью u_0 вдоль оси Ox (все искомые параметры, таким образом, должны зависеть от координаты x и времени t только посредством переменной $\xi = x - u_0 t$). Для поиска решения используется стандартный подход, основанный на нахождении сагдеевского потенциала $V(\varphi)$. Для случая отрицательно заряженных пылевых частиц плазмы после обезразмеривания всех уравнений путём замен $e\varphi/T_i \rightarrow \varphi$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$ сагдеевский потенциал может быть выписан в виде

$$V(\varphi) = \tau^2 \left(1 - e^{\varphi/\tau} \right) + l\tau \left(1 - e^{-\varphi} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (-\varphi)^{3/2} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\varphi} \int_0^{\sqrt{-\varphi}} e^{-u^2} du - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\varphi} \right) + Md\tau^2 \left(M - \sqrt{M^2 + \frac{2Z_d\varphi}{\tau}} \right). \quad (21a)$$

Здесь $\tau = T_e/T_i$, $d = n_{d_0}/n_{e_0}$, $l = n_{i_0}/n_{e_0}$, $M = u_0/C_S$, где C_S — скорость звука, $C_S = \sqrt{T_e/m_d}$.

Для случая положительного заряда пылевых частиц плазмы в соответствии заменам $e\varphi/T_e \rightarrow \varphi$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$ потенциал Сагдеева имеет вид:

$$V(\varphi) = 1 - e^\varphi + \frac{l}{\tau} (1 - e^{-\tau\varphi}) - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \varphi^{3/2} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^\varphi \int_0^{\sqrt{\varphi}} e^{-u^2} du - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi} + Md \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d\varphi} \right), \quad (21б)$$

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

В подразд. 4.2.3 исследуются пылевые звуковые солитоны. Для существования солитона сагдеевский потенциал $V(\varphi)$, во-первых, должен иметь локальный максимум в точке $\varphi = 0$, откуда получаем нижнюю границу M_{\min} числа Маха, оказывающуюся в случаях (а) и (б) одинаковой. 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.

На Рисунке 6 в качестве иллюстрации представлены характерные профили солитона $\varphi(\xi)$ и соответствующего ему сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ для случая ночной плазмы с заведомо отрицательно заряженными пылевыми частицами ($T_e = T_i = 85$ К, $n_{e_0} = 10^3$ см⁻³, $n_{d_0} = 1$ см⁻³, $Z_d = 10$). Аналогичные вычисления для некоторых других значений плазменных параметров позволяют сделать следующие выводы. Амплитуда солитона, во-первых, линейно растёт с увеличением зарядового числа Z_d пылевых частиц. Во-вторых, амплитуда солитона растёт с уменьшением концентрации электронов плазмы: уменьшение n_{e_0} на порядок величины приводит к росту амплитуды солитона также примерно на порядок величины.

Кроме того, существенные коррективы в результаты расчётов вносит учёт адиабатического захвата одной из заряженных компонент плазмы стенками солитона. Учёт 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. Наиболее существенно влияние адиабатического захвата в случае дневной плазмы с фотоэффектом (Рисунок 7), когда положительно заряженные пылевые частицы несут на себе большой заряд $Z_d \sim 100$.

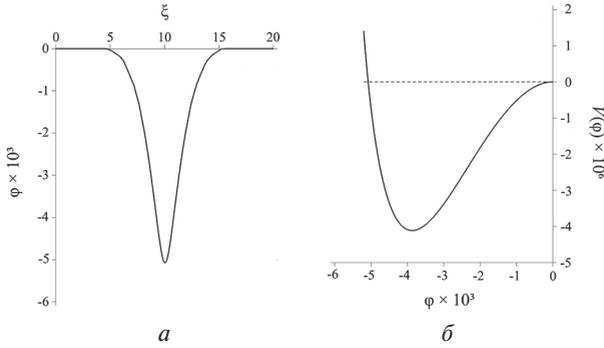


Рисунок 6 — Пример профиля солитона $\phi(\xi)$ (а) и саждеевского потенциала $V(\phi)$ (б) в случае ночной плазмы с заведомо отрицательно заряженными пылевыми частицами при $T_e = T_i = 85$ К, $n_{e_0} = 10^3$ см $^{-3}$, $n_{d_0} = 1$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$

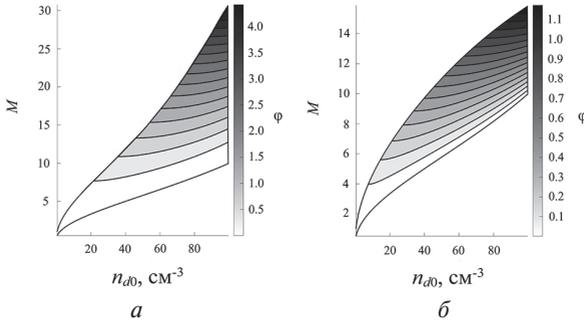


Рисунок 7 — Профили амплитуды пылевых звуковых солитонов в зависимости от числа Маха M и невозмущённой концентрации пылевых частиц n_{d_0} в случае дневной плазмы с фотоэффектом при $T_e = T_i = 100$ К, $n_{e_0} = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 100$: а — с учётом адиабатического захвата электронов плазмы; б — электроны считаются распределёнными по Больцману

В подразд. 4.2.4 рассматриваются нелинейные периодические волны. На Рисунке 8 в качестве иллюстрации представлены профили нелинейных волн, построенные для значений $C = 0,1V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0,01V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае дневной плазмы без фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ К, $n_{e_0} = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Здесь C — первый интеграл автономной системы уравнений, описывающей распространение пылевых звуковых возмущений; V_{\min} — глубина потенциальной ямы. Видно, что про-

странственный период волны при выбранных значениях константы C по порядку составляет 5–15 дебаевских радиусов электрона λ_{De} . Характерная величина λ_{De} для параметров марсианской ионосферы составляет несколько сантиметров, поэтому можно подобрать значение C таким образом, что расстояние между пиками волны будет 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, [38]).

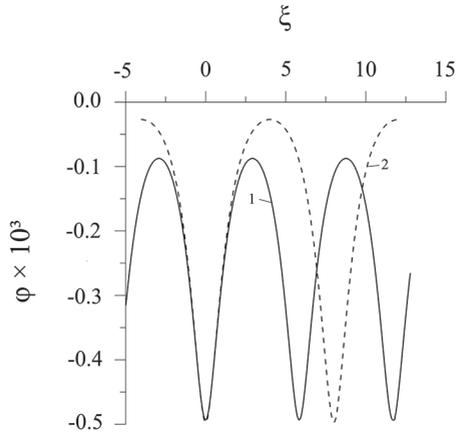


Рисунок 8 — Примеры профилей нелинейных волн $\varphi(\xi)$ при $C = 0,1V_{\min}$ (сплошная кривая) и $C = 0,01V_{\min}$ (штриховая кривая) в случае дневной плазмы в отсутствие фотоэффекта ($T_e = T_i = 100$ К, $n_e = 10^4$ см $^{-3}$, $Z_d = 10$). Глубина ямы $V_{\min} = -3,92 \cdot 10^{-8}$

В **Заключении** подводятся общие итоги работы, а также обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

1. Дубинский А. Ю., Резниченко Ю. С., Попель С. И. К вопросу о формировании и эволюции плазменно-пылевых структур в ионосферах Земли и Марса // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 10. С. 913–921. DOI: 10.1134/S0367292119100044.
2. Извекова Ю. Н., Резниченко Ю. С., Попель С. И. О возможности существования пылевых звуковых возмущений в ионосфере Марса // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1119–1124. DOI: 10.31857/S0367292120120045
3. *Reznicenko Yu. S., Dubinskii A. Yu., Popel S. I.* On dusty plasma formation in Martian ionosphere // J. Physics: Conference Series. 2020. V. 1556. Article 012072. DOI: 10.1088/1742-6596/1556/1/012072.
4. Резниченко Ю. С., Дубинский А. Ю., Попель С. И. Плазменно-пылевая система в марсианской ионосфере // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 1. С. 57–66. DOI: 10.31857/S0367292122600960.

5. *Резниченко Ю. С., Дубинский А. Ю., Попель С. И.* К вопросу о формировании облаков в запыленной ионосфере Марса // Письма в Журнал эксперим. и теорет. физики. 2023. Т. 117. № 6. С. 420–427. DOI: 10.31857/S1234567823060058.
6. *Дубинский А. Ю., Резниченко Ю. С., Попель С. И.* О кинетических особенностях седиментации пылевых частиц в атмосфере Марса // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 3. С. 225–231. DOI: 10.31857/S0320930X23020019.
7. *Резниченко Ю. С., Дубинский А. Ю., Попель С. И.* Ионосферные плазменно-пылевые облака: влияние неустойчивости Рэлея-Тейлора // Журн. эксперим. и теорет. физики. 2024. Т. 166. № 3(9). С. 422–433. DOI: 10.31857/S0044451024090128.
8. *Резниченко Ю. С., Дубинский А. Ю., Попель С. И.* О влиянии неустойчивости Рэлея-Тейлора на формирование пылевых облаков в мезосфере Марса // Астрон. вестн. 2024. Т. 58. № 3. С. 269–275. DOI: 10.31857/S0320930X24030015.
9. *Резниченко Ю. С., Извекова Ю. Н., Попель С. И.* К вопросу о нелинейных пылевых звуковых возмущениях в ионосфере Марса // Физика плазмы. 2024. Т. 50. № 11. С. 1388–1397. DOI: 10.31857/S0367292124110095.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Попель С. И.* Пыль и пылевая плазма в Солнечной системе // Природа. 2015. № 9. С. 48–56.
2. *Popel S. I., Koprni S. I., Kosarev I. N., Yu M. Y.* Solitons in Earth's dusty mesosphere // Advances in Space Research. 2006. V. 37. P. 414–419. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.12.00>.
3. *Извекова Ю. Н., Попель С. И., Голубь А. П.* Волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Меркурия // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 695–702. DOI: 10.31857/S0367292123600346.
4. *Извекова Ю. Н., Попель С. И., Голубь А. П.* Нелинейные пылевые звуковые волны в экзосфере Меркурия // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1010–1015. DOI: 10.31857/S0367292123600814.
5. *Форттов В. Е., Батурин Ю. М., Морфилл Г. О., Петров О. Ф.* Плазменный кристалл. Космические эксперименты. М.: Физматлит, 2015. 272 с.
6. *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 // Physics of Plasmas. 2022. V. 29. Article 013701. <https://doi.org/10.1063/5.0077732>.
7. *Popel S. I., Zelenyi L. M., Golub' A. P., Dubinskii A. Yu.* Lunar dust and dusty plasmas: Recent developments, advances, and unsolved problems // Planetary and Space Science. 2018. V. 156. P. 71–84. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2018.02.010>.
8. *Popel S. I., Gisko A. A.* Charged dust and shock phenomena in the Solar System // Nonlinear Processes in Geophysics. 2006. V. 13. Iss. 2. P. 223–229. <https://doi.org/10.5194/npg-13-223-2006>.
9. *Klumov B. A., Popel S. I., Bingham R.* Dust particle charging and formation of dust structures in the upper atmosphere // JETP Letters. 2000. V. 72. P. 524–529. <https://doi.org/10.1134/1.1331147>.
10. *Клумов Б. А., Морфилл Г. Е., Владимиров С. В.* Особенности пылевых структур в верхней атмосфере Земли // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики. 2005. Т. 82. Вып. 10. С. 714–719.

11. *Клумов Б. А., Морфилл Г. Е., Попель С. И.* Формирование структур в запыленной ионосфере // Журн. эксперим. и теорет. физики. 2005. Т. 127. С. 171–185.
12. *Дубинский А. Ю., Попель С. И.* Формирование и эволюция плазменно-пылевых структур в ионосфере // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики. 2012. Т. 96. С. 22–28.
13. *Popel S. I., Kopnin S. I., Yu M. Y., Ma J. X., Huang F.* The effect of microscopic charged particulates in space weather // J. Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. Article 174036. DOI: 10.1088/0022-3727/44/17/174036.
14. *Борисов Н. Д., Захаров А. В.* Электризация и движение пыли вблизи поверхности астероида // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. С. 24–34. DOI: 10.7868/S0320930X14010010.
15. *Fortov V. E., Ivlev A. V., Khrapak S. A., Khrapak A. G., Morfill G. E.* Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // Physics Reports. 2005. V. 421. P. 1–103. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.08.007>.
16. *Фортвов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф.* Пылевая плазма // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. С. 495–544. <https://doi.org/10.3367/UFG.0174.200405b.0495>.
17. *Фортвов В. Е., Якубов И. Т., Храпак А. Г.* Физика неидеальной плазмы: монография. М.: Физматлит, 2010. 528 с.
18. *Shukla P. K., Mamun A. A.* Introduction to Dusty Plasmas Physics. Bristol, Philadelphia: Inst. of Physics Publishing, 2002. 270 p.
19. *Цытович В. Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // УФН. 1997. Т. 167. С. 57–99.
20. *Tsyтович V. N., Morfill G. E., Vladimirov S. V., Thomas H.* Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin; Heidelberg: Springer, 2008. DOI: 10.1007/978-3-540-29003-2.
21. *von Zahn U., Baumgarten G., Berger U., Fiedler J., Hartogh P.* Noctilucent clouds and the mesospheric water vapour: the past decade // Atmospheric Chemistry and Physics. 2004. V. 4. Iss. 11/12. P. 2449–2464. <https://doi.org/10.5194/acp-4-2449-2004>.
22. *Cho J. Y. N., Röttger J.* An updated review of polar mesosphere summer echoes: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols // J. Geophysical Research. 1997. V. 102. Iss. D2. P. 2001–2020. <https://doi.org/10.1029/96JD02030>.
23. *Gadsden M., Schröder W.* Noctilucent Clouds. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 165 p.
24. *Montmessin F., Bertaux J. L., Quémerais E. et al.* Subvisible CO₂ ice clouds detected in the mesosphere of Mars // Icarus. 2006. V. 183. Iss. 2. P. 403–410. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.03.015>.
25. *Montmessin F., Gondet B., Bibring J. P. et al.* Hyperspectral imaging of convective CO₂ ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars // J. Geophysical Research. 2007. V. 112. Iss. E11. Article E11S90. <https://doi.org/10.1029/2007JE002944>.
26. *Whiteway J. A., Komguem L., Dickinson C. et al.* Mars water-ice clouds and precipitation // Science. 2009. V. 325. No. 5936. P. 68–70. DOI: 10.1126/science.1172344.
27. *Hayne P. O., Paige D. A., Schofield J. T. et al.* Carbon dioxide snow clouds on Mars: South polar winter observations by the Mars Climate Sounder // J. Geophysical Research. 2012. V. 117. Iss. E8. Article E08014. <https://doi.org/10.1029/2011JE004040>.
28. *Chen F. F.* Plasma Diagnostic Techniques / ed. R. H. Huddleston, S. L. Leonard. N. Y.: Academic, 1965. 627 p.
29. *Barnes M. S., Keller J. H., Forster J. C. et al.* Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // Physical Review Letters. 1992. V. 68. P. 313–316. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.313>.

30. *Schmitt-Ott A., Schurtenberger P., Siegmann H. C.* Enormous Yield of Photoelectrons from Small Particles // *Physical Review Letters*. 1980. V. 45. P. 1284–1287. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.1284>.
31. *Pavlov A. V.* Photochemistry of ions at D-region altitudes of the ionosphere: A review. // *Surveys in Geophysics*. 2014. V. 35(2). P. 259–334. DOI:10.1007/s10712-013-9253-z.
32. *Филиппов А. В., Дербенев И. Н., Дятко Н. А. и др.* Ионный состав плазмы влажного воздуха под действием ионизирующего излучения // *Журн. эксперим. и теорет. физики*. 2017. Т. 152. Вып. 2(8). С. 293–314. DOI: 10.7868/S0044451017080077.
33. Атмосфера стандартная. Параметры. М.: ИПК «Изд-во стандартов», 2004. ГОСТ 4401-81.
34. *Савельев Р. С., Розанов Н. Н., Сочилин Г. Б., Чивилихин С. А.* Релей-Тейлоровская неустойчивость запылённого газа // *Научно-техн. вестн. Санкт-Петербургского гос. ун-та информац. технологий, механики и оптики*. 2011. № 3(73). С. 18–22.
35. *Bougher S. W., Engel S., Roble R. G., Foster B.* Comparative terrestrial planet thermospheres: 2. Solar cycle variation of global structure and winds at equinox // *J. Geophysical Research*. 1999. V. 104. Iss. E7. P. 16,591–16,611. <https://doi.org/10.1029/1998JE001019>.
36. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Теоретическая физика. Физическая кинетика. М., Наука, 1979. 528 с.
37. *Гуревич А. В.* Распределение захваченных частиц в потенциальной яме в отсутствии столкновений // *Журн. эксперим. и теорет. физики*. 1967. Т. 53. С. 953–964.
38. *Извекова Ю. Н., Попель С. И., Морозова Т. И., Копнин С. И.* Нелинейные периодические волновые структуры в запылённой ионосфере Земли // *Физика плазмы*. 2024. Т. 50. № 10. С. 1249–1257. <https://doi.org/10.31857/S0367292124100093>.