

УДК 533.951;523.682.2

МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ХВОСТОВ МЕТЕОРОИДОВ

© 2021 г. Т. И. Морозова¹, *, С. И. Попель¹, **

¹Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), г. Москва, Россия

*e-mail: timoroz@yandex.ru

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

Поступила в редакцию 01.03.2021 г.

После доработки 24.04.2021 г.

Принята к публикации 27.05.2021 г.

Исследуется возможность возникновения модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в хвостах метеороидов, связанной с пылевой звуковой модой на высотах 80–120 км, которая является линейной стадией модуляционного взаимодействия. Рассматриваются параметры хвостов метеороидов на различных высотах в ионосфере Земли. Показано, что в результате зарядки пылевых частиц метеорного вещества создаются условия для возникновения пылевых звуковых волн. Пылевые звуковые возмущения возбуждаются в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн от метеорного следа. Учитывается влияние нейтралов на развитие модуляционного взаимодействия. Отмечается, что концентрация нейтралов в метеорных хвостах выше концентрации нейтралов в ионосфере Земли. Найдено, что на высотах 100–120 км для типичных параметров пылевой плазмы хвостов метеороидов выполнено условие возбуждения пылевой звуковой волны. Показано, что из-за столкновений пыли и нейтралов развитие модуляционной неустойчивости подавлено на высотах 80–90 км, в то время как неупругие столкновения нейтралов с электронами и ионами не оказывают влияния на развитие модуляционной неустойчивости. Модуляционная неустойчивость электромагнитных волн может объяснить возникновение низкочастотных шумов во время пролетов метеорных тел в диапазоне частот, характерном для пылевых звуковых волн. Показано, что для характерных значений температур и концентраций частиц в хвостах метеороидов модуляционная неустойчивость успевает развиваться. Приводятся уравнения зарядки пылевых частиц в хвостах метеороидов. Рассчитано, что вследствие интенсивных эмиссионных токов с поверхности пылевых частиц пыль заряжается положительно и в дневное, и в ночное время.

DOI: 10.31857/S0016794021060122

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе того, как метеороиды входят в атмосферу, в результате соударения атомов ионосферы и метеорного тела метеорное вещество может дробиться, плавиться и испаряться. Из-за столкновений молекул метеорного вещества и молекул воздуха атмосферы на больших скоростях может происходить ионизация и возбуждение как метеорных атомов, так и атмосферных атомов. В результате этих процессов образуется метеорный след, в котором присутствуют пары метеорного вещества, раздробленные фрагменты метеорного тела, молекулы, ионизованные атомы атмосферных газов и метеорного вещества. Метеоры – это светящиеся следы паров метеороида.

С пролетами метеорных тел связаны разнообразные эффекты, в частности, электромагнитные и звуковые. Во время пролетов метеоров регистрировались шумы в широком частотном диапазоне до 12 кГц [Spalding et al., 2017; Verveer et al.,

2000; Zgrablić et al., 2002; Trautner et al., 2002]. Физические явления и эффекты, возникающие в результате пролетов метеоров, могут оказывать влияние на работу радиолокационных систем, радиотелескопов, приборов геолокации и экспериментов пролетных ракет, что важно при учете работы вышеперечисленных систем и устранения сбоев. Наблюдались звуки, слышимые как одновременно с пролетом ярких болидов, так и после их пролета, и во время метеорных потоков. Аномальные звуки, слышимые одновременно с пролетом метеоров и называемые электрофонными, очевидно связаны с электромагнитными явлениями. Наномасштабная заряженная пыль, которая попадает в атмосферу Земли в результате сгорания метеорного тела, может присутствовать в ионосфере до нескольких месяцев [Метеорная материя, 1966] и приводить к различным природным явлениям, например, к серебристым облакам и полярным мезосферным радиоотражениям [Попель, 2012].

В процессе входа в атмосферу перед метеорным телом образуется ударная волна, которая излучает в видимом диапазоне и радиодиапазоне от нескольких Гц до сотен МГц [Филоненко, 2018; Spalding et al., 2017; Verveer et al., 2000; Zgrablić et al., 2002; Trautner et al., 2002; Keay, 1993; Zhang et al., 2018]. Поэтому распространение электромагнитных волн от метеора начинается до визуального наблюдения следа.

В научной литературе высказывались предположения о связи низкочастотных шумов, возникающих в результате пролета метеора, с модуляцией высокочастотной электромагнитной волны низкочастотными волнами, встречались предположения к построению теории о модуляции электромагнитных волн от пролета метеоров в атмосфере Земли [Spalding et al., 2017; Замоздра, 2014; Tatum and Stumpf, 2000]. Низкочастотный диапазон с частотами до 60 Гц характерен для пылевого звука и процессы, связанные с заряженными пылевыми частицами, могут вызывать данные колебания. Поэтому описанный механизм может претендовать на объяснение низкочастотных колебаний, регистрируемых во время пролета метеорных тел. В связи с этим следует рассмотреть механизмы зарядки пылевых частиц и исследовать возможность возникновения пылевых звуковых колебаний и их модуляционную неустойчивость, которая является линейной стадией модуляционного взаимодействия. В работах [Копнин и Попель, 2008; Копнин и др., 2015; Борисов и др., 2019] рассматривалась связь возникновения низкочастотных шумов в ионосфере в результате развития модуляционного взаимодействия электромагнитных волн, связанного с возбуждением возмущений, имеющих частоты в области пылевых звуковых волн.

Ранее считалось, что низкочастотные возмущения порождают только яркие метеоры, но впоследствии были получены данные, показывающие, что они сопровождают пролеты и мелких метеорных тел [Метеорная материя, 1966]. Данные по регистрации колебаний от метеорных потоков, таких, как Персеиды, показали, что даже при отсутствии значительных метеороидов наблюдаются шумы на низких частотах в диапазоне 10–300 Гц, усиление электрического поля наблюдается в широком диапазоне 5 Гц–12.6 кГц [Trautner et al., 2002]. Эксперименты по регистрации шумов от пролета метеорных тел активно проводятся в настоящее время, были зарегистрированы колебания в достаточно широких диапазонах частот: 40–100 Гц [Spalding et al., 2017], 0–10 Гц [Verveer et al., 2000]; 0–250 Гц [Zgrablić et al., 2002].

В данной статье предлагается объяснение низкочастотных шумов от пролетов метеороидов развитием модуляционной неустойчивости элек-

тромагнитных волн от метеорных тел, связанной с пылевой звуковой модой [Копнин и Попель, 2008; Копнин и др., 2015; Борисов и др., 2019]. Рассматриваются электромагнитные волны в радиодиапазоне десятков и сот мегагерц, модулированные низкочастотными возмущениями.

Концентрация пыли в хвосте метеороида на несколько порядков больше концентрации пыли в ионосфере Земли, концентрация нейтралов в хвосте метеороидов выше на порядок, чем на соответствующей высоте в ионосфере. Это приводит к высокой частоте столкновений пыли с нейтралами, что подавляет возникновение модуляционной неустойчивости на определенных высотах. Рассчитывается, на каких высотах возможно развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой в хвостах метеоров.

Ранее не были рассмотрены плазменно-пылевые процессы в хвостах метеороидов и связанная с ними возможность развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн для различных высот полета метеороида в ионосфере Земли с учетом столкновений пыли с нейтралами и неупругих столкновений электронов и ионов плазмы с нейтралами. Поэтому данная задача является новой и актуальной.

Структура работы следующая. В первой вводной главе описывается текущее состояние исследований в данной области. Во второй главе приводятся основные параметры пылевой плазмы в хвостах метеороидов, описываются механизмы дробления метеорного тела и формирования пылевой плазмы в хвосте метеороида. В третьей главе описывается зарядка пылевых частиц в хвосте метеороида. В четвертой главе рассматривается модуляция электромагнитной волны от плазмы метеорного следа, связанная с пылевыми звуковыми колебаниями. В заключительной главе сформулированы основные результаты и выводы.

2. ПАРАМЕТРЫ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ ХВОСТОВ МЕТЕОРОИДОВ

Метеорный след – это след в атмосфере, который остается после пролета метеорного тела. Вдоль полета метеороида происходит ионизация молекул воздуха и метеорного вещества, образуется ионный след. Для особо ярких метеоров его можно наблюдать до нескольких минут, для слабых – доли секунд. Непосредственно за метеорным телом тянется так называемый хвост метеороида (wake). Свечение хвоста и самого метеорного тела происходит из-за возбуждения атомов и ионов метеорного вещества и атмосферных газов [Бронштэн, 1981]. Потенциалы возбуждения линий металлов в спектре метеора составляют 3–5 эВ, что гораздо меньше потенциалов возбуждения га-

зов. Поэтому свечение метеоров производится в основном элементами, входящими в состав метеорных тел (металлами Na, Mg, Ca, Al, Fe, Ni и однократными ионами) [Метеоры, 1959].

Метеорные следы бывают ионизованные и пылевые. Ионизованные метеорные следы включают в себя электроны, ионы и пылевые частицы, образуемые в результате дробления главного метеорного тела или его отколовшихся частей. Ионизованный след отражает радиоволны метрового и декаметрового диапазона. Метеорная ионизация наиболее интенсивна на высотах 80–120 км, где исчезает большинство метеорных тел. Однако, крупные и медленные тела могут проникать глубже в атмосферу Земли и для них ионизация будет иметь место на более низких высотах. Испарение, плавление и дробление метеорного тела приводит к абляции метеора, т.е. к потере им массы.

Пылевые следы образуются в результате остывания струй расплавленного метеорного вещества от головной части метеора и конденсации метеорного вещества в хвосте метеороида. При застывании расплавленных струй главным образом образуются цилиндрические частицы, а при конденсации метеорного вещества – сферические. Таким образом, след включает в себя пылевые частицы размерами меньше 10^{-4} см, жидкие капли метеорного вещества и газы. Пылевые метеорные следы могут наблюдаться очень долго – до нескольких часов. В сумерки они светятся вследствие рассеяния солнечного света в основном на пылевых частицах.

Мощное излучение ударной волны ионизует воздух, происходит плавление и испарение метеорного вещества, оно является агентом разогрева хвоста метеороида. При возрастающих давлениях в метеорном следе складываются условия для механического и термомеханического дробления метеорного тела и отделения от него пылевых частиц и мелких структурных зерен. В зависимости от параметров метеороида можно выделить несколько типов дробления, характеризующихся разным размером отлетающих фрагментов: раскалывание, крошение, шелушение, разбрызгивание и распыление [Бронштэн, 1981]. Более крупные фрагменты в процессе полета могут испытывать прогрессивное дробление и дробиться на более мелкие части (в основном посредством механизма распыления, при котором образуются субмикронные частицы). Температура в хвосте метеороида изменяется с расстоянием от метеорного тела и колеблется в пределах 1000–200000 K [Silber et al., 2017, 2018; Бронштэн, 1981; Левитский, 1981; Метеорная материя, 1966]. Температура также зависит от высоты полета и размера самого метеорного тела. Температура пыли много меньше температуры электронов и меньше тем-

пературы плавления метеорного вещества, в связи с чем пыль в хвосте метеороида на некотором удалении от метеорного тела не будет плавиться.

Массы наблюдаемых метеорных тел лежат в широком диапазоне величин – от 10^{-7} до 10^7 г. Например, для метеорных потоков, таких как Персеиды, Леониды, Ореониды, Драконида характерные массы метеоров невелики – от долей грамма до нескольких сот грамм, размеры 0.1–10 см [Popova, 2000]. Плотности метеорных тел лежат в пределах $0.5\text{--}3$ г/см³. Согласно “гипотезе о пылевых комочках” [Бронштэн, 1981] некоторые метеорные тела имеют пористую структуру с отдельными включениями микроразмерных частиц. Эта гипотеза хорошо согласуется с данными высот, на которых исчезают метеоры, и яркостью метеоров [Örik, 1955.]. Благодаря рыхлой структуре метеорные тела имеют меньшую массу, светятся ярче (так как больше площадь поверхности тела) и дробятся интенсивнее. Согласно Seizinger [2013] прочностные характеристики таких пористых частиц падают на два порядка.

Чем выше скорость метеора, тем интенсивнее его дробление. К высокоскоростным потокам относятся Леониды (70–72 км/с), Геминиды (35–40 км/с) и другие метеорные потоки. Плотность пылевых частиц в хвосте метеороида составляет $n_d = 10^6\text{--}10^8$ см⁻³ [Simonenko, 1968] для частиц микронного и субмикронного размеров. Важным параметром для метеорных следов является концентрация электронов и ионов на сантиметр пути [Бронштэн, 1981; Фурман, 1960]. Характерные значения линейных концентраций $n_e = 10^{12}\text{--}10^{16}$ см⁻¹ (в зависимости от массы и яркости метеорного тела от 5^m до -5^m), $n_i = 10^{12}\text{--}10^{13}$ см⁻¹. Полная электронная плотность для метеорного тела радиусом 5 см и скоростью 40 км/с на высотах от 120 до 80 км колеблется в пределах $n_e = 10^8\text{--}10^{14}$ см⁻³, соответственно. Концентрация нейтралов в хвосте метеороида выше, чем на соответствующей высоте в ионосфере, из-за выбивания метеорных атомов и варьируется для высот от 120 до 80 км в пределах $n_n = 10^{12}\text{--}10^{16}$ см⁻³. Помимо эмиссий, которые дают вклад в величины плотности частиц в метеорном следе и влияют на процессы ионизации, учитывались также механизмы кинетического выбивания электронов, ионов и нейтральных атомов метеора за счет их столкновения с молекулами воздуха, а также механизмы потенциального вырывания электронов из метеорного тела молекулами газа. Энергия столкновения метеорного тела с частицами воздуха зависит от скорости метеорных тел и колеблется от 16.6 до 1675 эВ для характерных скоростей метеоров 11–72 км/ч [Фурман, 1960].

3. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим зарядку пылевых частиц в хвосте метеороида под действием различных токов. Для типичных параметров пылевой плазмы хвостов метеороидов пылевые частицы практически всегда приобретают положительные заряды и в дневное, и в ночное время.

На пылевые частицы действуют токи электронов и ионов окружающей плазмы, фототока, а также эмиссионные токи (ток термоэлектронной эмиссии, ток термоионной эмиссии, ток автоэлектронной эмиссии, ток механоэмиссии). Автоэлектронная эмиссия ввиду небольших значений напряженности внешнего электрического поля в следе (до 10 В/м [Бронштэн, 1991]) пренебрежимо мала. Вторичной электронной эмиссией и ионной эмиссией можно пренебречь по сравнению с термоэлектронной эмиссией, учитывая большую концентрацию электронов по сравнению с ионами и малые значения коэффициента вторичной электронной эмиссии для данных энергий порядка нескольких эВ. При механоэмиссии возникает высокое напряжение в трещине метеорного тела и выбиваются электроны с энергиями в 1–100 кЭв, которые могут порождать до 300 вторичных электронов меньших энергий, выбиваемых с поверхности [Медведев и Хохлов, 1975]. Далее эти электроны могут интенсивно ионизовать окружающий воздух в хвосте метеороида и оказывать влияние на заряд пылевых частиц. Электроны, которые эмитируют с поверхности трещин в результате механоэмиссии, создают положительные заряды на пылевых частицах. Ток механоэмиссии с поверхности трещины на пылевых частицах будет быстро ступенчато падать со временем, характерные значения потоков заряженных частиц при механоэмиссии для металлов приводятся в публикации [Молоцкий, 1977]. Фототок, возникающий в результате воздействия на пылевые частицы излучения метеора и в дневное время солнечного излучения будет мал по сравнению с эмиссионными токами в хвостах метеороидов.

Зарядка пылевых частиц определяется уравнением

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = \sum I, \quad (1)$$

где в правой части стоит сумма всех токов, действующих на пылевую частицу, q_d – заряд пылевой частицы.

Из-за существенно меньшей концентрации ионов по сравнению с электронами [Фурман, 1960] в метеорном следе током ионов на пылевые частицы можно пренебречь.

Ток электронов следа на пылевую частицу согласно зондовой модели в случае положительной зарядки частиц дается выражениями (для сфери-

ческих пылевых частиц) [Vladimirov, 1994; Клумов и др., 2000]

$$I_e(q_d) = -en_e \pi a^2 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{q_d e}{a T_e} \right). \quad (2)$$

Здесь $n_{(e)i}$ – концентрация электронов (ионов); $T_{(e)i}$ – температуры электронов (ионов); $m_{(e)i}$ – масса электрона (иона); a – радиус пылевой частицы; v_i – гидродинамическая скорость ионов; $V_{Ti} = (T_i/m_i)^{1/2}$ – тепловая скорость ионов, $V_{\min(q_d)} = (2eq_d/am_i)^{1/2}$; $q_d = eZ_d$, Z_d – зарядовое число.

Обратный ток механоэлектронов на соседние пылевые частицы будет зависеть от концентрации пылевых частиц и, по сути, будет иметь похожую природу с током обратных фотоэлектронов на пылевые частицы для случая облучения частиц рентгеновским излучением [Morozova et al., 2012; Vladimirov, 1994; Клумов и др., 2000]. Выражение для тока обратных механоэлектронов имеет вид

$$I_{eM}(q_d) = -en_d Z_d \pi a^2 N_M \alpha \beta \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{q_d e}{a T_e} \right), \quad (3)$$

где N_M – коэффициент механоэмиссии, который показывает, сколько электронов выбивается одним механоэлектроном; α – коэффициент, показывающий отношение площади трещины, в которой рождаются механоэлектроны, к площади поверхности сферической пылевой частицы; β – вероятность образования трещины. В данной работе принимается $N_M = 300$, $\beta = 0.5$, $\alpha = 1/5$.

Ток термоэлектронной эмиссии [Копнин и др., 2017]

$$I_T = \frac{4\pi m_e}{h^3} T^2 e^{-\chi/T}, \quad (4)$$

где χ – работа выхода метеорного вещества; T – температура; h – постоянная Планка.

Ток термоионной эмиссии будет много меньше тока термоэлектронной эмиссии, так как энергии, необходимые для того, чтобы произошла эмиссия тяжелых ионов с поверхности частиц, имеют большие порядки.

Согласно расчетам, на величину заряда пылевой частицы будет влиять главным образом ток термоэлектронной эмиссии ввиду больших температур в хвостах метеороидов. Вследствие этого пылевые частицы как в дневное, так и в ночное время будут заряжаться положительно.

Оценка величины зарядов пылевых частиц согласно зондовой модели для сферических пылевых частиц [Vladimirov, 1994; Клумов и др., 2000; Tsytoich et al., 2008] в стационарной ситуации дает

$$\frac{Z_d e^2}{a T_e} \sim 2-4, \quad (5)$$

зарядовые числа имеют порядок $1-10^5$ для частиц с размерами от нанометра до сот микрометров.

4. МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ХВОСТЕ МЕТЕОРОИДА

Разогретая плазма метеорного следа генерирует радиоволны с частотами порядка от нескольких до сот мегагерц. В результате дробления метеорного тела и зарядки пылевых частиц могут возникать пылевые звуковые колебания, которые будут приводить к возникновению модуляционной неустойчивости электромагнитной волны.

В условиях диффузионного равновесия система основных уравнений, описывающих модуляционную неустойчивость, имеет вид [Копнин и др., 2015; Борисов и др., 2019]

$$en_{e0}\nabla\varphi - T_{e0}\nabla n_{e1} - n_{e0}\nabla T_{e1} - \frac{n_{e0}e^2}{2m_e\omega_0^2}\nabla|E|^2 = 0, \quad (6)$$

$$en_{i0}\nabla\varphi + \kappa T_{i0}\nabla n_{i1} + \kappa n_{i0}\nabla T_{i1} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 n_{d1}}{\partial t^2} + v_{dn} \frac{\partial n_{d1}}{\partial t} = \frac{n_{d0}q_{d0}\Delta\varphi}{m_d}, \quad (8)$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial T_{e1}}{\partial t} - \frac{\chi_e}{2}\Delta T_{e1} + \bar{v}_{ei}(T_{i1} - T_{e1}) + \bar{v}_{en}T_{e1} - \frac{T_{e0}}{n_{e0}}\frac{\partial n_{e1}}{\partial t} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial T_{i1}}{\partial t} - \frac{\chi_i}{2}\Delta T_{i1} + \bar{v}_{ei}(T_{e1} - T_{i1}) + \bar{v}_{in}T_{i1} - \frac{T_{i0}}{n_{i0}}\frac{\partial n_{i1}}{\partial t} = \frac{2v_e e^2 |E|^2}{m_e\omega_0^2}, \quad (10)$$

$$\Delta\varphi = 4\pi(n_{e1}e - n_{i1}e - q_{d0}n_{d1} - n_{d0}q_{d1}). \quad (11)$$

Здесь и далее использованы все формулы и величины в СГС; m_ξ – масса частиц сорта ξ , n_ξ – концентрация частиц сорта ξ ; $\xi = e, i, d$ для электронов, ионов и пылевых частиц, соответственно; $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов), измеряемая в единицах энергии; e – заряд электрона, ионы предполагаются однозарядными; q_d – заряд пылевых частиц; φ – потенциал низкочастотного возмущения; \mathbf{E}_0 – электрическое поле электромаг-

нитной волны накачки; ω_0 – частота этой волны; κ – показатель адиабаты, в случае изотермического процесса $\kappa = 1$, в случае адиабатического процесса $\kappa = 3$. Индекс “0” соответствует невозмущенным параметрам, индекс “1” – возмущенным величинам первого порядка малости, эффективная частота столкновений $\bar{v}_{e(i)} = \sum_{\xi=i(e),n,d} 3(m_{e(i)}/m_\xi)v_{e(i)\xi}$, $v_{\xi\eta}$ – частота столкновений частиц сорта $\xi = e, i, n, d$ с частицами сорта $\eta = e, i, d$, характеризующая скорость выравнивания температур электронов и ионов; $\chi_e = 3.16T_e/(m_e v_e)$, $\chi_e = 3.9T_i/(m_i v_i)$ – электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно, здесь $v_{e(i)} = \sum_{\xi=i(e),n,d} v_{e(i),\xi}$, Δ – оператор Лапласа.

Как видно из системы уравнений (6)–(11), развитие модуляционной неустойчивости вызывается джоулевым нагревом, пондеромоторной силой, а также процессами зарядки пылевых частиц и их динамикой.

Модуляционная неустойчивость приводит к росту низкочастотных возмущений электрического поля, связанных с пылевой звуковой модой.

Предполагая, что низкочастотные колебания в плазме меняются как $\exp(-i\Omega t + i\mathbf{K}\mathbf{r})$, где Ω и \mathbf{K} – частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями, уравнения, описывающие эволюцию высокочастотного электромагнитного поля можно записать в виде

$$\epsilon_\pm \mathbf{E}_\pm - \frac{c^2}{\omega_\pm^2} \mathbf{k}_\pm \times (\mathbf{k}_\pm \times \mathbf{E}_\pm) = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_\pm^2} \mathbf{E}_{0\pm}, \quad (12)$$

где $\omega_\pm = \Omega \pm \omega_0$ и $\mathbf{k}_\pm = \mathbf{k} \pm \mathbf{K}_0$; ω_0 , \mathbf{K}_0 – частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки; \mathbf{k}_\pm – волновой вектор амплитудной модуляции электромагнитной волны накачки; $\omega_{pe}^2 = 2\pi n_{e0} e^2 / m_e$ – электронная плазменная частота; $\epsilon_\pm = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega_\pm^2$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы; $\mathbf{E}_+ = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}_- = \mathbf{E}^*$, $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0$ (* – комплексно-сопряженная величина).

В рассматриваемом в статье случае, когда $q_d > 0$, модуляционная неустойчивость развивается, когда

$$\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \gg \max \left\{ \frac{3 C_{sd} K \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{8 v_e K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^4}, \frac{3 (\omega_{\chi e} + \bar{v}_{en})^3 \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{8 v_e C_{sd} K^2 K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^4} \right\}. \quad (13)$$

Здесь $C_{sd} = |q_{d0}/e| \sqrt{n_d T_e / n_e m_d}$ – скорость пылевого звука; $K = |\mathbf{K}|$ – длина волнового вектора мо-

дуляционных возмущений; c – скорость света; $\omega_{\chi e} = \chi_e K^2 / 2$, $\omega_{\chi i} = \chi_i K^2 / 2$.

Для положительного заряда пылевых частиц частота низкочастотных возмущений, возбуждаемых в результате развития модуляционной неустойчивости при условии $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{sd}K$, дается выражением [Копнин и др., 2015]

$$\Omega \sim \Gamma \sim \left(\omega_0 \frac{C_{sd}^2 \omega_{pe}^4}{\chi_e \omega_0^4} \right)^{1/2} \left(\frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где Γ – максимальный инкремент модуляционной неустойчивости, ω_{pe} – плазменная электронная частота.

В случае $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{sd}K$ (что выполняется для параметров плазмы хвостов метеороидов) инкремент неустойчивости имеет вид

$$\begin{aligned} \gamma(K) \approx & 2\sqrt{2} \left(v_e \frac{C_{sd}^2 K^2}{\omega_{\chi_e}(K) + \bar{v}_{en}} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0} \times \\ & \times \frac{Kc}{\sqrt{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}} \left(\frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Ввиду большой температуры электронов и высокого коэффициента температуропроводности, неупругие столкновения электронов и нейтралов не будут влиять на развитие модуляционной неустойчивости в хвостах метеороидов на высотах 80–120 км. Для всех возможных значений волновых векторов, при которых могут возникать пылевые звуковые колебания, можно пренебречь данными столкновениями. Минимальные значения волновых векторов K низкочастотных возмущений, при которых могут возбуждаться пылевые звуковые колебания для высот от 120 до 80 км, имеют диапазон $0.004\text{--}6 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$, соответственно, характерные значения волновых векторов для высот от 120 до 80 км лежат в пределах $10^2\text{--}10^4 \text{ см}^{-1}$, соответственно.

Закон дисперсии пылевых звуковых волн $\omega_{sd}(K)$ имеет вид

$$\omega_{sd}(K) = \text{Re } \omega_{sd}(K) + i \text{Im } \omega_{sd}(K), \quad (16)$$

где

$$\text{Re } \omega_{sd}(K) = \sqrt{\frac{C_{sd}^2 K^2}{1 + \lambda_d^2 K^2} - \frac{v_{dn}^2}{4}}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \text{Im } \omega_{sd}(K) = \\ = -\frac{v_{dn}}{2} - \frac{(\text{Re } \omega_{sd}(K))^2}{2} \left(\frac{v_{en}}{K^2 v_{Te}^2} + \frac{v_{in}}{K^2 v_{Ti}^2} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь K – длина волнового вектора пылевых звуковых возмущений, $v_{dn} = (4/3) \pi a^2 \sqrt{8T_{n0}/\pi m_n} \times n_n (m_n/m_d)$ – частота столкновений пыли с нейтралами, $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$, $\lambda_{De(i)} = \sqrt{T_{e(i)}/4\pi n_{e(i)} e^2}$ –

дебаевская длина для электронов (ионов),

$\omega_d = \sqrt{4\pi n_{d0} q_d^2 / m_d}$ – пылевая плазменная частота.

Выражение для мнимой части получено в предположениях $\omega_{sd} \gg v_{dn}, K v_{Td}, v_{en} \gg \omega_{sd}, K v_{Te}, v_{in} \gg \omega_{sd}, K v_{Ti}, \omega_{sd} v_{en} \gg K^2 v_{Te}^2, \omega_{sd} v_{in} \gg K^2 v_{Ti}^2$, которые обычно выполняются для плазмы метеорных следов.

Применимость описанного метода для метеорных следов возможна в том случае, когда длина электромагнитной волны от метеора λ много меньше ширины хвоста метеороида L . В противном случае нужно учитывать эффекты неоднородности. Следует отметить, что значения частот электромагнитных радиоволн, зарегистрированных на поверхности Земли от метеороидов, лежат в широких диапазонах от нескольких герц до сот мегагерц. Но в данной задаче, исходя из применимости метода и параметров метеороидных хвостов, для объяснения возникновения низкочастотных колебаний в результате развития модуляционной неустойчивости берутся радиоволны метрового и декаметрового диапазонов (что соответствует частотам порядка десятков и сотен МГц [Zhang et al., 2018]), так как метеоры с размером 1–10 см порождают хвост с радиусом от метра до десятков метров.

Пылевые звуковые возмущения возбуждаются в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн. Если инкремент неустойчивости Γ , в который входит электромагнитная волна накачки, меньше, чем частота столкновений нейтралов с пылью v_{dn} , деленная пополам, то может развиваться модуляционная неустойчивость (которая является линейной стадией модуляционного взаимодействия). Для существования распространяющейся пылевой звуковой волны необходимо, чтобы $\omega_d \approx C_{sd}/\lambda_d > v_{dn}/2$. Исходя из допустимых значений волновых векторов пылевых звуковых возмущений и уравнений (16)–(18) можно найти, что частоты пылевого звука соответствуют низкочастотному диапазону.

Значения концентраций электронов и ионов в следах метеоров практически не отличаются для параметров дня и ночи, поэтому расчеты для инкрементов неустойчивости приводятся для одного случая. Найдем значения инкрементов развития модуляционной неустойчивости для различных параметров пылевой плазмы метеорных следов (температура $T_e = 2$ эВ) для пылевых частиц с размером $a = 140$ нм и зарядом $Z_d = 10^3$ (жизнеспособных частиц для монодисперсных силикатов, гранитных и каменных метеорных тел). Напряженность электрического поля E_0 в хвосте метеороида берется 10 В/м [Бронштэн, 1991].

Таблица 1. Параметры пылевой плазмы хвостов метеороидов и величины, характеризующие развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в хвостах метеороидов, для метеорного тела радиусом 5 см и скоростью 40 км/с

h , км	T_e , эВ	T_n , эВ	n_n , см ⁻³	n_d , см ⁻³	n_e , см ⁻³	K_{ch} , см ⁻¹	C_{sd}/λ_d , с ⁻¹	Γ , с ⁻¹	$v_{dn}/2$, с ⁻¹
80	2	1.5	10^{16}	10^9	5×10^{14}	10^4	5×10^5	360	6×10^4
90	1	0.9	10^{15}	10^8	10^{13}	5×10^3	2×10^4	60	300
100	0.8	0.7	10^{14}	4×10^7	10^{12}	1.7×10^3	6×10^4	15	7.8
110	0.6	0.5	10^{13}	10^7	10^{10}	2×10^3	5×10^3	9	3.6
120	0.4	0.4	10^{12}	10^6	10^8	33	1.5×10^4	2.4	0.4

Примечание. Концентрации и температуры приведены для расстояния более 40 м от метеорного тела.

В таблице 1 представлены параметры пылевой плазмы хвостов метеороидов в зависимости от высоты и расчеты инкрементов неустойчивости электромагнитных волн и условия распространения пылевых звуковых волн. Рассматриваются пылевые частицы размером 140 нм и зарядовым числом $Z_d = 10^3$.

Из таблицы 1 видно, что инкременты неустойчивости $\Gamma > v_{dn}/2$ для высот 100–120 км и $\omega_d \approx C_{sd}/\lambda_d > v_{dn}/2$ для высот 80–120 км. Следовательно, возникновение модуляционной неустойчивости электромагнитной волны от метеорного следа и возбуждение пылевых звуковых колебаний в метеорном следе, связанных с развитием модуляционной неустойчивости осуществляется на высотах 100–120 км. На более низких высотах модуляционная неустойчивость оказывается подавлена ввиду столкновений пыли с нейтралами.

В расчетах [Silber et al., 2017] представлено, что температура в хвосте метеороида падает очень быстро и за первые 10^{-3} с полета опускается на пол порядка, что хорошо согласуется с данными [Левитский и Абрахманов, 1981]. В работе [Левитский и Абрахманов, 1981] показано, что перенос тепла от плазмы хвоста метеорного тела происходит в основном из-за электронной теплопроводности, особенно это проявляется на высотах 100–120 км. Температура в хвосте метеороида изменяется по степенному закону от времени $T \sim t^{1/2}$ [Jenniskens and Stenbaek-Nielsen, 2004].

Значения температур и концентраций частиц в хвосте метеороида в таблице приведены для расстояний выше 40 м от метеорного тела. Значения температур на этом расстоянии сохраняются в течение ~ 0.1 с на периферии хвоста и более длительное время – в его центре [Silber et al., 2017]. Из таблицы 1 видно, что время развития неустойчивости ($\sim 1/\Gamma$) меньше 0.1 с, значит следует ожидать развития модуляционной неустойчивости для выбранного участка хвоста метеора для высот 100–120 км. В то же время для головной части

хвоста до 40 м (соответствующему времени 10^{-3} с и более высоким электронным температурам и, как следствие, более низким значениям инкремента неустойчивости) неустойчивость не будет успевать развиваться.

На высотах ниже 80 км для крупных метеорных тел, которые не успевают сгорать к этим высотам в хвосте метеора, также будет образовываться пылевая плазма, причем ввиду вторжения метеорного тела в более плотные слои атмосферы температуры и концентрации здесь будут выше.

Однако, из-за отсутствия окружающих электронов во внешней среде хвост будет остывать не так быстро, как на высотах ионосферы, так как не будет происходить охлаждения электронов за счет теплопроводности плазмы ионосферы, что является наиболее быстрым процессом охлаждения электронов. Здесь будут играть роль парные столкновения с молекулами атмосферы и диффузное охлаждение электронов.

Модуляционная неустойчивость на таких высотах не может развиваться. Однако, большие концентрации пыли на высотах от 90 км и ниже могут приводить к новым физическим эффектам, требующим более детального изучения. Одним из эффектов может быть коагуляция пылевых частиц в хвосте метеороида даже при одноименно заряженных частицах вследствие развития гравитационно-электростатической неустойчивости.

Предложенный механизм модуляционного взаимодействия может претендовать на роль одного из механизмов, объясняющих регистрацию низкочастотных шумов одновременно с пролетом метеороида и возникновение электрофонных звуков при наличии преобразователей электромагнитных волн в звуковые у поверхности Земли.

5. ВЫВОДЫ

Рассмотрены плазменно-пылевые процессы в ионосфере Земли, связанные с пролетом метеорных тел и распространением метеорного следа. Предложено объяснение возникновения низко-

частотных шумов от пролета метеороидов в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой. Показано, что в результате зарядки пылевых частиц метеорного вещества, образуемых в результате дробления метеорного тела и приобретения частицами электрических зарядов, создаются условия для возникновения пылевых звуковых волн. Описана возможность возбуждения пылевых звуковых возмущений в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн от метеороида в диапазоне частот, характерных для пылевого звука. Для существования распространяющейся пылевой звуковой волны необходимо, чтобы частота колебаний пыли была больше частоты столкновений пыли с нейтралами. Показано, что для высот 100–120 км для типичных параметров пылевой плазмы хвостов метеороидов следует ожидать возбуждения пылевых звуковых волн, связанного с развитием модуляционной неустойчивости.

Отмечается, что пыль в хвосте метеороида образуется в результате дробления метеорного тела. Описаны механизмы зарядки пылевых частиц в хвостах метеороидов под действием токов электронов и ионов окружающей плазмы и эмиссионных токов. Оценены характерные зарядовые числа для субмикронных пылевых частиц.

Вычисляются инкременты, при которых происходит модуляционное возбуждение низкочастотных пылевых звуковых возмущений. В статье рассматривается ситуация, когда длина электромагнитной волны много меньше ширины хвоста метеороида. В данном случае приведенный метод по описанию модуляционного взаимодействия применим. Для типичных параметров хвостов метеороидов развитие модуляционной неустойчивости оказывается возможным на высотах 100–120 км, на высотах 80–90 км модуляционная неустойчивость оказывается подавлена в результате столкновений пыли с нейтралами. Показано, что следует ожидать развития модуляционной неустойчивости для выбранного участка хвоста метеора на расстоянии 40 м от головной ударной волны и более на высотах 100–120 км, так как времена развития неустойчивости оказываются меньшими, чем изменение значений температур и концентраций в пылевой плазме хвоста метеороида на данном участке его хвоста. Отмечается, что большие концентрации пыли на высотах от 90 км и ниже могут приводить к новым физическим эффектам, требующим более детального изучения (например, к коагуляции пылевых частиц в хвосте метеороида).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Борисов Н.Д., Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И. О роли соударений с нейтралами в процессе модуля-

ционного возбуждения пылевых звуковых возмущений в запыленной ионосфере // Физика плазмы. Т. 45. № 4. С. 346–352. 2019.

– Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 416 с. 1981.

– Бронштэн В.А. Электрические и электромагнитные явления, сопровождающие полет метеоров // Астрон. вестн. Т. 25. С. 490–501. 1991.

– Замоздра С.Н. О генерации звука излучением болида / Материалы Всероссийской научн. конф. “Метеорит Челябинск – год на Земле”. Челябинск. С. 151. 2014.

– Клунов Б.А., Попель С.И., Бингхам Р. Зарядка пылевых частиц и формирование пылевых структур в верхней атмосфере // Письма в ЖЭТФ. Т. 72. С. 524–539. 2000.

– Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И. О зарядке частиц пылевой плазмы, находящейся под воздействием электронного пучка // Инженерная физика. № 11. С. 38–44. 2017.

– Копнин С.И., Попель С.И. Генерация инфразвуковых колебаний низкочастотными пылевыми звуковыми возмущениями в нижней ионосфере Земли // Физика плазмы. Т. 34. № 6. С. 517–526. 2008.

– Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И. К вопросу о модуляционном возбуждении неоднородностей в плазме запыленной ионосферы // Физика плазмы. Т. 41. № 2. С. 188–194. 2015.

– Левитский С.М., Абрахманов Н. Охлаждение электронов в метеорных следах // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 21. С. 674–677. 1981.

– Медведев Ю.А., Хохлов В.Д. Условия образования метеорным телом ударной волны в атмосфере // Астрон. вестн. Т. 9. № 2. С. 102–106. 1975.

– Метеорная материя в атмосфере Земли. Сборник статей. Ред. В.В. Федынский, И.С. Астапович, В.А. Бронштэн, И.Т. Зоткин, В.И. Цветков. М.: Наука, 108 с. 1966.

– Метеоры. Сборник статей. Ред. И.С. Астапович. М.: Наука, 108 с. 1959.

– Молоцкий М.И. Ионно-электронный механизм механизмов эмиссии // Физика твердого тела. Т. 12. № 2. С. 642–644. 1977.

– Попель С.И. Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 160 с. 2012.

– Филоненко А.Д. Высокочастотная радиоэмиссия от метеоров // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 5. С. 720–727. 2018.

– Фурман А.М. К теории ионизации метеорных следов II // Астрон. журн. Т. 37. № 4. С. 746–752. 1960.

– Jenniskens P., Stenbaek-Nielsen H.C. Meteor wake in high frame-rate images—Implications for the chemistry of ablated organic compounds // Astrobiology. V. 4. P. 95–109. 2004.

<https://doi.org/10.1089/153110704773600267>

– Keay C.S.L. Progress in explaining the mysterious sounds produced by very Large meteor fireballs // JSE. V. 7. P. 337–351. 1993.

– Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I. Destruction of microparticles related to dusty plasma processes and possible technological applications // Probl. At. Sci. Tech., Ser.: Plasma Physics. № 82. P. 84–87. 2012.

- *Öpik E.J.* Meteor radiation, ionization and atomic luminous efficiency // *P. Roy. Soc. A-Math. Phys.* V. 230. P. 463–501. 1955.
- *Popova O.* Ablation of Leonid meteoroids // 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. AIAA-2000-0587. <https://doi.org/10.2514/6.2000-587>. 2000.
- *Seizinger A., Speith R., Kley W.* Tensile and shear of strength of porous agglomerates // *Astronomy and Astrophysics* // *Astron. Astrophys.* V. 559. P. A19. 2013. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322046>
- *Silber E.A., Boslough M., Hocking W.K., Gritsevich M., Whitaker R.W.* Physics of meteor generated shock waves in the Earth's atmosphere – A review // *Adv. Space Res.* V. 62. № 3. P. 489–532. 2018.
- *Silber E.A., Hocking W.K., Niculescu M.L., Gritsevich M., Silber R.E.* On shock waves and the role of hyperthermal chemistry in the early diffusion of overdense meteor MNRAS. V. 469. P. 1869–82. 2017.
- *Simonenko A.N.* On the hypothesis of the fragmentation of meteor bodies due to separation of small particles / *Physics and Dynamics of Meteors*. Eds. L. Kresak, P.M. Millman. Dordrecht: D. Reidel Publishing company. P. 207–215. 1968.
- *Spalding R., Tencer J., Sweatt W., Conley B., Hogan R., Boslough M., Gonzales G., Spurný P.* Photoacoustic sounds from meteors // *Sci. Reps.* V. 7. P. 41 251–41 257. 2017. <https://doi.org/10.1038/srep41251>
- *Tatum J.B., Stumpf L.L.* The Vancouver Island Fireballs of Spring 1998 // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. V. 112. № 777. P. 1487–1495. 2000.
- *Trautner R., Koschny D., Witasse O., Zender J., Knöfel A.* ULF-VLF electric field measurements during the 2001 Leonid storm // *Proc. Asteroids, Comets, Meteors – ACM International Conference*. Ed. B. Warmbein, ESA SP-500 (ESA Publications Division, Noordwijk, 2002). 2002.
- *Tsyтович V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary physics of complex plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 370 p. 2008.
- *Verveer P., Bland A., Bevan A.W.R.* Electrofonic sounds from the reentry of the Molniya 1-67 satellite over Australia: confirmation of the electromagnetic link // 63rd Ann. Meteorological Soc. Meeting. P. A163. 2000.
- *Vladimirov S.V.* Propagation of waves in dusty plasmas with variable charges on dust particles // *Phys. Plasmas*. V. 1. P. 2762–2767. 1994.
- *Zgrablić G., Vinković D., Gradečak S., Kovačić D., Biliskov N., Grbac N., Andreić Ž., Garaj S.* Instrumental recording of electrofonic sounds from Leonid fireballs // *J. Geophys. Res.* V.107. P. SIA11-1. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000310>
- *Zhang X., Hancock P., Devillepoix H.A.R. et al.* Limits on radio emission from meteors using the MWA // *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* V. 477. P. 5167–5177. 2018.