ПЫЛЕВАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.951;523.682.2

# К ВОПРОСУ О ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ ПРОЦЕССАХ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ МЕТЕОРНЫЕ ПОТОКИ

© 2020 г. Т. И. Морозова<sup>а, \*</sup>, С. И. Попель<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт космических исследований РАН, Москва, Россия \*e-mail: timoroz@yandex.ru
Поступила в редакцию 16.03.2020 г.
После доработки 14.04.2020 г.
Принята к публикации 20.04.2020 г.

Рассматриваются плазменно-пылевые процессы в ионосфере Земли, связанные с пролетом метеорных тел и распространением метеорного следа. Изучаются как процессы, происходящие в самом метеорном следе, так и процессы, которые возникают в атмосфере Земли при пролете метеорного тела, а также их отклик и влияние на наблюдателей и работу различных технических систем. В частности, предлагаются механизмы, объясняющие возникновение звуковых явлений, сопровождающих пролет метеороидов во время метеорных потоков. Описан механизм формирования пылевой плазмы в хвостах метеороидов. 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 и имеют частоты, характерные для пылевого звука (0.003-60 Гц). Данные очевидцев показали, что наблюдатели на Земле могут слышать низкочастотные звуки, возникающие во время метеорных потоков. Предполагается, что звук доходит до поверхности Земли в результате передачи колебаний пылевых частиц нейтралам, чья концентрация велика в атмосфере. Рассматриваются механизмы дробления метеорных тел и зарядка образуемых при этом пылевых частиц, оцениваются характерные заряды пылевых фрагментов для частиц нано- и микроразмеров, рассматриваются пылевые частицы разной формы. Вычисляются инкременты, при которых происходит модуляционное возбуждение низкочастотных пылевых звуковых возмущений. Приведены условия развития модуляционной неустойчивости.

*Ключевые слова*: метеоры, метеорный след, хвост метеороида, метеорные потоки, пылевая плазма, зарядка пылевых частиц, пылевые звуковые волны, электрофонные звуки, пылевые частицы в атмосфере Земли, модуляционная неустойчивость

**DOI:** 10.31857/S0367292120100078

## **ВВЕДЕНИЕ**

Пролеты метеорных тел, как природные явления, не зависящие от человека и труднопрогнозируемые, необходимо детально изучать, понимать вызванные ими процессы и последствия, которые они несут для природы и человека. Физические явления и эффекты, возникающие в результате пролетов метеорных тел, могут оказывать влияние на работу радиолокационных систем, радиотелескопов, приборов геолокации и эксперименты с использованием пролетных ракет, что важно при учете работы вышеперечисленных систем и устранения сбоев.

Метеоры — это свечение паров метеороида (метеорного тела). Бывают одиночные метеороиды (преимущественно осколки астероидов) и метеорные потоки (падающие звезды), связанные с прохождением Земли по орбите кометы. Во время метеорных потоков можно наблюдать до нескольких метеоров в час. При входе в атмосферу Земли в результате соударения атомов ионосфе-

ры и метеорного тела образуется метеорный след, в котором присутствуют пары метеорного вещества, раздробленные фрагменты метеорного тела, молекулы, ионизованные атомы атмосферных газов и метеорного вещества.

Особое место в физике метеоров занимает изучение возникновения звуковых явлений, сопровождающих пролеты метеорных тел. Наблюдались звуки, слышимые как одновременно с появлением ярких болидов, так и после их пролета, и во время метеорных потоков. Аномальные звуки, слышимые одновременно с пролетом метеорных тел и называемые электрофонными, очевидно связаны с электромагнитными явлениями. При достижении метеорным телом определенной высоты в атмосфере, на которой происходит его дробление и сгорание, наблюдатели на Земле могут слышать различные звуки, такие как свист, треск, шипение, гул. Предполагается, что они могут описываться не одним, а несколькими физическими механизмами. Также разные диапазоны

частот могут зависеть от типа метеорного тела и порожденных им волн в метеорном следе, которые могут иметь различный диапазон частот. Наблюдатели отмечали, что звук слышен до появления яркого следа [1]. Это можно объяснить тем, что метеоры кроме излучения в видимом диапазоне излучают в радиодиапазоне от нескольких Гц до сотен МГц [2-8]. Поэтому распространение электромагнитных волн от метеороида начинается до визуального наблюдения следа. Объяснения излучения метеороидов в радиодиапазоне также требуют построения однозначной теории. Однако, регистрация волн показывает, что волны радиодиапазона всегда присутствуют во время пролета метеорных тел. Отмечалось, что возникновение электрофонных звуков может быть связано с колебаниями магнитного поля Земли при пролете метеорных тел [8].

В литературе встречались предпосылки к построению теории о модуляции электромагнитных волн от пролета метеороидов в атмосфере Земли, а также высказывались предположения о связи звуковых явлений, возникающих в результате пролета метеороида с модуляцией электромагнитной волны волнами в низкочастотном диапазоне [4, 9]. Указывалось также, что этот частотный диапазон характерен для пылевого звука и процессы, связанные с заряженными пылевыми частицами, могут вызывать данные колебания. Однако конкретных механизмов зарядки и колебаний пылевых частиц, а также механизмов переноса модулированных волн до поверхности Земли и их регистрации рассмотрено не было.

С задержкой относительно падения метеорного тела можно наблюдать похожие на электрофонные шумы характерные звуки, что говорит об их одинаковом частотном диапазоне: свист, жужжание, гул и грохот [10].

Работы по исследованию звуков, сопровождаюших пролеты метеороидов, включая электрофонные явления, активно появлялись в научной печати с 1920-х гг. [см., например, 11]. Впервые на существование аномальных звуков от болидов (ярких метеоров) указал Э.Ф. Хладни в 1794 г., однако звуки от метеоров являлись предметом научных дискуссий с 1714 г. Во второй половине ХХ в. активно публиковались работы, в которых проводились попытки объяснить природу электрофонных явлений, связанных с метеорами и построить теоретические модели, объясняющие механизмы, вызывающие данные явления. Однако они не описывали весь спектр частот, либо были не до конца обоснованы, но все они связывались с электромагнитными явлениями при пролете метеорных тел.

Ранее считалось, что низкочастотные возмущения порождают только яркие метеоры, но впоследствии были получены данные, показывающие, что регистрация звуковых волн у поверхности Земли также наблюдается и во время метеорных потоков с относительно небольшими метеорными телами [12]. Данные по регистрации колебаний от метеорных потоков, таких, как Персеиды, показали, что даже при отсутствии значи-

тельных метеороидов наблюдаются шумы на низких частотах в диапазоне 10-300 Гц, усиление электрического поля наблюдается в широком диапазоне 5 Гц-12.6 кГц [7]. Наличие шумов от больших и мелких метеороидов дополнительно указывает на то, что природа звуков может быть связана с проявлениями заряженной пыли. Однако, во время метеорного потока часто невозможно установить, одновременно или с задержкой к метеору идет звук. Метеорные потоки могут порождать не только электрофонные звуки, но и звуковые явления, возникающие с задержкой относительно полета метеороида. Однако от метеорных тел большего размера звук будет интенсивнее и интенсивность радиоволн, порождаемых метеорным телом, также будет выше. Поэтому в данной работе будут рассматриваться сравнительно большие метеоры из характерного диапазона размеров тел метеорных потоков 0.1—10 cm [13].

Эксперименты по регистрации шумов от пролета метеорных тел активно проводятся в настоящее время. Количество же теоретических работ по данной теме резко уменьшилось по сравнению с попытками объяснения данных эффектов во второй половине XX в. Во время экспериментов по регистрации в зависимости от аппаратуры и возможностей приемников были зарегистрированы шумы в достаточно широких диапазонах частот: 40—100 Гц [4]; 0—10 Гц [5]; 0—250 Гц [6].

Механизм преобразования модулированного электромагнитного сигнала от метеороида в звуковые волны приводится в [14]. В [8] описано, что регистрация модулированных волн у поверхности Земли может осуществляться посредством приемников, таких, как волосы, листья, дужки очков наблюдателей. Также это может происходить за счет нагрева поверхностей диэлектрических материалов излучением модулированного света высокой интенсивности [4]. В работах [15—17] 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.

Отдельные авторы указывают на то, что нужно рассматривать механизмы зарядки метеорного тела для объяснения природы электрофонных шумов и, в частности, разные виды эмиссий, например механоэмиссию [18]. Были проведены исследования по зарядке пылевых частиц в лабораторной плазме [19] и разрабатывались модели для объяснения зарядки и разрушения пылевых частиц. Механизмы механоэмиссии рассматривались для узкого диапазона материалов и относились к лабораторным исследованиям [20, 21]. Согласно [22], при раскалывании кристаллов в вакууме на стенках трещины материала создается поверхностный заряд  $\sigma = 10^3$  ед СГСЭ/см<sup>2</sup>, который приводит к возникновению электрического поля 106 В/м. Проводились широкие исследования в изучение свойств и проявлений заряженной пыли в ионосфере Земли [23, 24]. В частности, рассматривались пылевые частицы метеоритного

происхождения [25]. Модуляционного взаимодействия электромагнитных волн в запыленной ионосфере, связанное с возбуждением возмущений, имеющих частоты в области пылевых звуковых волн рассматривалось в [15—17].

Все описанные работы не предоставляли полной самосогласованной теории, объясняющей возникновение электрофонных шумов одновременно с пролетом метеороида и других звуковых явлений, сопровождающих пролет метеороидов, и не обосновывали всех полученных экспериментальных данных.

В данной статье предлагается объяснение звуков от метеорных потоков развитием модуляционной неустойчивости электромагнитных волн от метеороидов, связанной с пылевой звуковой модой, и дальнейший перенос звуковых волн до поверхности посредством передачи пылевых звуковых возмущений колебаниям нейтралов [15, 17]. Рассматриваются электромагнитные волны в радиодиапазоне десятков и сот мегагерц, модулированные низкочастотными возмущениями с диапазоном частот 0.003-60 Гц. Предполагается, что излучение метеороида, идущее от него во все стороны, пронизывает пылевой хвост метеороида и пылевую плазму ионосферы Земли, где могут возникать пылевые звуковые колебания. Однако, концентрация пыли в хвосте метеора на несколько порядков больше концентрации пыли в ионосфере Земли, и заряды пылевых частиц также выше в хвосте метеороидов. Это дает основания предполагать, что процессы модуляции электромагнитных волн пылевыми звуковыми возмущениями наиболее эффективно происходят в хвостах метеороидов. Слышимость звуков наиболее сильно проявляется по направлению движения болида, так как интенсивность излучения на переднем крае ударной волны наиболее высокая. При этом во время вспышек концентрация пылевых частиц в этой области достигает максимума. Во время метеорных потоков невозможно отследить, с задержкой идет звук от метеора или одновременно. Малые метеороидные тела, как показывают наблюдения имеют большую скорость при входе в атмосфере и сгорают на больших высотах. Отмечается, что высокоскоростные метеороиды дробятся на более мелкие фрагменты, чем меленные [2]. Вследствие чего возникает большая концентрация пылевых частиц и возбуждаются интенсивные пылевые звуковые колебания.

Следует отметить, что обычные звуковые волны от метеороидов могут распространяться в результате скачка давления в атмосфере [26]. Однако при метеорных потоках и пролете достаточно небольших метеорных тел, которые сгорают на больших высотах, интенсивности звуковой волны может не хватать для детектирования ее у поверхности Земли. В таком случае, механизм передачи пылевых звуковых колебаний, возбуждаемых в хвосте метеороида нейтралам атмосферы, и передача данных колебаний нейтралами до поверхности Земли будет описывать регистрацию низкочастотных шумов. Примером проявлений

таких процессов, связанных с метеорной пылью, служат явления, рассмотренные в [15, 17].

Ранее не были рассмотрены плазменно-пылевые процессы в хвостах метеороидов и связанная с ними возможность развития модуляционной неустойчивости. Поэтому данная задача является новой и актуальной.

Для объяснения электрофонных звуков, наблюдаемых одновременно с полетом ярких метеороидов, стоит рассматривать низкочастотные электромагнитные возмущения, которые возникают в результате нелинейности среды, обусловленной присутствием в метеорном следе заряженной пыли, и модулируют высокочастотную радиоволну от метеороида. Далее они доносятся до поверхности Земли модулированной высокочастотной радиоволной от метеороида и посредством различных приемников преобразуются в звуковые волны. Рассмотрение данного механизма является предметом дальнейшего исследования. Отдельно следует рассмотреть моды колебаний, связанные с магнитным полем Земли в диапазоне слышимых частот, которые могут модулировать радиоволны от метеороида.

Однако можно предположить, что и в случае электрофонных звуков, одновременность имеет кажущийся эффект и звук идет с задержкой, так как яркие метеоры более медленные и проникают в более глубокие слои атмосферы, а модулированные радиоволны порождаются уже на больших высотах. Стоит отметить, что при разлете крупных метеоритов на фрагменты, отдельные осколки движутся со скоростью 150 м/с и далее испытывают дробление и зарядку в метеорном следе. Эти фрагменты также могут порождать звуки, которые будут идти до Земли со звуковой скоростью, в данном случае превышающей скорость падения фрагментов. В это время свечение следа может продолжаться из-за возбуждения отдельных долгоживущих уровней (в определенных случаях, например при возбуждении уровней атомов кислорода, соответствующих состоянию D1, электроны могут жить на возбужденных уровнях до 110 с [1]). Таким образом, даже от больших метеороидов можно улавливать звук одновременно с полетом его частей и свечением следа, вызванным пролетом головного тела со скоростями порядка 20 км/с (когда энергии столкновений атомов хватает для ионизации) [27], и объяснить данный механизм модуляционной неустойчивостью электромагнитной волны, связанной с пылевой звуковой модой колебаний.

Структура работы следующая. В разделе 1 приводятся основные параметры пылевой плазмы в хвостах метеороидов, описываются механизмы дробления метеорного тела и формирования пылевой плазмы в хвосте метеороида, содержащей мелкие пылевые частицы. В разделе 2 приводятся основные уравнения зарядки пылевых частиц в метеорном следе, обсуждается влияние на зарядку и дробление пылевых частиц различных токов. А именно, токов ионов и электронов окружающей плазмы, токов термоэлектронной и термо-

ионной эмиссий с пылевых частиц метеорного вещества, тока вторичной термоэлектронной эмиссии, а также тока механоэмиссии. Также рассматриваются условия дробления пылевых частиц метеорного вещества. В разделе 3 дано описание модуляционного взаимодействия радиоволн с пылевыми звуковыми возмущениями и показана его связь со звуками при пролете метеороидов. В заключение статьи сформулированы основные результаты и выводы.

### 1. ПАРАМЕТРЫ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ И ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

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. Непосредственно за метеорным телом тянется так называемый хвост метеороида (wake) [28]. Природа свечения хвоста та же, что и самого метеора — светят возбужденные атомы и ионы метеорного вещества и атмосферных газов.

Ионизованные метеорные следы наблюдаются от долей секунды до нескольких минут (в зависимости от массы и яркости метеорного тела). Они также могут включать в себя 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. Испарение, плавление и дробление метеорного тела приводит к абляции метеороида, т.е. к потере им массы.

Пылевые следы образуются в результате остывания струй расплавленного метеорного вещества от головной части метеорного тела 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.

О составе метеорных тел можно судить как по найденным метеоритам, так и по спектрам метеоров. Большинство линий в спектре принадлежит металлам (Na, Ma, Ca, Al, Fe, Ni и другим) и однократным ионам. Метеориты по составу делятся на каменные, железные и железо-каменные. Наиболее часто встречаются каменные метеориты, которые состоят из силикатов: оливинов и пироксенов. Большинство каменных метеоритов являются хондритами, так как содержат хондры —

сферические или эллиптические образования преимущественно силикатного состава. Ахондриты — это обломки протопланетных тел, прошедшие плавление и дифференциацию по составу (на металлы и силикаты). Железные метеориты состоят из железо-никелевого сплава и встречаются достаточно редко.

По спектроскопическим наблюдениям полос элементов можно также судить об ионизации и составе метеорного следа. Кислород может иметь как атмосферное, так и метеорное происхождение. Водород, согласно [29], имеет не атмосферное происхождение, а входит в состав метеорных тел. Азот имеет атмосферное происхождение, так как содержание его в метеорных телах ничтожно. Из присутствия в телах молекул SiO<sub>2</sub>, FeO, MgO, MgS, можно сделать вывод, что в метеорном следе происходят последовательно процессы испарения, диссоциации, возбуждения диссоциированных атомов и далее ионизации и возбуждения ионов. Ионизация в метеорном следе происходит как молекул воздуха, так и молекул метеорного вещества. Причем энергия ионизации атомов железа (7.9 эВ) меньше энергии ионизации молекул атмосферных газов, поэтому ожидается более интенсивная ионизация паров метеорного вещества по сравнению с атмосферными атомами. Свечение метеора происходит благодаря возбужденным атомам и ионам. Потенциалы возбуждения линий в метеорном спектре металлов составляют 3—5 эВ, что гораздо меньше потенциалов возбуждения газов. Поэтому свечение метеоров производится в основном элементами, входящими в состав метеорных тел. Большинство линий в спектре принадлежит металлам (Na, Ma, Ca, Al, Fe, Ni и другим) и однократным ионам. Испарение метеорных тел происходит в результате действия потоков тепла, связанных с излучением ударной волны, конвективным переносом тепла вследствие гидродинамического обтекания тела и электронной теплопроводностью [12]. Перенос тепла из-за электронной теплопроводности гораздо больше, чем в результате диффузии электронов [30]. Особенно это проявляется на больших высотах (100-120 км). В дневное время на высоте 100 км электроны охлаждаются за время  $10^{-3}$  с до температуры ионосферы ~200 K, в ночное — за  $10^{-1}$  с. Температура в хвосте метеороида изменяется по степенному закону от времени  $T \sim t^{1/2}$ , т.е. падает с 6300 K на расстоянии 10 м до 3400 К на расстоянии 40 м за метеорным телом [31]. Температура в непосредственной близи головной части метеорного тела увеличивается с высотой, однако практически не зависит от увеличения размеров тела [32]. Увеличение температуры можно объяснить тем, что метеорное тело на более низких высотах сталкивается с большим количеством атмосферных атомов (так как плотность нейтралов растет с уменьшением высоты над поверхностью Земли).

Когда метеорные тела входят в достаточно плотные слои атмосферы (ниже 120 км), агентом разогрева является излучение ударной волны, образуе-

мой телами. Первый этап в образовании метеорного следа — его расширение до начального радиуса, при котором не успевает установиться тепловое равновесие с окружающей средой. В начальный момент входа метеорного тела в атмосферу испаряющиеся с поверхности метеороида атомы имеют скорости, сравнимые со скоростью самого метеороида, и происходит быстрое расширение метеорного следа. В дальнейшем этот процесс резко замедляется, поскольку скорости движения атомов быстро приближаются к тепловым [1]. Средний размер хвоста небольшого метеороида — 1 м. Хвост метеороида очень быстро расширяется до начального радиуса и далее увеличивается в размерах медленно (как хвост экспоненты). В результате разогрева начинается эмиссия электронов и ионов с поверхности метеорных тел. Температура электронов за фронтом ударной волны для типового метеороида составляет 30000 К [18], однако может варьироваться от 20000 до 200000 К в зависимости от массы и скорости метеороида [12], в отдельных источниках приведены данные о более низких температурах для следов промежуточного типа — около 10000 К [30]. Температуры электронов и ионов имеют одинаковые значения.

Уравнение диффузной потери электронов метеорным следом описано в [33]. Электроны хвоста метеороида рекомбинируют с ионосферными ионами со скоростью  $5 \times 10^{-8}~{\rm cm}^3 \cdot {\rm c}^{-1}$ . В результате налета атомов воздуха на метеорные атомы также могут выбиваться положительные и отрицательные ионы. Однако, вероятность этого процесса не велика: на один падающий положительный ион приходится  $10^{-3}$  отрицательных ионов. Коэффициент вторичной электронной эмиссии (число выброшенных электронов одним положительным ионом) равен 0.02-0.5.

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, Дракониды характерные массы метеороидов невелики — от долей грамма до нескольких грамм. Однако отдельные метеороиды имеют достаточно большую массу. Характерные размеры метеороидов при метеорных потоках  $10^{-3}$ —10 см [13]. Плотности метеорных тел лежат в пределах 0.5—3 г/см $^3$ .

Общая масса, сбрасываемая метеороидом с размером 1 см во время вспышки — 0.3 г. Считая его плотность, равной 1 г/см<sup>3</sup>, найдем массу сферической частицы с радиусом a=80 нм:  $m=10^{-13}$  г. Тогда количество пылевых частиц, которые сбросит метеорное тело с радиусом 1 см будет  $10^{12}$  [1]. Концентрация пыли в цилиндрическом следе будет составлять  $10^4$  см<sup>-3</sup> для радиуса метеорного следа 1 м и длине хвоста метеороида 1 км. Однако, ближе к самому метеорному телу концентрация пыли будет больше. Если считать, что вспышка длится 1 мс [2] при скорости метеорного тела 50 км/ч, то он пройдет путь 50 м. Тогда концентрация пыли, сброшенной во время вспышки, соста-

вит  $n_d = 2 \times 10^7$  см $^{-3}$  для тела размера 1 см и радиуса метеорного следа 1 м. Схожие оценки концентрации пыли дают и более мелкие, и более крупные метеорные тела. Вспышки от метеорного тела могут повторяться на протяжении его полета. После яркой метеорной вспышки могут отлетать достаточно большие осколки метеорного тела, которые приобретают меньшие скорости из-за потери импульса (порядка 5 км/с через 0.01 с после вспышки) [32]. Данные осколки также могут испытывать последующее дробление, о чем свидетельствует регистрация более мелких вспышек. Таким образом, пыль в хвосте метеороида имеет достаточно высокую концентрацию и на удалении от метеорного тела из-за подкачки пыли в результате разрушения отлетевших крупных фрагментов. Помимо этого, концентрация пыли лостаточно высока и в начале дробления, когда из-за неровной поверхности метеорного тела будут откалываться мелкие частицы, а также на удалении от головной части метеороида, где из-за конденсации паров метеорного вещества также будет образовываться множество пылевых частиц в хвосте. В среднем, концентрация пылевых частиц в метеорном следе имеет порядок  $n_d = 10^6 - 10^8$  см $^{-3}$ . В данной статье используются эти значения.

Согласно "гипотезе о пылевых комочках" [28] некоторые метеорные тела имеют рыхлую структуру с отдельными включениями микронных частиц. Эта гипотеза хорошо согласуется с данными высот, на которых исчезают метеоры и с их яркостью [34]. Благодаря рыхлой структуре метеорные тела имеют меньшую массу, светятся ярче (так как больше площадь поверхности тела) и дробятся интенсивнее. Процессы дробления происходят быстрее из-за меньших прочностных характеристик таких тел и из-за того, что пористая структура обеспечивает большую поверхностную плотность тел и ведет к приобретению больших поверхностных зарядов и как следствие, дроблению метеорных тел на наноразмерные частицы. Согласно [35] прочностные характеристики пористых частиц в межзвездной среде падают на два порядка. Здесь ситуацию с пористыми частицами можно считать аналогичной и брать для расчетов прочностных характеристик соответствующие параметры из [35].

Чем выше скорость метеорного тела, тем интенсивнее его дробление. К высокоскоростным потокам относятся Леониды (70—72 км/с), Гемениды (35—40 км/с) и другие метеорные потоки. Крупные метеороиды часто имеют небольшую скорость и проникают в более глубокие слои атмосферы. Однако вследствие этого их активное дробление и возникновение ионизованного следа происходят на высотах порядка 60 км (ниже ионосферы Земли), где отсутствует окружающая плазма и концентрация нейтральных атомов больше. Это приводит к меньшей потере температуры электронами следа и к большему количеству столкновений с нейтральными атомами атмосферы. Отсюда можно заключить, что ин-

тенсивность электромагнитных колебаний, порождаемых метеороидом, будет выше.

Мощное излучение ударной волны ионизует воздух, происходит плавление и испарение метеорного вещества. Все эти процессы ведут к большим энерговыделениям в атмосфере Земли. Мощность, выделяемая в ионосферу при пролете ярких метеороидов на высотах 80—100 км, составляет 2 × 108 Вт [12]. Сотые доли этой мощности тратятся на излучение. Электрические поля, возникающие при таком энерговыделении у поверхности Земли, могут достигать величин 150 В/м и выше. Оценки напряженности электрического поля в хвосте метеороида дают значения 10 В/м [18].

Важным параметром для метеорных следов является концентрация электронов и ионов на сантиметр пути [28, 36]. Характерные значения линейных концентраций  $n_e = 10^{12} - 10^{16} \; \mathrm{cm}^{-1}$  (в зависимости от массы и яркости метеорного тела от  $5^{\mathrm{m}}$ до  $-5^{\text{m}}$ ),  $n_i = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-1}$ . По линейной электронной плотности можно оценить полную электронную плотность на телесный угол метеорного следа, в формулу которой также входит коэффициент диффузии [28, с. 297]. Например, для метеорного тела с параметрами T = 30000 K, яркостью  $-5^{\text{m}}$ :  $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Помимо термоионной и термоэлектронной 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 метеороида 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 его скорости и колеблется от 16.6 до 1675 эВ для характерных скоростей метеороидов 11-72 км/ч [36].

#### Механизмы дробления метеорного тела

При входе в достаточно плотные слои атмосферы на высотах 80-90 км начинается эмиссия электронов и ионов с поверхности тела, материал метеорного тела начинает плавиться (для железных метеоритов  $t_{\text{пл}} = 1600$  K) и испаряться ( $t_{\text{кип}} = 2872$  K для железа).

Отделение частей метеорного тела происходит из-за механического дробления, вызванного давлением ударной волны, термомеханического дробления, появляющегося в результате возникновения термических напряжений при повышении температуры в следе и частичном плавлении метеорного вещества, а также дробления, вызванного тем, что электростатическое давление вследствие приобретения метеорным телом поверхностного заряда превышает прочностные характеристики материала.

Предполагается следующая картина динамики дробления метеороида и зарядки его пылевых фрагментов. Излучение ударной волны перед

метеороидом создает условия для эмиссии электронов и ионов с его поверхности. Зернистая структура тела из-за механических, термических и электростатических эффектов обеспечивает интенсивное дробление метеорного тела на мелкие фрагменты и пылевые частицы, а дальше при увеличении температуры происходит плавление и испарение метеороида. При начальной стадии плавления могут возникать напряжения в соседнем материале, что приводит к быстрому дроблению метеорного тела. В результате отделения частей образуются нескомпенсированные заряды на поверхности тела. Для железных метеорных тел характерно появление трещин с размерами  $10^{-3}$ — $10^{-4}$ см, в которых может возникать электрическое поле [22]. Для небольших тел большую роль играет эффект разбрызгивания и унос массы в жидкой фазе, которое практически не проявляется у каменных метеоритов и у быстрых железных. Как видно из земных экспериментов [28], из расплава выбиваются струи и капли с размерами меньше 0.3 мм в процессе его газификации. В результате, после остывания вещества образуются шарообразные пылинки и вытянутые частицы, напоминающие по форме капли (округлые с головной стороны и с обрубленным хвостом с другой), которые отделились путем выталкивания газов из расплава метеорного тела и последующим движением в ударной волне, и потом застыли при понижении температуры в хвосте метеорного тела. Следует рассмотреть несколько типов частиц для исследования условий их раскалывания и дробления. Главным образом можно выделить частицы сферической формы и частицы с формой вытянутых капель, приближенной к цилиндрам. Опыты по плавлению метеорных тел Бронштэна [28] указывают как раз на существование двух таких типов частиц. В результате испарения и последующей конденсации метеорного вещества частицы приобретают преимущественно шарообразную форму.

Стоит отметить, что когда метеорное тело падает на Землю, оно находится не в расплавленном состоянии, его поверхность теплая. По структуре коры метеорного тела можно сделать вывод, что глубина его расплава за время полета в атмосфере колеблется от долей миллиметра до миллиметра [37]. Разогрев поверхности метеорного тела и отделение частиц будет проходить не со всей лобовой поверхности тела, а с его краев, так как в этой зоне создаются большие касательные напряжения, имеющие порядок 10<sup>8</sup> дин/см<sup>2</sup> [28]. На метеоритах можно заметить так называемые регмаглипты — вытянутые ямки, образованные из-за сверлящего действия турбулентного потока воздуха, обтекающего метеорное тело [37].

На высотах 80-90 км согласно расчетам давление в переднем фронте ударной волны составляет  $10^3-10^4$  дин/см<sup>2</sup> согласно формуле  $P=\rho v^2\Gamma$ , где  $\Gamma$  — коэффициент кривизны тела и для сферических частиц  $\Gamma=1$  [28], в нижних слоях атмосферы концентрация нейтральных атомов повышается и давление в ударной волне соответственно возрас-

тает. Согласно оценкам, на высоте 40 км давление для метеороида, движущегося со скоростью v = 20 км/с будет составлять  $10^7 - 10^8 \text{ дин/см}^2$ , в то время как прочностные характеристики для гранитных метеорных тел 10<sup>8</sup> дин/см<sup>2</sup>. Для пористых и рыхлых тел они будут ниже. По расчетам падения метеорита Бенешев, который имел рыхлую структуру, фрагментация болида началась уже на высоте 64 км при давлении  $5 \times 10^6$  дин/см<sup>2</sup> [27]. Поэтому на данных высотах следует ожидать активного дробления метеорных тел в результате того, что давление в ударной волне превышает прочностные характеристики материала метеорного тела. Однако для мелких высокоскоростных метеороидов механическое дробление начинается уже на высотах 80–100 км. Таким образом, механическое дробление метеорных тел из-за аэродинамического давления будет проявляться в нижних слоях атмосферы, а не в начальный момент появления метеорного следа. Однако мелкие осколки и пылевые частицы могут отлетать от метеорного тела на больших высотах в результате других типов дробления: термомеханического и дробления из-за электростатических эффектов.

Значения давления на расстоянии от переднего фронта ударной волны в хвосте метеороида резко падают. Следовательно, на удалении от метеорного тела давление в хвосте не будет являться причиной разрушения пылевых частиц.

Так как метеорные тела по своей природе имеют неровную шероховатую поверхность, поскольку они отделились когда-то от более крупных тел, либо собрались в конгломерат из мелких неоднородных фрагментов, то уже при начальном входе в атмосферу эти мелкие неровности отделяются от метеорного тела и в хвосте метеороида присутствует достаточно много пылевых частиц. При отделении фрагментов от метеорного тела распределение давления в хвосте приобретает лучеобразную структуру.

Дробление метеорного тела и отделение от него пылевых фрагментов под действием приобретения критических зарядов ранее не рассматривалось в литературе. Однако, учитывая, что времена плавления больше времен зарядки частиц метеорного вещества — 0.04 с для плавления [28], и много меньше миллисекунды для зарядки (что будет показано в разделе 2), этот механизм стоит принимать во внимание при построении моделей разрушения метеорного тела в атмосфере.

# 2. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Перейдем к детальному рассмотрению процессов зарядки пылевых частиц в метеорном следе и процессов их дробления в результате приобретения высоких зарядов. Зарядка метеорного тела в зависимости от воздействующих на частицы токов может быть как положительной, так и отрицательной. Рассмотрим эволюцию метеорного следа и зарядку пылевых частиц на разных этапах его дробления.

На пылевые частицы действуют токи электронов и ионов окружающей плазмы, а также эмис-

сионные токи. Следует рассмотреть все виды эмиссий на пылевые частицы: термоэлектронную эмиссию, термоионную эмиссию, вторичную электронную эмиссию, механоэмиссию, автоэлектронную эмиссию. Автоэлектронная эмиссия ввиду небольших значений напряженности внешнего электрического поля в следе (до 10 В/м [18]) будет пренебрежимо мала. Вторичной электронной эмиссией и ионной эмиссией можно пренебречь по сравнению с термоэлектронной эмиссией, учитывая большую концентрацию электронов и малые значения коэффициента вторичной электронной эмиссии для данных энергий порядка нескольких эВ.

В случае механоэмиссии с поверхности метеорного тела, входящего в атмосферу Земли, в отсутствие точных данных можно сделать только оценочные вычисления, так как проводимые эксперименты и теоретические выводы были сделаны для вакуума и для других веществ. При механоэмиссии возникает высокое напряжение и выбиваются электроны с энергиями в несколько кЭв [38]. Далее эти электроны могут интенсивно ионизовать окружающий воздух в хвосте метеороида.

Можно выделить две различные стадии дробления, связанные с электростатическими эффектами, в которых механизмы дробления имеют различный характер.

1. На начальном этапе образования ударной волны температура в следе имеет меньшее значение — она резко поднимается до 6000 К [39]. Здесь присутствуют как механическое и термомеханическое дробление, так и дробление из-за электростатических эффектов. Особенно эффективно происходит дробление пористых материалов метеорного вещества. В данном случае, в начале пролета метеорного тела в атмосфере Земли, зарядка будет увеличивать скорость дробления частиц с легкоплавкими включениями, в которых нарастают термические напряжения, в результате чего они разлетаются на одноименно заряженные фрагменты. Это происходит до видимого свечения метеорного следа — до ионизации молекул воздуха и метеорного вещества. В отсутствие активной ионизации при данной температуре, которая уже достаточна для начала эмиссий электронов с поверхности метеорного тела в следе будут присутствовать преимущественно электроны. Однако ионизация может возникать при кинетическом выбивании электронов из молекул набегающего нейтрального газа [36].

Отлетающие фрагменты в результате термомеханического дробления будут иметь температуру не выше температуры плавления и быстро остывать, учитывая падение температуры в хвосте метеороида вдоль траектории падения и особенно к периферии хвоста [31]. Частицы не успевают расплавиться, но успевают зарядиться. Из-за неравномерности зарядки частей метеорного тела, его фрагменты могут отлетать в результате действия сил электростатического отталкивания. Здесь частицы могут заряжаться как положительно, так и отрицательно. Они будут подвержены последую-

щей зарядке в хвосте метеороида под действием различных токов при достижении высот с более плотной плазмой хвоста метеороида и прогрессивному дроблению (т.е. дроблению уже отделившихся фрагментов).

Также от метеорного тела отделяются струи и капли расплавленного вещества с характерными размерами 0.3 мм и менее, как показывают опыты [28], которые быстро охлаждаются, затвердевают и образуют мелкие пылевые частицы.

На этом этапе в хвосте метеороида не образуется достаточно плотной плазмы, так как концентрация электронов и ионов мала при данных температурах. Описанные механизмы зарядки не относятся к развитию модуляционной неустойчивости, вызванной пылевым звуком, поэтому не рассматриваются в данной статье подробно.

2. Время, за которое температура возрастает до нескольких десятков тысяч градусов мало, и дальше начинается активная ионизация и дробление мелких пылевых частиц в метеорном следе за счет приобретения ими критических зарядов. В этой области концентрации электронов и ионов, а также пылевых частиц высоки. Здесь играют роль токи электронов и ионов плазмы хвоста метеороида на частицы и эмиссионные токи с пылевых частиц. По-прежнему будет происходить механическое дробление (давление в ударной волне со временем будет возрастать и механическое дробление будет более интенсивным) и отделение расплавленных струй. На удалении от метеорного тела пары метеорного вещества будут конденсироваться и образовывать пылевые частицы преимущественно сферической формы. В данном случае частицы заряжаются положительно, так как эмиссии электронов с их поверхности велики.

Вообще говоря, неважно, каким образом отделяются частицы от метеорного тела, все они будут подвержены зарядке под действием токов. Независимо от типа дробления метеорного тела, можно оценить концентрацию пылевых частиц в следе по массе, сброшенной метеорным телом во время вспышки (см. раздел 1). Сброс метеорного вещества во время вспышек, которые имеют длительность 0.01-0.04 с и сопровождают полет метеорного тела на всем его протяжении [31] дают различные значения характерных размеров образующихся частиц: a = 30-110 мкм [40] и 10-1000 мкм с максимумом 70-140 мкм [41]. Симоненко объясняет это наличием в метеорных телах включений и структурных элементов с характерными размерами 30— 110 мкм. Такие частицы, как будет показано ниже в этом разделе, приобретают высокие положительные заряды и дробятся из-за превышения давления электростатического поля прочностных характеристик вещества до наномасштабных, которые при данных параметрах плазмы хвоста метеороида оказываются жизнеспособными. Таким образом, эффекты, связанные с зарядкой пылевых частиц как раз обеспечивают прогрессивное дробление фрагментов метеорного вещества.

Зарядка пылевых частиц определяется уравнением

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = \sum I,\tag{1}$$

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 [36] в метеорном следе, током ионов на пылевые частицы можно пренебречь.

Ток электронов и ионов следа на пылевую частицу согласно зондовой модели в случае положительной зарядки частиц дается выражениями (для сферических пылевых частиц) [23, 42]

$$I_{e}(q_{d}) = -en_{e}\pi a^{2}\sqrt{\frac{8T_{e}}{\pi m_{e}}}\left(1 + \frac{q_{d}e}{aT_{e}}\right), \tag{2}$$

$$I_{i}^{eq}(q_{d}) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}}a^{2}V_{T_{i}}en_{i}\left\{2\exp\left(-\frac{V_{i}^{2} + V_{\min}^{2}\left(q_{d}\right)}{2V_{T_{i}}^{2}}\right) \times \left(-\frac{V_{i}V_{\min}\left(q_{d}\right)}{V_{T_{i}}^{2}}\right)\right\} \times \left(-\frac{V_{i}V_{\min}\left(q_{d}\right)}{V_{T_{i}}^{2}}\right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{V_{T_{i}}}{V_{i}}\left(1 + \frac{V_{i}^{2}}{V_{T_{i}}^{2}} - \frac{2eq_{d}}{am_{i}V_{T_{i}}^{2}}\right) \times \left(-\frac{V_{\min}\left(q_{d}\right) + V_{i}}{\sqrt{2}V_{T_{i}}}\right) - \exp\left(-\frac{V_{\min}\left(q_{d}\right) - V_{i}}{\sqrt{2}V_{T_{i}}}\right)\right\}.$$

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,  $V_{Ti} = \left(T_i/m_i\right)^{1/2}$  — тепловая скорость ионов,  $V_{\min(q_d)} = \left(2eq_d/am_i\right)^{1/2}$ ,  $q_d = Z_de$ ,  $Z_d$  — заряд пылевой частицы.

Ток механоэмиссии с поверхности трещины на пылевых частицах будет быстро ступенчато падать со временем [22]. Он будет существенно меньше обратного тока механоэлектронов на частицы, так как электроны, эмитируемые с трещин, порождают вторичные электроны. Количество вторичных электронов приблизительно в 300 раз больше [38]. Электроны, которые эмитируют с поверхности трещин, в результате механоэмиссии создают положительные заряды на пылевых частицах.

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 [19, 23, 42], однако имеет модификации и может даваться выражением

$$I_{eM}(q_d) = -en_d Z_d \pi a^2 N_M \alpha \beta \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left( 1 + \frac{q_d e}{a T_e} \right), \quad (4)$$

где  $N_M$  — коэффициент механоэмисии, который показывает, сколько электронов выбивается одним механоэлектроном,  $\alpha$  — коэффициент, пока-

зывающий отношение площади трещины, в которой рождаются механоэлектроны, к площади поверхности сферической пылевой частицы, β – вероятность образования трещины. В данной работе принимается  $N_M = 300$ ,  $\beta = 0.5$ ,  $\alpha = 1/5$ . Таким образом, коэффициент  $N_M \alpha \beta = 15$ .

Обратный ток механоэмиссии приобретает существенное значение, когда велика концентрация пылевых частиц. На первом этапе дробления частицы будут иметь сравнительно большие размеры и сравнительно малую концентрацию, а на втором меньшие размеры и большую концентрацию. Поэтому, а также учитывая долгоживучесть высокоэнергетичных механоэлектронов, которые порождают вторичные электроны, механоэмиссия будет актуальна на втором этапе зарядки пылевых частии.

Ток термоэлектронной эмиссии [43]

$$I_T = \frac{4\pi m_e}{h^3} T^2 e^{-\chi/T},$$
 (5)

где  $\chi$  — 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.

Учитывая сказанное выше, уравнение зарядки частиц примет вид

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = e\pi a^2 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left( 1 + \frac{Z_d e^2}{aT_e} \right) \times \\
\times (-n_d Z_d N_M \alpha \beta - n_e) + \frac{4\pi m_e}{h^3} T^2 e^{-\chi/T}.$$
(6)

Можно модифицировать данные формулы для цилиндрических частиц, которые также будут встречаться в хвосте метеороида при его дроблении:

$$\begin{split} \frac{\partial q_d}{\partial t} &= 2\pi R(R+l)e\sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}\left(1 + \frac{Z_d e^2}{aT_e}\right) \times \\ &\times (-n_d Z_d N_M \alpha \beta - n_e) + \frac{4\pi m_e}{h^3} T^2 e^{-\chi/T}, \end{split} \tag{7}$$

где R — радиус цилиндрической частицы, а l — ее длина.

Оценка величины зарядов пылевых частиц согласно зондовой модели для сферических пылевых частиц [23, 42, 44] в стационарной ситуации дает

$$\frac{Z_d e^2}{aT_e} \sim 2-4,\tag{8}$$

зарядовые числа имеют порядок  $1-10^5$  для частиц с размерами от нанометра до сот микрометров (для a = 1 нм  $-Z_d = 4$ , для a = 80 нм  $-Z_d = 3 \times 10^2$ ,

для a = 1 мкм —  $Z_d = 4 \times 10^3$ , для a = 10 мкм —  $Z_d = 4 \times 10^4$ , для a = 100 мкм  $-Z_d = 4 \times 10^5$ ). Решением уравнения (6) будет

$$Z_d = \frac{bCe^{-bt}}{1 - aCe^{-bt}} + Y,$$
 (9)

где

$$\begin{split} a &= -\pi a^2 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} n_d \cdot 15 \frac{e^2}{aT_e}, \\ b &= \pi a^2 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left( -n_d \cdot 15 - \frac{n_e e^2}{aT_e} \right), \\ c &= n_e \pi a^2 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} + \frac{4\pi m_e}{h^3} T^2 e^{-\chi/T}, \\ Y &= \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad C &= \frac{Y}{aY - b}. \end{split}$$

Константа найдена из предположений, что частицы в начальный момент времени имели нулевой заряд.

Время, за которое частица размером 80 нм достигнет заряда  $3 \times 10^2$  в хвосте метеороида с температурой электронов  $T_e = 2$  эВ будет равно

$$t = -\frac{1}{b} \ln \left| \frac{Z_d - Y}{a(Z_d - Y) + b} C \right| = 10^{-12} \text{ c}$$

для концентрации пылевых частиц  $n_d = 10^8$  см<sup>-3</sup>.

Времена зарядки имеют значительно меньшие величины, чем времена плавления. Из этого можно сделать вывод, что учет процессов зарядки в задаче о дроблении метеорного тела важен уже при начальной стадии плавления метеорного тела.

Дробление пылевых частии под действием зарядки в метеорном следе

Найдем условия раскалывания сферических и цилиндрических частиц в результате их зарядки. Когда прочностные характеристики вещества о оказываются меньше, чем электростатическое давление на поверхность частицы, частица раскалывается. Характерные значения о для пористого силикатного вещества  $(1-3) \times 10^4$  дин/см<sup>2</sup> [35], для монодисперсных силикатов  $(1-3) \times 10^6$  дин/см². Для гранитов  $(0.5-3) \times 10^8$  дин/см², для каменных метеороидов  $2 \times 10^7 - 5 \times 10^8$  дин/см² [18].

Давление на поверхности заряженных частиц сферической формы дается известным выражением

$$P = \frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{a^4} Z_d^2. \tag{10}$$

Можно также получить давление на поверхности заряженных частиц цилиндрической формы

$$P = \frac{Z_d^2 e^2}{2\pi R^2 l^2},\tag{11}$$

где l — длина цилиндрической пылевой частицы, R — ее радиус.

Сравнивая значения давления для частиц одного размера, но разной формы (сферы и цилиндра) получаем для характерных размеров гранитных пылевых частиц R = 20 нм, l = 100 нм, a == 80 нм, что вытянутые частицы раскалываются легче, чем сферические. В случае сферических частиц критические заряды (искомые из предположения  $\sigma = P$ ) имеют порядок  $10^4$  зарядов электронов, в случае цилиндрических — 10<sup>3</sup> зарядов электронов. Данные значения зарядов не достигаются частицами с размерами несколько десятков нанометров и температурой 1–2 эВ. Поэтому не стоит ожидать интенсивного дробления наномасштабных частиц гранитных и каменных пород, чьи значения прочности материала близки. И, как следствие, частицы такого размера могут присутствовать в ионосфере Земли после пролета метеороида, что подтверждается данными наблюдений. Однако для силикатных частиц прочностные характеристики материала существенно ниже и наномасштабные силикатные частицы также будут подвержены дроблению. Микромасштабные частицы будут либо дробиться до меньших размеров, либо быстро седиментировать в нижние слои атмосферы.

Однако для микромасштабных частиц на начальной стадии полета метеороида дробление идет интенсивно. При этом цилиндрические частицы раскалываются при меньших зарядах и их дробление дает несколько частиц с формой, приближенной к сфере. Помимо этого, при меньших размерах частицам легче расколоться, так как в формуле давления размер стоит в знаменателе в четвертой степени, а заряд в числителе во второй. Найдем критический размер  $a_*$  частиц, ниже которого они не будут подвержены дроблению. Для этого рассмотрим, какие заряды приобретают сферические частицы в плазме хвоста метеороида с температурой 1-2 эВ. Учитывая прочностные характеристики различных пород метеорного вещества, можно сделать вывод, что для монодисперсных силикатов критический размер жизнеспособных частиц  $a_* \sim 10-50$  нм, для гранитов и каменных метеорных тел  $a_* \sim 1$  нм.

Стоит отметить, что заряженные микромасштабные частицы в связи с достаточно большим весом (когда сила тяжести превышает силы трения и электростатические силы притяжения к частицам в плазме хвоста метеороида), могут седиментировать из плазмы хвоста метеороида в более нижние слои ионосферы Земли и далее подвергаться там процессам зарядки и дроблению под действием ионосферных токов. Зарядка и дробление таких частиц также может оказывать влияние на модуляцию электромагнитных волн от метеорного следа пылевыми звуковыми возмущениями

и, как следствие, возникновению электрофонных шумов от метеороидов в звуковом диапазоне частот. Так, в [15] рассматривалось объяснение возникновения ионосферных радиошумов посредством модуляционного взаимодействия электромагнитных волн в ионосфере, связанного с пылевым звуком. Шумы наблюдались на частотах ниже 60 Гц. Расчеты проводились для типичных параметров ионосферы Земли во время метеорного потока Персеиды — концентрации пылевых частиц  $n_d \sim 10^3 - 10^4$  см $^{-3}$ , температуры нейтралов  $T_n = 150$  K, концентрации нейтралов  $n_n \sim 10^{14}$  см $^{-3}$ , концентрации электронов и ионов  $n_e \approx n_i \sim 10^2 - 10^5$  см $^{-3}$ .

## 3. МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИОВОЛН ОТ МЕТЕОРОИДА С ПЫЛЕВЫМИ ЗВУКОВЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

В данном разделе рассматривается модуляция электромагнитной волны от плазмы метеорного следа, связанная с пылевыми звуковыми колебаниями.

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.

Наномасштабная заряженная пыль с достаточно высокой концентрацией присутствует в атмосфере Земли во время пролета метеороида и достаточно долгое время после пролета метеороида (несколько месяцев [12]).

В условиях диффузионного равновесия система основных уравнений, описывающих модуляционную неустойчивость, имеет вид [16, 17]

$$e n_{e0} \nabla \varphi - T_{e0} \nabla n_{e1} - n_{eo} \nabla T_{e1} - \frac{n_{eo} e^2}{2m_e \omega_0^2} \nabla |E|^2 = 0, \quad (12)$$

$$e n_{i0} \nabla \varphi + \kappa T_{i0} \nabla n_{i1} + \kappa n_{i0} \nabla T_{i1} = 0, \tag{13}$$

$$\frac{\partial^2 n_{d1}}{\partial t^2} + v_{dn} \frac{\partial n_{d1}}{\partial t} = \frac{n_{d0} q_{d0} \Delta \varphi}{m_d}, \tag{14}$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial T_{el}}{\partial t} - \frac{\chi_e}{2}\Delta T_{el} + \overline{\nu_{ei}}(T_{il} - T_{el}) + \overline{\nu_{en}}T_{el} - \frac{T_{e0}}{n_{e0}}\frac{\partial n_{el}}{\partial t} = 0,$$
(15)

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_{i1}}{\partial t} - \frac{\chi_{i}}{2} \Delta T_{i1} + \overline{\nu_{ei}} (T_{e1} - T_{i1}) + \overline{\nu_{in}} T_{i1} - \frac{T_{i0}}{n_{i0}} \frac{\partial n_{i1}}{\partial t} = \frac{2\nu_{e} e^{2} |E|^{2}}{m_{e} \omega_{0}^{2}},$$
(16)

$$\Delta \varphi = 4\pi (n_{el}e - n_{il}e - q_{do}n_{d1} - n_{d0}q_{d1}). \tag{17}$$

Здесь и далее использованы все формулы и величины в СГС,  $m_{\xi}$  — масса частиц сорта  $\xi$ ,  $n_{\xi}$  — концентрация частиц сорта  $\xi$ ,  $\xi = e, i, d$  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, ф – потенциал низкочастотного возмущения,  $\mathbf{E}_0$  — электрическое поле электромагнитной волны накачки,  $\omega_0$  — частота этой волны,  $\kappa$  — 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  $=\sum_{\xi=i(e),n,d} 3(m_{e(i)}/m_{\xi}) \nu_{e(i)\xi}, \nu_{\xi\eta}$  — частота столкновений частиц сорта  $\xi=e,i,n,d$  с частицами сорта  $\eta = e, i, n, d$ , характеризующая скорость выравнивания температур электронов и ионов;  $\chi_e =$ =  $3.16T_e/(m_e v_e)$ ,  $\chi_i = 3.9T_i/(m_i v_i)$  — электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно, здесь  $v_{e(i)} = \sum_{\xi=i(e),n,d} v_{e(i)\xi}$ ,  $\Delta$  — оператор Лапласа.

Как видно из системы уравнений (12)—(17), 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  $\Omega$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями, уравнения, описывающие эволюцию высокочастотного электромагнитного поля можно записать в виде

$$\mathbf{\varepsilon}_{\pm}\mathbf{E}_{\pm} - \frac{c^2}{\omega_{+}^2}\mathbf{K}_{\pm} \times (\mathbf{K}_{\pm} \times \mathbf{E}_{\pm}) = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{+}^2} \mathbf{E}_{0\pm}, \quad (18)$$

где  $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$  и  $\mathbf{K}_{\pm} = \mathbf{k} \pm \mathbf{K}_0$ ;  $\omega_0$ ,  $\mathbf{K}_0$  — частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки;  $\mathbf{K}$  — волновой вектор амплитудной модуляции электромагнитной волны накакчки;  $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_{e0} e^2/m_e$  — электронная плазменная частота;  $\varepsilon_{\pm} = 1 - \omega_{pe}^2/\omega_{\pm}^2$  — 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  $q_d > 0$ , и модуляционная неустойчивость развивается, когда

$$\frac{\left|\mathbf{E}_{0}\right|^{2}}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \gg \max \left\{ \frac{3}{8} \frac{C_{Sd} K}{v_{e}} \frac{\omega_{0}^{2} v_{e}^{2} + K^{4} c^{4}}{K^{2} c^{2}} \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega_{pe}^{4}}, \frac{3}{8} \frac{(\omega_{\chi e} + \overline{v_{en}})^{3}}{v_{e} C_{Sd}^{2} K^{2}} \frac{\omega_{0}^{2} v_{e}^{2} + K^{4} c^{4}}{K^{2} c^{2}} \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega_{pe}^{4}} \right\}.$$
(19)

Здесь  $C_{sd} = |q_{d0}/e|\sqrt{n_dT_e/n_em_d}$  — скорость пылевого звука,  $K = |\mathbf{K}|$  — длина волнового вектора модуляционных 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 [16]

$$\Omega \sim \Gamma \sim \left(\omega_0 \frac{C_{Sd}^2}{\chi_e} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_0^4}\right)^{1/2} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}}\right)^{1/2},$$
 (20)

где  $\Gamma$  — максимальный инкремент модуляционной неустойчивости,  $\omega_{pe}$  — 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

$$\gamma(K) \approx 2\sqrt{2} \left( v_e \frac{C_{Sd}^2 K^2}{\omega_{\chi e}(K) + \overline{v_{en}}} \right)^{1/2} \times \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0} \frac{Kc}{\sqrt{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}} \left( \frac{\left| \mathbf{E}_0 \right|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}.$$
(21)

Ввиду высокой температуры электронов, для плазмы метеороидных хвостов  $\omega_{\chi e}(K) \gg \nu_{en}$  и столкновения электронов с нейтралами можно не учитывать, в отличие от ионосферной плазмы, где затухание пылевых звуковых волн связано со столкновениями пылевых частиц и нейтралов ионосферы [17]. Характерные значения для концентрации нейтралов в хвосте метеороида имеют величины на порядок меньше, чем в ионосферной плазме.

Закон дисперсии пылевых звуковых волн  $\omega_{\text{Sz}}(k)$  имеет вид

$$\omega_{Sd}(k) = \operatorname{Re} \omega_{Sd}(k) + i \operatorname{Im} \omega_{Sd}(k), \qquad (22)$$

ГЛ

Re 
$$\omega_{Sd}(k) = \sqrt{\frac{C_{Sd}^2 k^2}{1 + \lambda^2 k^2} - \frac{v_{dn}^2}{4}},$$
 (23)

Im 
$$\omega_{Sd}(k) = -\frac{\mathbf{v}_{dn}}{2} - \frac{(\operatorname{Re} \omega_{Sd}(k))^{2}}{2} \left( \frac{\mathbf{v}_{en}}{k^{2} v_{Te}^{2}} + \frac{\mathbf{v}_{in}}{k^{2} v_{Ti}^{2}} \right).$$
 (24)

Здесь k — длина волнового вектора пылевых звуковых возмущений,  $\nu_{dn}=(4/3)\pi a^2\sqrt{8T_{n0}/\pi m_n}\times m_n(m_n/m_d)$  — 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  $\omega_{Sd} \gg \nu_{dn}, k v_{Td}$ ,  $\nu_{en} \gg \omega_{Sd}, k v_{Te}$ ,  $\nu_{in} \gg \omega_{Sd}, k v_{Ti}$ ,  $\omega_{Sd} \nu_{en} \gg k^2 v_{Te}^2$ ,  $\omega_{Sd} \nu_{in} \gg k^2 v_{Ti}^2$ , которые обычно выполняются для плазмы метеорных следов.

Применимость описанного метода для метеорных следов возможна в том случае, когда длина электромагнитной волны от метеорного следа  $\lambda$  много меньше ширины следа L. В противном случае нужно учитывать эффекты неоднородности. Кроме того, в хвосте метеороида соответствующие значения K могут принимать другие значения и изменяться на границе хвоста метеороида и ионосферы. Описанный метод может быть выполнен для сравнительно небольших метеорных тел, приходящих с метеорными потоками. 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 метеорных потоков, для объяснения возникновения низкочастотных колебаний в результате развития модуляционной неустойчивости берутся радиоволны метрового и декаметрового диапазонов (что соответствует частотам порядка десятков и сотен МГц [3]). Метеороиды с размером 1-10 см порождают хвост с радиусом от метра до десятков метров, поэтому для расчетов выбираются значения K в диапазоне  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  см<sup>-1</sup>.

Для широкого диапазона параметров пылевой плазмы метеороидных хвостов: характерного размера пылевых частиц в метеорном следе  $a \sim 80-10^3$  нм [45] и их концентраций  $n_d \sim 10^6-10^8$  см<sup>-3</sup>, температуры  $T_e = 2$  эВ получаем  $\omega_d \sim 10^3-10^4$  рад/с и  $\nu_{dn} \sim 0.1-0.2$  с<sup>-1</sup>. Более конкретные значения для отдельных параметров приведены в табл. 1. Характерные значения частоты пылевых звуковых колебаний для различных волновых векторов (для  $n_d = 10^6$  см<sup>-3</sup>,  $n_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>): k = 0.1 см<sup>-1</sup>,  $\omega_{Sd} = 0.27$  рад/с; k = 1 см<sup>-1</sup>,  $\omega_{Sd} = 10$  рад/с; k = 10 см<sup>-1</sup>,  $\omega_{Sd} = 10$  рад/с; k = 60 см<sup>-1</sup>,  $\omega_{Sd} = 60$  рад/с; k = 360 см<sup>-1</sup>,  $\omega_{Sd} = 360$  рад/с. Для больших значений волнового вектора пространственные масштабы будут не характерны для пылевого звука (меньше  $\sim 0.01$  см). Минимальное значение волнового вектора, при котором могут возникать пы-

левые звуковые волны k = 0.02 см<sup>-1</sup>. Соответственно, частоты регистрируемых сигналов будут лежать в диапазонах 0.003-60 Гц.

Пылевые звуковые возмущения возбуждаются в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн. Если инкремент неустойчивости, в который входит электромагнитная волна накачки, меньше, чем частота столкновений нейтралов с пылью  $V_{dn}$ , деленная пополам (на высоте 110 км эта величина равна  $0.1\ c^{-1}\ [17]$ ), то может развиваться модуляционная неустойчивость (которая является линейной стадией модуляционного взаимодействия). Для существования распространяющейся пылевой звуковой волны необходимо, чтобы  $\omega_d \approx C_{sd}/\lambda_d > V_{dn}$ .

Значения концентраций электронов и ионов в следах метеороидов практически не отличаются для параметров дня и ночи, поэтому расчеты для инкрементов неустойчивости проводятся 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 = 80 нм и зарядом  $Z_d = 3 \times 10^3$  (жизнеспособных частиц для монодисперсных силикатов, гранитных и каменных метеорных тел). Напряженность электрического поля  $E_0$  в хвосте метеороида берется 10 В/м [18].

Из табл. 1 видно, что для возможных параметров плазмы метеорных следов  $C_{sd}/\lambda_d > \nu_{dn} \sim 0.1-0.2~{\rm c}^{-1}$  и  $\gamma > \nu_{dn} \sim 0.1-0.2~{\rm c}^{-1}$ , следовательно распространение пылевых звуковых волн и возникновение модуляционной неустойчивости электромагнитной волны от метеорного следа, связанной с пылевыми звуковыми колебаниями в метеорном следе, осуществляется.

Пыль, которая модулирует электромагнитную волну от ионизованного метеорного следа может находиться как в головной части ударной волны у дробящегося метеорного тела, так и на достаточно больших расстояниях от метеорного тела в метеорном следе. Также на модуляцию волн может влиять заряженная пыль, которая присутствует в ионосфере от предыдущих сгоревших метеороидов, или же крупные пылевые частицы, которые седиментируют из метеороидного хвоста в более нижние слои ионосферы, заряжаются и дробятся под действием ионосферных токов и находятся на пути электромагнитных волн от метеороида. Однако, как показывают работы Мусатенко [24], модуляция электромагнитных волн пылевыми звуковыми возмущениями сильнее во время метеорных дождей. То есть заряженная пыль, которая остается в атмосфере в результате пролета метеороидов имеет конечный период жизни и не всегда способна повлиять на процессы, связанные с пролетом будущих метеороидов. Отсюда можно заключить,

Таблица 1. Инкременты модуляционной неустойчивости для различных параметров пылевой плазмы метеорных следов и величина, характеризующая развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн от метеороидов

Параметры			•(V) a=1	C /\ a-1
$n_d$ , cm <sup>-3</sup>	$n_e$ , cm <sup>-3</sup>	K, cm <sup>-1</sup>	$\gamma(K)$ , c <sup>-1</sup>	$C_{sd}/\lambda_d$ , c <sup>-1</sup>
10 <sup>6</sup>	10 <sup>13</sup>	$10^{-2}$	$10^{3}$	$4 \times 10^{4}$
$10^{6}$	$10^{16}$	$10^{-2}$	$3 \times 10^{5}$	$10^{4}$
$10^{8}$	$10^{13}$	$10^{-2}$	$10^{5}$	$4 \times 10^{3}$
$10^{8}$	$10^{16}$	$10^{-2}$	$3 \times 10^{6}$	10 <sup>5</sup>
$10^{6}$	$10^{13}$	$10^{-3}$	$5 \times 10^{4}$	$4 \times 10^{4}$
$10^{8}$	$10^{16}$	$10^{-3}$	$10^{6}$	10 <sup>5</sup>

что пыль, модулирующая электромагнитные волны от метеороидов попадает в атмосферу в результате сгорания этих самых метеорных тел.

Напряженность электрического поля в хвосте метеора приобретает величины выше, чем собственные ионосферные поля, которые имеют порядок  $10^{-5}$  B/м [46]. Отмечается, что во время, предшествующее землетрясениям, ионосферное электрическое поле может резко возрастать до значений 5—15 мВ/м [47]. Данные значения много меньше значений электрических полей, возникающих в ионосфере при пролете метеороида, поэтому эффекты, связанные с распространением электромагнитных возмущений от метеорных тел в ионосфере, можно считать превалирующими над другими ионосферными процессами. Соответственно, могут возникать и развиваться различные процессы, такие как модуляционное взаимодействие радиоволн и другие. Однако в дневвремя во время солнечных вспышек энерговыделение в ионосфере имеет более высокие порядки, чем при пролете метеороидов [48]. В данной ситуации, которая встречается сравнительно редко, не стоит ожидать развития модуляшионной неустойчивости электромагнитных волн от метеороидов во время солнечных вспышек.

#### ВЫВОДЫ

Рассмотрены плазменно-пылевые процессы в ионосфере Земли, связанные с пролетом метеорных тел и распространением метеорного следа. Предложено объяснение возникновения звуков от метеорных потоков в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн от метеороидов, связанной с пылевой звуковой модой и дальнейший перенос звуковых волн до поверхности посредством передачи пылевых звуковых возмущений колебаниям нейтралов. Показано, что в результате зарядки пылевых частиц метеорного вещества, образуемых в результате дробления метеорного тела и приобретения частицами высоких 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 (0.003—60 Гц). Вычисляются инкременты, при которых происходит модуляционное возбуждение низкочастотных пылевых звуковых возмущений. Приводятся условия развития модуляционной неустойчивости.

Отмечается, что пыль в хвосте метеороида образуется в результате дробления метеорного тела под лействием токов ионов и электронов окружающей плазмы, тока термоэлектронной эмиссии, тока механоэмиссии и обратного тока механоэлектронов. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц и при определенных условиях, к их дроблению. Приведены оценки концентрации пыли в хвосте метеороида, вычислены критические размеры жизнеспособных частиц и показаны условия их дробления. Выведены уравнения зарядки для сферических и цилиндрических пылевых частиц в хвосте метеороида. Рассчитано, что при равных условиях цилиндрические частицы раскалываются легче, чем сферические. Оценено время зарядки частиц в метеорном следе и приведены минимальные размеры жизнеспособных частиц.

Для существования распространяющейся пылевой звуковой волны необходимо, чтобы частота колебаний пыли была больше частоты столкновений пыли с нейтралами. Все данные условия выполняются для характерных условий пылевой плазмы хвоста метеорного тела. Показано, что пылевые звуковые возмущения модулируют радиоволну от метеороида на частотах, характерных для пылевого звука 0.003-60 Гц. Влияние модуляционной неустойчивости на распространение электромагнитных волн от плазмы метеороидных хвостов существенно на высотах, характерных для сгорания метеорных тел (80–120 км для мелких метеорных тел, соответствующих метеорным потокам). Корреляция наблюдений низкочастотных ионосферных радиошумов с частотами 0.003-60 Гц с метеорными потоками Персеиды, Леониды, Геминиды, Ориониды обусловлена возможностью генерации пылевой плазмы от метеороидных хвостов на высотах 80—120 км вследствие взаимодействия этих потоков с ионосферой.

Вычисляются инкременты, при которых происходит модуляционное возбуждение низкочастотных пылевых звуковых возмущений. Приводятся условия развития модуляционной неустойчивости. Отмечается, что на модуляцию волн
может влиять заряженная пыль, которая присутствует в ионосфере от предыдущих сгоревших метеороидов, или же более крупные пылевые частицы, которые седиментируют из метеороидного
хвоста в более нижние слои ионосферы, заряжаются и дробятся под действием ионосферных токов и находятся на пути электромагнитных волн
от метеороида. Показано, что не стоит ожидать
развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн от метеороидов во время сол-

нечных вспышек. В статье рассматривается ситуация, когда длина электромагнитной волны от метеорного следа много меньше ширины следа. В данном случае приведенный метод по описанию модуляционного взаимодействия применим.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-00005).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Бронштэн В.А.* Метеоры. Метеориты. Метеороиды. М.: Наука, 1987.
- 2. *Филоненко А.Д.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. С. 693.
- 3. Zhang X., Hancock P., Devillepoix H.A.R., Wayth R.B., Beardsley A., Crosse B., Emrich D., Franzen T.M.O., Gaensler B.M., Horsley L., Johnston-Hollitt M., Kaplan D.L., Kenney D., Morales M.F., Pallot D., Steele K., Tingay S.J., Trott C.M., Walker M., Williams A., Wu C., Ji J., Ma Yu. // Monthly Not. Royal Astron. Soc. 2018. V. 477. P. 5167.
- Spalding R., Tencer J., Sweatt W., Conley B., Hogan R., Boslough M., Gonzales G., Spurný P. // Sci. Reps. 2017. V. 7. P. 41251. https://doi.org/10.1038/srep41251
- 5. Trautner R., Koschny D., Witasse O., Zender J., Knöfel A. // Proc. Asteroids, Comets, Meteors ACM 2002. International Conference. 2002. ISBN 92-9092-810-7. P. 161–164.
- Zgrablić G., Vinković D., Gradečak S., Kovačić D., Biliskov N., Grbac N., Andreić Ž., Garaj S. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. SIA11-1. https://doi.org/10.1029/2001JA000310
- Verveer P., Bland A., Bevan A.W.R. // 63rd Ann. Meteoritical Soc. Meeting. 2002. Publisher: Meteoritical Society. P. A163-A164.
- 8. Keay C.S.L. // J. Sci. Exploration. 1993. V. 7. P. 337.
- 9. *Замоздра С.Н.* // Материалы Всеросс. научной конф. "Метеорит Челябинск год на Земле", Челябинск, 2014. С. 151.
- Кринов Е.Л. Инструкция по наблюдению падений, поискам и сбору метеоритов. М.: Изд-во АН СССР, 1950.
- 11. *Астапович И.С.* // Мироведение. 1929. Т. 18. № 6. С. 337.
- 12. Метеорная материя в атмосфере Земли. Сборник статей / Ред. В.В. Федынского, И.С. Астаповича, В.А. Бронштэна, И.Т. Зоткина, В.И. Цветкова. М.: Наука, 1966.
- Popova O. // 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. AIAA-2000-0587. 2000. https://doi.org/10.2514/6.2000-587.
- Tatum J.B., Stumpf L.L. // Publ. Astronom. Soc. Pacific. 2000. V. 112. P. 1487.
- Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2008.
   Т. 34. С. 517.
- 16. *Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 188.
- 17. *Борисов Н.Д., Копнин С.И., Морозо-ва Т.И., По- пель С.И.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 346.
- 18. Бронштэн В.А. // Астрон. вестн. 1991. Т. 25. С. 490.
- 19. *Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I.* // Problems of Atomic Science and Technology, Ser.: Plasma Physics. 2012. № 82. P. 84.

- Молоцкий М.И. // Физика твердого тела. 1977. Т. 12. С. 642.
- Финкель В.М., Головин Ю.И., Куликова Г.П. // Физика твердого тела. 1975. Т. 17. С. 301.
- 22. *Молоцкий М.И.* // Физика твердого тела. 1976. Т. 18. С. 1763.
- 23. *Klumov B.A.*, *Popel S.I.*, *Bingham R.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 524.
- 24. Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Курочка Е.В., Ласточкин А.В., Чолий В.Я., Максименко О.И., Сличенко А.С. // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46. С. 182.
- Hunten D.M., Turco R.P., Toon O.B. // J. Atmospheric Sci. 1980. V.37. P. 1342.
- 26. *Астапович И.С.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физматгиз, 1958.
- Андрущенко В.А. // Компьютерные исследования и моделирование. 2018. № 5. С. 605.
- 28. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
- 29. Whipple F.L. // Astron. J. 1952. V. 57. P. 28.
- 30. *Левитский С.М.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. С. 674.
- 31. *Jenniskens P., Stenbaek-Nielsen H.C.* // Astrobiology. 2004. V. 4. P. 95. https://doi.org/10.1089/153110704773600267
- 32. *Jenniskens P.* // Proc. Meteoroids 2001 Conf., 6—10 August 2001, Kiruna, Sweden / Ed.: Barbara Warmbein. ESA SP-495, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-805-0, 2001. P. 247.
- Метеоры. Сб. статей / Ред. И.С. Астапович. М.: Наука, 1959.
- 34. Öpik E.J. // Proc. Roy. Soc., Ser. A. 1955. V. 230. P. 463.
- Seizinger A., Speith R., Kley W. // Astron. Astrophys. 2013. V. 559. P. A19. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322046
- 36. Фурман А.М. // Астрон. журн. 1960. V. 37. C. 746.
- 37. Кринов Е.Н. Железный дождь. М.: Наука, 1981.
- 38. *Медведев Ю.А., Хохлов В.Д.* // Астрон. вестн. 1975. Т. 9. С. 102.
- Hocking W.K., Silber R.E., Plane J.M.C., Feng W., Garbanzo-Salas M. // Annales Geophysicae. 2016. V. 34. P. 1119.
- Simonenko A.N. // Physics and Dynamics of Meteors / Eds. L. Kresak, P.M. Millman. Dordrecht: D. Reidel Publishing company, 1968. P. 207.
- 41. *Бабажанов П.Б.* // Кометы и метеоры. 1971. № 20. С. 17.
- 42. Vladimirov S.V. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 2762.
- 43. *Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И.* // Инженерная физика. 2017. № 11. С. 38.
- 44. *Tsytovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 2008.
- 45. Gabrielli P., Barbante C., Plane J., Varga A., Hong S., Cozzi G., Gaspari V., Planchon F., Cairns W., Ferrari C., Crutzen P., Cescon P., Boutron C. // Nature. 2004. V. 432. P. 1011.
- 46. *Денисенко В.В., Помозов Е.В.* // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 16. С. 70.
- 47. *Карпов М.И.* // Труды Кольского научного центра. 2016. № 4—2. С. 106.
- 48. Физические величины: Справочник / Ред.: *И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов*. М.: Энергоатомиздат, 1991.