

УДК 523.6

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

© 2023 г. А. Д. Филоненко*

Луганский национальный университет им. Владимира Даля, Луганск, Россия

**E-mail: uy5lo@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2022 г.

После доработки 22.09.2022 г.

Принята к публикации 29.10.2022 г.

Исходя из наблюдательных фактов, автор предлагает модель образования электрического заряда в железных метеоритах в нижних слоях атмосферы посредством фотоэлектронной эмиссии при воздействии на его поверхность излучения высокотемпературной плазмы. Показано, что при больших числах Маха взрывоподобное разрушение железного метеорита может быть вызвано не только инерционными, но и электростатическими силами. Последующая зарядка фрагментов намного увеличивает их суммарный заряд, а движение с ускорением вызывает электромагнитное излучение в диапазоне низких частот. Электростатические и электромагнитные поля, сопровождающие движение метеорных тел в атмосфере, могут быть причиной наблюдаемых эффектов на поверхности Земли, т.е. радиопомех, поражения электрическим зарядом человека, огней св. Эльма и некоторых других.

Ключевые слова: метеорит, ударная волна, фотоэлектронная эмиссия, электрический заряд, радиоизлучение

DOI: 10.31857/S0320930X23020020, **EDN:** NVIQWZ

ВВЕДЕНИЕ

Известно много ярких примеров, необыкновенного воздействия падающих болидов, свидетелями которых было множество людей, находящихся в непосредственной близости от его траектории. Например, характерная ситуация имела место с Чулымским метеоритом в 1984 г. (Анфиногенов, 1985). Полет сопровождался очень необычными звуковыми эффектами. По мере движения были 2–3 особенно яркие вспышки, и на высоте 10–12 км тело начало интенсивно разрушаться. Многие свидетели одновременно с наблюдениями ярких оптических эффектов слышали звуки, характерные для электрических разрядов. Это так называемые электрофонные звуки, которые вызваны не распространением механических колебаний воздуха, а связаны, по мнению некоторых исследователей, с электромагнитными волнами низкой частоты, излучаемыми болидом. Обычный звук на несколько минут запаздывал бы от видимых вспышек, как, например, гром от молнии. Кроме этого, во многих населенных пунктах очевидцы говорили о тепломехах. В поселке Минаевка, близ которого произошла финальная вспышка, вышли из строя фотоэлементы люминесцентных ламп.

Не менее яркое событие имело место в сентябре 2002 г., когда над территорией Иркутской области наблюдался так называемый Витимский болид (Дмитриев, 2005) с начальной массой (до сгорания в атмосфере) около 160 т. Во время его полета в районе поселка Мама очевидцами отмечались необычные звуки (шуршание, жужжание) и нарушение режима электроснабжения. Согласно показаниям свидетелей, лампы накаливания в люстре во время полета болида зажглись вполнакала на несколько секунд, хотя электроснабжение всего поселка в эту ночь отсутствовало. Кроме этого, найдены свидетели, которые заметили появление яркого свечения на вершинах столбиков ограды метеоплощадки местного аэропорта (вероятно, так называемые огни святого Эльма). Экспедиция, работавшая в предполагаемом районе падения, собрала образцы снега с микроскопическими (10–100 мкм) частицами в форме черных шариков.

Совершенно другие последствия наблюдались при падении Сихотэ-Алинского метеорита. Главное отличие состоит в том, что после падения было обнаружено большое количество фрагментов, которые состояли практически из чистого железа.

В феврале 1947 г. в Приморском крае в Уссурийской тайге в горах Сихотэ-Алинь на Дальнем Востоке упал метеорит с начальной массой несколько тысяч тонн, из которых около 10% смогло достигнуть земной поверхности со скоростью 14–15 км/с (Фесенков, 1951). Именно это событие позволяет получить некоторые сведения относительно заряжения метеорита. Для проведения оценок будем полагать, согласно (Фесенков, 1951), диаметр метеорита вблизи поверхности Земли равным $R_m = 1.5$ м и его массу $M_M = 100$ т на высоте 10–20 км. Приближаясь к поверхности Земли, он испытал многократное дробление. Опрос свидетелей и результаты работ экспедиции показали, что первый взрыв болида произошел на высоте около 25 км, а последний примерно на высоте 5–6 км. На площадь около 20 км² выпало более 100 тысяч фрагментов массой от долей грамма до сотен килограмм. Всего было собрано несколько десятков тысяч фрагментов общей массой более 27 т. Химический анализ показал, что в Сихотэ-Алинском метеорите доля железа составляет 94%.

В книге (Кринов, 1981) описан единственный факт, касающийся электрических явлений, связанных с Сихотэ-Алинским метеоритом. По сообщению наблюдателя, монтер, находившийся в момент падения метеорита на телефонном столбе, во время вспышки ощутил резкий электрический разряд от проводов, несмотря на то, что линия была выключена. Это один из немногих фактов, согласно которому можно сделать некоторые количественные оценки относительно электрических явлений для этого болида.

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА СИХОТЭ-АЛИНСКОГО МЕТЕОРИТА

На сегодняшний день нет ни одного измерения каких-либо электрических величин, связанных с падением метеоритов очень большой массы. Существуют только отдельные наблюдательные факты, о которых упоминалось выше. Именно они дают единственную возможность попытаться понять природу наблюдаемых явлений при падении очень крупных метеоритов. На основании показаний очевидцев можно, допуская разумные предположения, попытаться выяснить природу и интенсивность электрических процессов, сопровождающих падение железного метеорита в атмосфере Земли.

Основная цель последующего анализа состоит в выяснении природы метеороэлектрических явлений железных метеоритов, в частности, Сихотэ-Алинского метеорита, и в оценке величины этого заряда, который вызвал наблюдавшийся эффект (поражение электрическим током). Очевидно, при этих вычислениях и выводах относи-

тельно механизма приобретения заряда метеоритом следует принимать ряд предположений, которые при получении разумных оценок можно принимать как наиболее вероятные.

В случае Сихотэ-Алинского метеорита достоверно известно только одно наблюдение, связанное с проявлением электрических эффектов. Это удар электрическим током монтера, который ремонтировал телефонную линию, находясь на столбе во время пролета метеорита. Достоверно известно, что телефонная линия в это время была обесточена (Кринов, 1981). Поскольку случай поражения электрическим током монтера нигде в деталях не описан, то следует предположить, что удар электрическим током имел место при нескольких различающихся обстоятельствах, от которых может сильно зависеть величина заряда метеорита и его фрагментов. Далее рассмотрим одно из возможных обстоятельств, при котором требуется наименьшая величина заряда для ощутимого удара электрическим током.

Монтер имел электрический контакт с землей, например, стоял на металлической лестнице или держался за мокрый столб и за телефонные провода, изолированные от земли. В этом случае электрическое поле заряженного метеорита вызывает разделение зарядов в изолированном проводнике и, хотя проводник в целом остается нейтральным, но одна из его противоположно заряженных частей может разрядиться через тело монтера. Такое явление известно, как электризация через влияние (Леб, 1963).

Тогда, считая поверхность земли идеальным проводником и потенциал ее равным нулю, найдем, что потенциал проводника, находящегося на высоте h относительно земли определяется выражением $\varphi_w \approx Ex = Q_m h / 8\pi\epsilon_0 R^2$, где $\epsilon_0 \approx 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, $R \approx 5$ км – расстояние от метеорита до телефонных проводов. Кроме этого, известно, что емкость проводника, находящегося на высоте $h \sim 5$ м над проводящей поверхностью равна $C_w = 2\pi\epsilon_0 L / \ln(2h/d)$, где $d \sim 1$ мм – диаметр провода, $L \approx 10^4$ м – предположительно, длина проводника. Величина тока I_h , ощущаемого человеком, связана со временем его действия τ и определяется выражением $I_h = D / \sqrt{\tau}$, где $D = 0.166$ А с^{1/2} (Маньков, 2008). Характерное время действия в этом случае является постоянной времени электрической цепи, т.е. $\tau = R_h C_w$, где R_h – сопротивление тела человека, которое заключено в пределах 300–1000 Ω , и, как известно, зависит от степени поражения током. Если величина тока такова, что человек испытывает сильный удар, то сопротивление минимально (~ 300 Ω) вследствие пробоя кожного покрова на пальцах руки (Маньков, 2008). Более того, можно предположить, ис-

ходя из погодных условий, что руки монтера могли быть влажными, и сопротивление кожи резко понизилось. Для определенности примем среднее значение $R_h = 500 \Omega$.

В поле метеорита проводник поляризуется, причем, обе его половины будут иметь противоположные заряды. При прикосновении к ближней части проводника, электрический заряд пройдет через тело человека в землю, и он ощутит удар, если ток окажется достаточной для этого силы и длительности. Из этих соотношений получаем приблизительное равенство $C_w \Phi_w / \tau \approx D / \sqrt{\tau}$. Откуда находим величину заряда Q_m

$$Q_m \approx \frac{R^2 D}{h} \sqrt{\frac{4\pi R_h \epsilon_0 \ln\left(\frac{2h}{d}\right)}{L}} \approx 6 \text{ Кл.}$$

Если метеорит каким-либо образом заряжается до величины Q_m , то след метеорита должен иметь такой же по величине заряд, но противоположный по знаку. Поэтому в полученных результатах нужно учесть поле, создаваемое следом болида. Обозначим длину следа через L_w и будем для определенности считать, что в момент поражения электрическим разрядом болид находился над монтером. Если положить, например, $R = L_w = 5 \text{ км}$, то элементарная оценка заряда болида Q_m , с учетом сказанного, должна составить приблизительно $Q_m \approx 10 \text{ Кл}$.

Однако требуемая величина заряда $Q_m \approx 10 \text{ Кл}$ не может быть достигнута вследствие возможного разрушения метеорита на фрагменты. Минимальный заряд железного метеорита Q_{cr} , при котором он разделяется на две равные половинки, можно оценить по формуле

$$Q_{cr} = 4\pi R_m^2 \sqrt{\epsilon_0 \sigma_{cr}} \quad (1)$$

Например, для принятых ранее величин $R_m = 1.5 \text{ м}$, заряд $Q_{cr} \approx 2.8 \text{ Кл}$ и $\sigma_{cr} \sim 10^9 \text{ Па}$ предельная напряженность железа на разрыв. При большей величине заряда кулоновские силы разрушат метеорит на фрагменты.

О МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЖЕЛЕЗНЫМ МЕТЕОРИТОМ В НИЖНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Падение крупных метеоритов массой в сотни тонн это чрезвычайно редкое явление. Поэтому первые попытки создания модели собственного радиоизлучения касались относительно мелких метеороидов. Например, в работе (Филоненко, 2020) подробно описаны экспериментальные исследования механизмов этого явления в некоторых работах и представлена модель радиоизлучения мелких метеоритов, в основе которой лежит

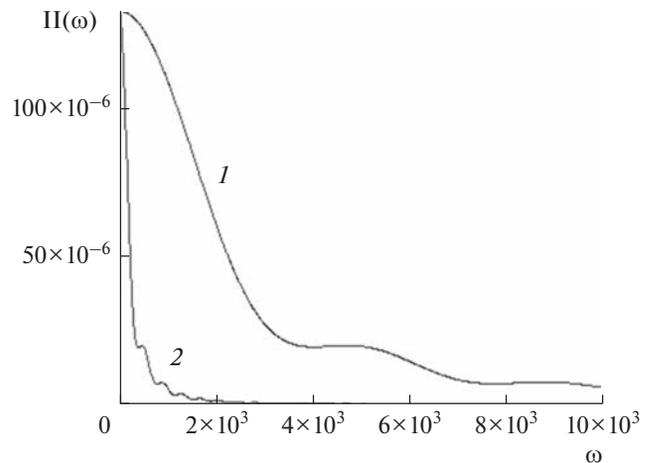


Рис. 1. Спектр радиоизлучения $\Pi(\omega)$ (Дж/м²) фрагментов с размерами: 1) $r_f = 10^{-4} \text{ м}$, 2) $r_f = 10^{-3} \text{ м}$.

явление электризации метеороида в верхних слоях атмосферы. Само же излучение связано с заторможенным движением его заряженных фрагментов.

Другая точка зрения на природу этого явления представлена в работе (Veech, 1995). Авторы привлекают для своей гипотезы явление ударной волны (УВ), возникающей перед телом, движущимся в атмосфере с гиперзвуковыми скоростями. Наличие большого градиента давления, температуры и других параметров в УВ способствует сильной диффузии электронного газа по отношению к ионному газу и возникновению объемных зарядов. Чтобы оценить порядок величины электрического поля, генерируемого УВ, авторы статьи (Veech, 1995) ссылаются на результаты, опубликованные в статье (Зельдович, 1966), однако не учитывают тот факт, что высокая напряженность электрического поля существует только в области двойного электрического слоя с толщиной порядка величины дебаевского радиуса (Зельдович, 1966). Поэтому в точке нахождения наблюдателя это поле будет чрезвычайно мало.

Сейчас известны две основные гипотезы о природе электрических явлений, вызванных движением крупных болидов в атмосфере Земли. Для объяснения того, каким образом метеорит может создавать электромагнитное поле высокой напряженности, была предложена (Бронштэн, 1983; Симонов, 2008) модель, известная ранее как динамо-эффект (см., например, Брагинский, 1964; Моффат, 1980), в основе которой лежит предположение о наличии в следе болида плазмы с настолько высокой электрической проводимостью, что магнитное поле Земли оказывается “вмороженным”. И если при быстром движении болида турбулентные вихри будут закручивать силовые линии магнитного поля, то его индукция в следе болида будет возрастать. При разрушении этого

следа энергия будет передаваться окружающему пространству в виде радиоволн. Например, в работе (Бронштэн, 1983) было найдено, что мощность излучения для метеора с видимой звездной величиной $M_v \sim -10$ должна быть порядка $P = 1$ кВт. Подставляя характерные величины (СИ) $c = 3 \times 10^8$ м/с, $R = 10$ км в известную формулу для связи напряженности поля от источника излучения E с его мощностью P , $E = (1/2R)\sqrt{P/(\pi\epsilon_0 c)}$, получим напряженность $E \approx 0.017$ В/м, создаваемую таким источником радиоволн на поверхности земли. Разумеется, это очень мало для объяснения метеороэлектрических явлений, даже в том случае, если предположить, что мощность излучения будет на несколько порядков больше. Таким образом, магнитогидродинамическая модель генерации электромагнитного поля вряд ли может объяснить большинство наблюдаемых метеороэлектрических эффектов и, в особенности, электростатических.

Во второй модели генерации, основанной на явлении термоэлектронной эмиссии, учитывается тот факт, что для обтекающего метеороид потока число Маха намного больше единицы и температура за УВ достигает нескольких десятков тысяч градусов, т.е. температура поверхности железного метеорита близка к 1800 К, и это вполне достаточно для интенсивной термоэмиссии и плавления приповерхностного слоя. Таким образом, метеорит получает положительный заряд и, если он окажется достаточно велик, то он может вызвать наблюдаемые эффекты. Один из вариантов такого механизма заряжения описан в работе (Невский, 1978), однако слишком необычные предположения о роли плазмы за скачком УВ, увеличивающей потенциал метеорита на много порядков, входят в противоречие с классической электродинамикой и вызывают сомнения в правильности выводов этой модели. Более детальная критика этой работы опубликована в статье (Райзер, 2003). Как показывают дальнейшие оценки, наиболее эффективный механизм эмиссии электронов связан с излучением плазмы и фотоэмиссией электронов с поверхности метеорита.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯЖЕНИЯ ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА ФОТО- И ТЕРМОЭМИССИЕЙ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ МАХА

Для предполагаемого заряда метеорита $Q_m = 10$ Кл эмиссионные фотоэлектроны и термоэлектроны не смогут самостоятельно удалиться от положительно заряженной поверхности, так как их энергия не превышает нескольких электронвольт. Поскольку болид вследствие фотоэффекта заряжа-

ется положительно, то наступит момент, когда электрон, не сможет покинуть его поверхность.

Однако, вследствие полученной от фотона энергии, некоторая часть электронов с большей вероятностью будут находиться вблизи поверхности метеороида. Следует предположить, что обтекающий поток ионизованного газа увлекает за собой капельки расплавленного железа вместе с электронами. Ионы, окружающие плазму, могут рекомбинировать с этими каплями, однако избыток отрицательного заряда все равно будет иметь место в плазме и может быть снесен потоком. В этой связи следует принять во внимание турбулентный характер обтекания поверхности в пограничном слое, и это, в первую очередь, означает, что вихревые возмущения вблизи поверхности будут увлекать заряженные частички (капельки) жидкого металла и при определенных условиях могут быть снесены набегающим потоком вследствие отрыва пограничного слоя (Ландау, 1986; Райзер, 2011).

Наиболее эффективные механизмы эмиссии электронов из железного метеорита при высоких температуре и плотности плазмы — это термоэлектронная и фотоэлектронная эмиссии. Анализируя два этих механизма, нужно оценить их эффективность, т.е. найти величину заряда, приобретаемого метеороидом за единицу времени. Эта оценка важна для выбора модели электрической зарядки. Известно, что ток насыщения с единицы поверхности нагретого металла при температуре T определяется формулой Ричардсона–Дэшмана (Херинг, 1950)

$$I_T = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}}, \quad (2)$$

где $A = 120$ А/(см² град²) — постоянный множитель, k — постоянная Больцмана, а W — работа выхода электрона, характерная для данного металла. Подстановка в выражение (2) величин $W = 4.5$ эВ и $T = 1800$ К дает ток с поверхности метеороида $S_m = \pi R^2$, равный 8 А, если даже не учитывать коэффициент отражения от границы металл-вакуум. Это значит, что каждую секунду заряд метеороида увеличивается на 8 Кл. Фактически, ток будет существенно меньше, поскольку вылетевшие электроны могут после ряда столкновений вновь возвратиться в металл под действием электростатических сил.

Эмиссия электронов с поверхности железного метеорита может быть вызвана и ультрафиолетовым излучением плазмы, нагретой до десятков тысяч градусов. При числе Маха $M = 50$ температура за ударной волной близка к 30000 К, газ полностью ионизован и плотность приблизительно в 10 раз выше плотности окружающей атмосферы (Зельдович, 1966; Райзер, 2011). Однако не все фотоны из плазмы попадут на поверхность метеорита. Это связано с направлением движения фо-

тонов, прозрачностью плазмы на различных частотах и неравномерностью распределения температуры в слое газа, прилежащем к поверхности метеорита, которая имеет температуру, приблизительно равную точке плавления железа. Этот расчет осложняется еще тем, что в прилежащем слое газа возникнет градиент температуры, который, в свою очередь, будет зависеть от состояния газа, т.е. от степеней диссоциации и ионизации. Проблема будет усложняться турбулентным течением и пограничным слоем при очень высоком градиенте температуры. Такая сложная задача не является целью настоящей работы, и для более грубой оценки величины фототока следует сделать разумные допущения, например, использовать выражение для средней величины росселандова пробега, в случае, когда газ полностью ионизован и тормозной механизм поглощения фотонов является преобладающим. В этом случае средний росселандов пробег λ_R для концентрации плазмы за УВ будет ($N \approx 8 \times 10^{19}$ 1/см³ на высоте 10 км) равен (Зельдович, 1966)

$$\lambda_R = 4.8 \times 10^{24} \frac{T^{\frac{7}{2}}}{N^2 Z^2} = 3.5 \text{ см.} \quad (3)$$

Фактически, выражение (3) означает, что для ультрафиолетового излучения плазма, окружающая метеорит, практически прозрачна в слое толщиной $\lambda_R = 3.5$ см, поэтому приблизительно 1/6 часть фотонов в этом слое с энергией, большей, чем работа выхода из металла, пройдет сквозь плазму, окружающую метеорит, и сможет вырвать электрон на поверхность. Для оценки силы тока фотоэлектронной эмиссии следует учесть, что при числе Маха $M = 50$ основные параметры имеют следующие значения: температура за фронтом УВ равна $T = 30000$ К, степень сжатия $\rho_1/\rho_0 = 9.75$ и давление $p_1 = 2980$ атм. (Зельдович, 1966). Для массы метеорита $M_M = 100$ т радиус равен $R_m \approx 1.5$ м, толщина d “пробки”, т.е. расстояние между границей УВ и обтекаемым телом $d = 2R/(\rho_1/\rho_0) = 0.3$ м, а ее площадь равна приблизительно $S_c \approx \pi(R_m)^2 \approx 6$ м² (Райзер, 2011). При температуре за УВ порядка 3×10^4 К воздух полностью ионизован (см., например, Капцов, 1950; Райзер, 2011) и лучеиспускающая способность плазмы связана в основном со свободно-свободными переходами. Дифференциальная лучеиспускающая способность для тормозного излучения определяется выражением (Зельдович, 1966)

$$J(\nu) = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3kTm} \right)^{0.5} \frac{Z^2 q^6}{mc^3} N_+ N_- e^{-\frac{h\nu}{kT}}.$$

Для энергии $h\nu_1 \geq 5$ эВ количество фотонов N_p , излученных слоем плазмы с полным объемом $V_c \approx \pi(R_m)^2 \lambda_R = 0.25 \times 10^6$ см³ равно

$$N_p = \frac{1}{6} V_c \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{J(\nu)}{h\nu} d\nu \approx 10^{32} \text{ с}^{-1}. \quad (4)$$

Согласно феноменологической теории Фаулера (Соболева, 1974; Добрецов, 1966) величина фототока насыщения I пропорциональна интенсивности излучения, $I \sim YJ/h\nu$, где Y – квантовый выход. Для чистых поверхностей и чистых металлов, у которых работа выхода 4.5–5 эВ, квантовый выход имеет порядок 10^{-5} – 10^{-4} . Материал метеорита не является чистым, а примеси могут повышать или понижать работу выхода из металла. Если предположить, что, в самом неблагоприятном случае, квантовый выход окажется порядка $Y = 10^{-8}$, то даже в этом случае максимальный фототок (4) с поверхности метеорита составит $I \approx 10^5$ А. Другими словами, согласно сделанным допущениям и оценкам, за секунду полета метеорит приобрел бы заряд 100000 Кл, если бы скорость зарядки определялась только фотоэлектронной эмиссией. Это на порядки эффективнее, чем термоэлектронная эмиссия (2).

ПРЕДЕЛЬНАЯ ВЕЛИЧИНА ЗАРЯДА ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА

Очень важным обстоятельством в модели зарядки метеорита является величина предельного механического напряжения (1), ответственного за разрушение метеорита при движении в нижних слоях атмосферы. Доминирующая в настоящее время гипотеза разрушения метеорита связана с возникновением большого градиента давления при движении на участке пути с максимальными ускорением и плотностью атмосферы (Тирский, 2008; Егорова, 2016; Попов, 2005). Ускорение, с которым метеорит движется в атмосфере, определяется силой сопротивления набегающему потоку воздуха, и давление соответственно равно

$$p_i = \frac{M_M \dot{V}}{\pi R_m^2} \approx \gamma \rho_a v^2, \quad (5)$$

где коэффициент $\gamma \approx 0.3$ (Попов, 2005). Например, для Сихотэ-Алинского метеорита на высоте разрушения (~ 20 км, $\rho_a = 0.085$ кг/м³) при скорости $\sim 10^4$ м/с найдем из (5) $p_i = 2.5 \times 10^6$ Па. Давление в различных слоях (перпендикулярных к ускорению) инерционных сил в этом теле будет наибольшим в области набегающего потока и равно нулю на его обратной стороне. В результате такого большого градиента давления тело, согласно этой гипотезе, будет разрушаться, начиная со стороны, обращенной к набегающему потоку. Поскольку величина предельного напряжения, вызванная инерционными силами p_i почти на три порядка меньше табличных значений для железа, а с другой стороны, кулоновское давление (1) при определенном заряде может быть больше пре-

дельной прочности, то это вызывает сомнения в причине взрывоподобного разрушения железных метеоритов инерционными силами. Вероятнее всего, инерционные силы, максимум которых находится на границе метеорита и набегающего потока, и высокая температура разрушают метеорит не взрывоподобно, а за некоторое конечное время. Можно предположить, что для железного Сихотэ-Алинского метеорита такая гипотеза взрывоподобного механизма не всегда играет первостепенную роль, и для железных метеоритов следует иметь в виду и другую, связанную с кулоновскими силами. Это не новая точка зрения на процесс разрушения. Похожая гипотеза была высказана и ранее (Соляник, 1980).

Положительный заряд метеорита представляет собой оставшиеся без электронов атомы (ионы) железа, находящиеся в узлах кристаллической решетки. При некоторой величине заряда Q_{cr} внутреннее давление, вызванное взаимным отталкиванием ионов, достигнет величины, сравнимой с предельной прочностью железа $\sigma_{cr} \approx 10^9$ Па. Наименьшее давление соответствует разрушению на две половинки, и, приравнивая давление кулоновских сил к величине предельной прочности, получим критическую величину заряда (1) $Q_{cr} = 2.8$ Кл.

Заряд такой величины может оказаться недостаточным для того, чтобы имели место те метеороэлектрические эффекты, которые обсуждались выше (т.е. поражение электрическим током монтера, огни св. Эльма и пр.). При достижении такого заряда $Q_{cr} = 2.8$ Кл метеорит начнет разрушаться. Но, вероятнее, что это произойдет раньше, так как предельная прочность материала метеорита, возможно, меньше, чем предельная прочность железа.

В плотной атмосфере фрагменты метеорита достаточно быстро вновь получают критический заряд согласно схеме, описанной выше (5), и тоже, в свою очередь, будут разрушаться. Тот факт, что фрагменты будут дозаряжаться до критического значения, следует из того, что оставшийся заряд на одной из половинок $Q_{cr}/2 = 1.4$ Кл не удовлетворяет выражению (1). Для этого, предполагая сферическую форму фрагментов, запишем

(1) в виде $Q_{cr} = 4\pi \left(\frac{3M_M}{4\pi\rho} \right)^{\frac{2}{3}} \sqrt{\varepsilon_0\sigma_{cr}}$, где M_M – масса метеорита. После разделения на половинки заряд каждого Q_f должен быть, согласно (1),

$Q_f = Q_{cr} \times \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \approx 1.7$ Кл, т.е. фрагмент до развала может дополнительно приобрести заряд 0.3 Кл.

Такое дробление будет продолжаться до тех пор, пока осколки не достигнут поверхности зем-

ли или их скорость не упадет до значений, при которых УВ станет намного слабее и температура поверхности метеорита и окружающей его плазмы существенно упадет. Однако, учитывая быстрое заряджение фотоэлектронной эмиссией, суммарный заряд q_s фрагментов станет значительно больше, чем исходный заряд тела $Q_{cr} = 2.8$ Кл перед его разрушением (1). И в этой связи очень важно отметить тот факт, что именно при яркой вспышке (т.е. когда метеорит взорвался) монтер испытал электрический разряд (Кринов, 1981).

Для проверки этого предположения нужно оценить количество осколков, необходимое для суммарного заряда $q_{sf} = 10$ Кл и оценить время заряджения этих осколков. Очевидно, заряджение должно завершиться за время, намного меньшее, чем время полета фрагментов. Как было показано выше, наибольшая эффективность этого процесса связана с фотоэлектронной эмиссией. Если сопоставить максимально возможный заряд метеорита со скоростью заряджения 10^5 Кл/с, то можно предположить, что время зарядки составляет доли миллисекунды, а в случае фрагментов это время еще меньше.

Для оценки количества осколков, у которых суммарный заряд станет $q_{sf} = 10$ Кл, и их характерных размеров будем предполагать, что они имеют сферическую форму и одинаковый радиус R_f . Для проявления метеороэлектрических эффектов, описанных выше (как минимум – поражение монтера), предположим, что суммарный заряд фрагментов $q_{sf} = 10$ Кл, а их количество N_f . Это дает связь (1) $q_{sf} = 4\pi N_f R_f^2 \sqrt{\sigma_{cr}\varepsilon_0}$. Известно, что после падения метеорита было собрано более 3500 фрагментов общей массой 27 т. Среди них были, как очень маленькие, так и очень большие. Остальные фрагменты не обнаружены. Обозначим суммарную массу гипотетических фрагментов одинакового размера через M_M , тогда $M_M = 4\pi N_f R_f^3 \rho_m / 3$. Используя эти выражения, найдем, что количество фрагментов равно

$$N_f = \frac{q_{sf}^3 \rho_m^2}{36\pi M_M^2 (\varepsilon_0 \sigma_{cr})^{3/2}}$$

Например, для $q_{sf} = 10$ Кл, и $M_M = 100$ т получим $R_f \approx 0.15$ м и $N_f \approx 52$. Другими словами, это следует понимать так, что до разрушения метеорит зарядился до 2.8 Кл, затем разрушился на 52 фрагмента радиусом $R_f \approx 0.4$ м, которые зарядились в сумме до 10 Кл, и наведенный заряд на телефонных проводах поразил монтера именно в момент вспышки (как описывает свидетель), т.е. фактически вблизи момента разрушения метеорита. При этом важно отметить, что фрагменты заряжаются положительно, а след метеорита получает такой же по величине заряд, но отрицатель-

ный. Однако, если траектория метеорита находится на высоте несколько километров, то электростатическое поле вблизи поверхности земли будет определяться в основном положительным зарядом фрагментов. Например, тот факт, что свидетели падения Витимского болида заметили появление яркого свечения на вершинах столбиков ограды метеоплощадки местного аэропорта (см. Введение) можно объяснить наведением электростатического поля фрагментов вблизи места наблюдения. Для высоты $R = 5$ км напряженность поля составит $E_{sf} = \frac{q_{sf}}{4\pi\epsilon_0 R^2} \approx 4000$ В/м. Этого вполне достаточно, чтобы вызвать коронный разряд на острых предметах, где напряженность может достичь 3×10^6 В/м (Райзер, 1992).

Здесь необходимо сделать замечание, которое касается, возможно, только Сихотэ-Алинского и железных метеоритов. Доподлинно не известно, какой величины заряд выносят капельки металла из метеорита. Но есть один главный факт: метеорит разрушается практически мгновенно. В неинерциальной системе отчета, связанной с метеоритом, тело испытывает сжатие двух сил – лобовой нагрузки со стороны набегающего потока и объемной неинерциальной силы, возникающей из-за торможения. Как известно из механики, разрушение связано с распространением трещин в твердом материале со скоростью звука в данной среде, и после зарождения единственной трещины, тело разрушается взрывоподобно. Кроме этого, следует заметить, что нагревание большого болида до температуры плавления нереально. При движении болида в атмосфере за короткое время нагревается небольшой поверхностный слой, толщиной несколько миллиметров. Даже учитывая хорошую теплопроводность вещества железного метеорита, трудно ожидать, что за несколько секунд падения его тело прогреется до значительных температур.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЕ РАЗРУШЕНИЕ МЕТЕОРИТА

Согласно приведенным выше оценкам, для поражения электрическим током монтера оказалось достаточным, чтобы суммарный заряд фрагментов составлял около 10 Кл. Известно, что вблизи поверхности Земли масса метеорита составляла не менее 100 т (Фесенков, 1951), а экспедиции собрали всего 27 т вещества, поэтому можно предположить, что остальная масса вещества в виде мелких фрагментов метеорита при его взрывоподобном разрушении также составляет десятки тонн. Тогда, исходя из полного заряда мелких фрагментов можно попытаться объяснить метеороэлектрические явления, вызванные падением метеорита

подобного Сихотэ-Алинскому. Для этого, исходя из предыдущих выражений, будем иметь максимально возможный суммарный заряд мелких фрагментов с полной массой $M_M q_{sf} = 3M_M \sqrt{\epsilon_0 \sigma_{cr}} (\rho_m R_f)^{-1}$.

Выберем, например, $M_M = 50$ т и $R_f = 1$ мм – радиус фрагмента. Оказывается, что в этом случае полный заряд фрагментов равен $q_{sf} = 670$ Кл. Всякого рода радиопомехи, слышимые в телефонных трубках, радиоприемниках или телевизорах, связаны с тормозным излучением радиоволн заряженными фрагментами. Оценки, представленные ниже (9), показывают, что максимальное ускорение в начале движения фрагмента с радиусом $R_f = 1$ мм составляет величину более, чем 10^6 м/с². Естественно, следует ожидать, что фрагменты будут источниками радиоволн.

Электроны в плазме метеорита также являются источниками радиоизлучения, но такое излучение не будет квазикогерентным (Филоненко, 2018). В данном случае квазикогерентное излучение фрагментов возможно, так как основная доля излучаемой энергии будет приходиться на область низких частот (т.е. килогерцовый диапазон) и при этом следует суммировать не энергию излучения отдельных осколков, а напряженность поля всех осколков. Этот факт может на много порядков увеличить интенсивность в правильно выбранной полосе частот. Одно из основных требований – это необходимость того, чтобы период радиоволны был существенно больше, чем время движения большинства фрагментов. Кроме этого, следует заметить, что отрицательно заряженные микрочастицы, покинувшие фрагмент (в виде дымного следа), быстро останавливаются, а оставшийся положительный заряд в осколке продолжает замедленно двигаться. Более того, интенсивность такого тормозного излучения фрагмента будет определяться полным его положительным зарядом в течение всего времени движения в то время, как интенсивность излучения электронов в следе фрагмента будет некогерентной. Таким образом, характер радиоизлучения электронов и фрагментов будет принципиально разным, как по спектральным характеристикам, так и по интенсивностям. Фактически, это означает, что в дальнейших оценках следует учитывать тормозное излучение только фрагментов. Однако следует учитывать и тот факт, что в процессе движения радиус фрагмента уменьшается вследствие абляции, и это вносит некоторую погрешность, если не усложнять модель.

Для проведения соответствующих оценок воспользуемся простой физической моделью метеоров, в которой основными являются выражения, связывающие массу метеорита и его скорость v (см., например, Астапович, 1958; Бронштэн, 1981). Для упрощения оценок будем считать, что фраг-

мент имеет форму, близкую к сферической. Под действием силы торможения $F = \Gamma S \rho_a v^2$ он движется замедленно. Здесь и далее v — скорость фрагмента, $\Gamma \sim 1$ — аэродинамический коэффициент сопротивления, ρ_a — плотность атмосферы, S — площадь поперечного сечения фрагмента. В этом случае уравнение движения и уравнение потери массы записываются в виде простых дифференциальных уравнений

$$m \frac{dv}{dt} = -S \rho_a v^2; \quad \frac{dm}{dt} = -\frac{S \rho_a v^3}{2Q},$$

где Λ — коэффициент теплопередачи, равный или меньший единицы, так как энергия, идущая на абляцию фрагмента, не превышает кинетической энергии набегающего потока молекул, Q — удельная теплота плавления и испарения материала фрагмента и m его масса. Отношение $\Lambda/\Gamma 2Q$ обозначают, обычно, как σ , характерное значение которого принимают равным $\sigma = 2 \times 10^{-8} \text{ с}^2/\text{м}^2$. Эти уравнения дают решения, которые можно записать в виде (см., например, Бронштэн, 1981):

1. Зависимость характерного размера фрагмента от начальной, v_0 , и текущей, v , скоростей. Здесь R_{0f} — начальный радиус фрагмента

$$R_f(v) = R_{0f} e^{\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}. \quad (6)$$

2. Интервал времени, затраченный для этого

$$t(v) = -\frac{4R_{0f}\rho_m}{3\rho_a\Gamma} \int_{v_0}^v \frac{e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)}}{x^2} dx. \quad (7)$$

3. Пройденный путь за это время

$$z(v) = -\frac{4R_{0f}\rho_m}{3\rho_a\Gamma} \int_{v_0}^v \frac{e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)}}{x} dx. \quad (8)$$

4. Величина мгновенного ускорения, как функция мгновенной скорости

$$a(v) = -\frac{3\rho_a}{4R_{0f}\rho_m} v^2 e^{-\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}. \quad (9)$$

Следует заметить также, что наблюдатель находится от фрагментов на расстоянии нескольких десятков километров, а длина электромагнитной волны $\lambda = c/v$ для частоты, например, $\nu \approx 10$ кГц равна 30 км. Это значит, что в оценку напряженности электромагнитного поля для очень низких частот с помощью формул дипольного приближения будет внесена существенная погрешность, более того, в ближней зоне вклад кулоновского поля может быть очень существенным.

Далее оценим поле, вызванное одним фрагментом с зарядом q_f , с учетом вышесказанного. Для упрощения оценок будем считать, что его ве-

личина в процессе торможения не изменяется. Поскольку размеры фрагмента намного меньше длины излучаемых волн и расстояния до наблюдателя, то объемную плотность тока точечного заряда (т.е. фрагмента) можно выразить посредством дельта-функции (см., например, Ландау, 1988)

$$\mathbf{j}(r', t) = \mathbf{e}_z q_f v \delta[z' - z(t)] \delta(x') \delta(y'). \quad (10)$$

Здесь выбрана система отсчета, в которой заряд q_f движется вдоль оси Z , а наблюдатель находится на оси X . Переменные z', x', y' соответствуют координатам произвольного элементарного объема $dV' = dz' dx' dy'$ пространства. Поскольку выражение (10) явно зависит от времени, то удобно для нахождения спектральной плотности тока перейти к переменной $v = v(t)$ с помощью выражений (6)–(9), т.е.

$$\mathbf{j}(r', \omega) = \mathbf{e}_z q_f \int_{v_0}^v e^{i\omega t(v)} v \delta[z' - z(v)] \delta(x') \delta(y') dt(v).$$

Согласно определению вектора Умова–Пойнтинга и выражениям (6)–(9) запишем его модуль для всех зарядов q_{sf} в виде

$$\begin{aligned} \Pi(\omega, r) = \\ = \mu_0 c \left[\frac{q_{sf}}{4\pi} \left(i \frac{\omega}{c} - \frac{1}{r} \right) \frac{1}{r} \int_{v_0}^v e^{i\omega t(x)} e^{-\frac{i\omega}{c} Z(x)} \frac{dx}{a(x)} \right]^2 \quad (\text{Дж}/\text{м}^2). \quad (11) \end{aligned}$$

Более подробно эти преобразования описаны в работах (Ландау, 1988; Филоненко, 2007; 2012; 2015). На рис. 1 представлена зависимость модуля вектора Умова–Пойнтинга (11) $\Pi(\omega, r)$ от частоты для двух значений радиусов фрагментов:

1) $r_f = 10^{-4}$ м, 2) $r_f = 10^{-3}$ м. Для расчета использованы следующие значения характерных величин. Высота над поверхностью Земли $r = 5$ км, начальная скорость фрагмента $v_0 = 20$ км/с — равная скорости метеорита до его разрушения, $\rho_a = 0.7 \text{ кг}/\text{м}^3$ — плотность атмосферы на данной высоте, $\rho_m = 7 \times 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$ — плотность железа.

Как и следовало ожидать, наиболее широкополосный и интенсивный спектр соответствует фрагментам с наименьшим радиусом. Далее попытаемся оценить, какие необходимы условия для того, чтобы в радиоприемнике были слышны помехи, наводимые от излучающих фрагментов, и загорелись электрические лампочки в некоторых квартирах поселка при падении Чулымского и Витимского метеоритов. Будем полагать, что электропередача между домами осуществляется двухпроводными линиями, укрепленными на столбах. Поскольку во время пролета метеорита электроснабжение отсутствовало, а выключатели лампочек были в положениях “включено” (см. Анфиногенов, 1985; Дмитриев, 2005), то провода

и лампочки представляли собой замкнутый контур, т.е. фактически рамочную антенну. Как известно (см., например, Драбкин, 1992) Э.Д.С., наводимая в такой антенне, определяется выражением $\mathcal{E} \approx \frac{2\pi}{\lambda} S E \cos \alpha$, где S – площадь рамки, E – напряженность электромагнитного поля, λ – длина волны, α – угол, отсчитываемый относительно плоскости рамки. Не исключено, что в этих поселках найдутся пары проводов достаточной длины и расстояния между проводами (например, $L = 500$ м, $d = 1$ м), и с углом α , таким, что $\cos \alpha \approx 1$. Предположим далее, что эти метеориты частично состояли из железа. Известно, кроме того, что осколков метеоритов не было найдено, а после пролета его след был виден в атмосфере около суток. Это дает основания предположить, что крупных фрагментов при разрушении практически не оказалось, т.е. как было выше оценено, характерный размер микрофрагментов в этом случае имеет порядок $r_f = 10^{-5} - 10^{-4}$ м. Тогда, учитывая когерентность излучения в диапазоне $\Delta\nu \sim 0 - 10^5$ Гц полный поток (11) будет равен $\Pi \approx 240$ Дж/м² на расстоянии 2 км. Это соответствует напряженности поля $E \approx 300$ В/м и Э.Д.С., наводимой в рамочной антенне, соответственно равной $\mathcal{E} \frac{2\pi}{\lambda} L d E \cos \alpha \approx 300$ В. Это уже достаточно для разогрева электролампочки. Естественно, при такой высокой напряженности поля в радиоприемниках и телевизорах будут наблюдаться радиопомехи, поскольку чувствительность бытовых радиоприемников составляет всего лишь десятки микровольт. Разумеется, это очень грубые оценки из-за недостатка информации, но ничего невозможного в них нет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная в работе модель метеороэлектрических явлений, сопровождающих падение крупного железного метеорита, построена на основании гипотез, не противоречащих известным законам физики. Однако вследствие недостатка количественной информации и фактов наблюдения необходимо было ввести разумные предположения, которые могли бы иметь место в реальной обстановке. Имеется в виду, прежде всего, случай с электромонтером. Кроме этого, неизвестна истинная предельная прочность материала, из которого состоит метеорит. Важным моментом в настоящей работе – это предположение об уносе фотоэлектронов с поверхности метеорита. Однако более тщательный расчет и усложнение модели в настоящем варианте работы кажется совершенно нецелесообразным и, возможно, невыполнимым без дополнительных предположений,

касающихся условий обтекания и отрыва пограничного слоя.

На основании полученных оценок в описанной модели метеороэлектрических явлений, вызванных падением железных метеоритов, можно отметить, что при падении крупного железного метеорита допустимы следующие факты.

1. Заряжение болида в нижних слоях атмосферы Земли связано с фотоэлектронной эмиссией из его поверхности.

2. Взрывоподобное разрушение железных метеоритов и его фрагментов вызвано кулоновскими силами, что не противоречит, а дополняет общепринятую модель разрушения инерционными силами.

3. Первые два предположения обуславливают дополнительную зарядку фрагментов до значений, ответственных за электростатические явления (поражение электрическим током, огни св. Эльма и пр.)

4. Радиоизлучение фрагментов вызвано высоким ускорением при торможении в атмосфере Земли. Это объясняет, по меньшей мере, радиопомехи импульсного характера в момент разлета фрагментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анфиногенов Д.Ф., Фаст В.Г.* Яркий болид на юге Сибири // Земля и Вселенная. 1985. № 3. С. 72–75.
- Астапович И.С.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физ-мат лит., 1958. 640 с.
- Брагинский С.И.* К теории гидромагнитного динамо // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 3. С. 1084–1098.
- Бронштэн В.А.* Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
- Бронштэн В.А.* Магнитогидродинамический механизм генерации радиоизлучения ярких болидов // Астрон. вестн. 1983. Т. 17. № 2. С. 94–98.
- Дмитриев Е.В.* Обнаружен вещественный след Витимского болида // Тез. докл. Международного симпозиума “Астрономия – 2005”: состояние и перспективы развития”. Москва, 1–6 июня 2005 г. М.: ГАИШ МГУ – МГДДЮТ, 2005. С. 82.
- Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 561 с.
- Драбкин А.Л.* Антенны. М.: Радио и связь, 1992. 144 с.
- Егорова Л.А., Лохин В.В.* О двустадийном разрушении метеороида с концевой вспышкой // Вестн. МГУ. Сер. I. Математика. Механика. 2016. № 4. С. 43–48.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- Капцов Н.А.* Электрические явления в газах и в вакууме. Л.: Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1950. 836 с.
- Кринов Е.Л.* Железный дождь. М.: Наука, 1981. 190 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. Т. 6. 736 с.

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Теория поля. М.: Наука, 1988. Т. 2. 512 с.
- Леб Л.* Статическая электризация. М.: Гос. энергетическое изд-во, 1963. 408 с.
- Маньков В.Д., Заграничный С.Ф.* Опасность поражения человека электрическим током и порядок оказания первой помощи при несчастных случаях на производстве. С.-Пб., 2008. 84 с.
- Моффат Г.* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980. 342 с.
- Невский А.П.* Явление положительного стабилизируемого электрического заряда и эффект электроразрядного взрыва крупных метеоритных тел при полете в атмосфере планет // *Астрон. вестн.* 1978. Т. 12. № 4. С. 206–215.
- Попов О.П., Немчинов И.В.* Метеорные явления (болиды) в атмосфере Земли // Катастрофические воздействия космических тел // Ред. Адушкин В.В., Немчинов И. В.М.: Академкнига, 2005. С. 310.
- Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- Райзер Ю.П.* О дискуссии по поводу приобретения электрического потенциала метеоритным телом // *Астрон. вестн.* 2003. Т. 37. № 4. С. 364–366. (*Raizer Yu.L. A Debate over the Acquisition of an Electric Potential by a Meteoroid // Sol. Syst. Res.* 2003. V. 37. P. 333–335.)
- Райзер Ю.П.* Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков. Долгопрудный: Издательский дом “Интеллект”, 2011. 432 с.
- Симонов А.А.* Возможные энергетические и радиационные механизмы Тунгусского феномена 1908 года на основе МГД теории плазменных явлений // *Феномен Тунгуски: многоаспектность проблемы.* Новосибирск: Изд-во ООО ИПФ “Агрос”, 2008. С. 196–217.
- Соболева Н.А., Меламид А.Е.* Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974. 376 с.
- Соляник В.Ф.* Тунгусская катастрофа 1908 г. в свете электрической теории метеорных явлений // *Взаимодействие метеорного вещества с Землей.* Новосибирск: Наука, 1980. С. 178–188.
- Тирский Г.А., Ханукаева Д.Ю.* Баллистика дробящегося метеороида с учетом уноса массы в неизотермической атмосфере // *Космич. исслед.* 2008. Т. 46. № 2. С. 122–134.
- Фесенков В.Г.* Сихотэ-Алинский метеорит и его значение для проблемы происхождения и эволюции Солнечной системы // *УФН.* 1951. Т. 44. Вып. 1. С. 89–103.
- Филоненко А.Д.* Энергетический спектр черенковского излучения и радиоастрономический метод измерения потока космических частиц сверхвысокой энергии // *Письма в ЖЭТФ.* 2007. Т. 86. Вып. 5. С. 339–343.
- Филоненко А.Д.* Радиоастрономический метод измерения потоков космических частиц сверхвысокой энергии // *УФН.* 2012. Т. 182. № 8. С. 793–827.
- Филоненко А.Д.* Радиоизлучение широких атмосферных ливней // *УФН.* 2015. Т. 185. № 7. С. 673–716.
- Филоненко А.Д.* Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне декаметровых волн // *Геомагнетизм и аэронаука.* 2018. Т. 58. № 5. С. 720–727.
- Филоненко А.Д.* Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне сверхнизких частот // *Астрон. вестн.* 2020. Т. 54. № 5. С. 468–474. (*Filonenko A.D. Radio Emission of Meteor Bodies in the Extremely Low Frequency Range // Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 5. P. 442–448.)
- Херинг К., Никольс М.* Термоэлектронная эмиссия. М.: ИЛ, 1950. 196 с.
- Beech M., Brown P., Jones J.* VLF detection of fireballs // *Earth, Moon, and Planets.* 1995. V. 68. Iss. 1–3. P. 181–188.