

## МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН И ВОЗНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ХВОСТАХ МЕТЕОРОИДОВ

© 2022 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 13.05.2022 г.

После доработки 10.06.2022 г.

Принята к публикации 15.06.2022 г.

Описан механизм модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн в хвостах метеороидов, приводящий к возникновению магнитных полей. Приведены оценки величин этих магнитных полей. Показано, что данные поля по величине совпадают с наблюдаемыми вариациями магнитных полей в атмосфере Земли во время пролетов метеороидов. Показан механизм возникновения низкочастотных электромагнитных волн в результате развития модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн, следствием которого может быть возникновение электрофонных шумов во время пролетов метеороидов.

*Ключевые слова:* метеороиды, метеороидный след, плазменно-пылевые процессы, пылевая плазма, дробление метеорного тела, электрофонные звуки, пылевые частицы в атмосфере Земли, модуляционное взаимодействие, ленгмюровские волны, нелинейные процессы

DOI: 10.31857/S0367292122600777

### ВВЕДЕНИЕ

Пролеты метеороидов являются труднопрогнозируемыми и не зависящими от человека природными явлениями. Изучение процессов, связанных с ними, является актуальной задачей. Физические явления и эффекты, возникающие в результате пролетов метеороидов, могут оказывать влияние на работу радиолокационных систем, радиотелескопов, приборов геолокации и экспериментов пролетных ракет, что важно при учете работы вышеперечисленных систем и устранения их сбоев.

Метеороиды, или метеорные тела, вторгаются в атмосферу Земли со скоростями 11–72 км/с, образуя за собой плазменно-пылевой хвост метеороида, содержащий электроны и ионы атмосферных атомов и атомов метеорного вещества, а также заряженные пылевые частицы. Когда метеорное тело сталкивается с молекулами воздуха, они начинают ионизоваться. В добавление к этому с поверхности метеорного тела выбиваются атомы, также подверженные ионизации. Однако это ведет к появлению подушки атомов перед метеорным телом, которая впоследствии препятствует дальнейшей ионизации и может приводить к разогреву поверхности метеорного тела. В настоящей работе рассматриваются массы метеорных тел, большие 2 мм для метеоров со светимостью до +5m (то есть для тех, для которых проводились наблюдения). Метеорные тела данных размеров не полностью сгорают в атмосфере и успевают образовать метеорный хвост.

В процессах уноса массы метеороида (абляции) присутствует три основных явления: плавление, испарение и дробление. Чем больше скорость и плотность метеорного тела, тем больший вклад дает испарение по отношению к плавлению. Поэтому на нижних высотах оно доминирует. Конденсация испарившегося метеорного вещества и остывание расплавленных струй будут превалировать на удалении от метеорного тела, где температура резко падает. Дробление метеороида происходит, когда давление на метеорное тело превышает прочностные характеристики метеорного вещества. Это может возникать на краях метеорного тела, где велики касательные напряжения, создаваемые в результате воздействия давления ударной волны в головной части хвоста метеороида, а также в местах плавления метеорного вещества и возникновения термических напряжений. Для первого случая часто происходит непрерывное дробление, когда постоянно отшелушиваются мельчайшие фрагменты метеорного тела. Во второй ситуации, в основном во время вспышек метеоров, отлетают значительные фрагменты метеорного вещества, которые в даль-

нейшем могут дробиться повторно (прогрессивное дробление). Характерные высоты вспышек составляют 72–100 км.

В зависимости от типа дробления отделяются частицы разного размера. Частицы приобретают заряды ввиду воздействия токов электронов и ионов окружающей плазмы, а также эмиссионных токов. Пылевая плазма в хвостах метеороидов представляет собой сложную систему с динамически меняющимися параметрами от высоты пролета метеороидного тела и от протяженности хвоста: концентрацией электронов  $n_e = 10^9 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , ионов —  $n_i = 10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и пылевых частиц  $n_d = 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ , а также температурой хвоста от долей электронвольта до нескольких электронвольт. Размеры пылевых частиц варьируются от долей микрометров до нескольких десятков микрометров [1].

Поведение пылевой плазмы хвостов метеороидов и учет электрических и магнитных полей важны для понимания процессов, происходящих при вторжении метеороидных тел в атмосферу Земли и последствий, которые они приносят на природу и человека. Важной задачей исследования является исследование взаимодействия хвостов с ионосферной пылевой плазмой. Ранее было показано, что при взаимодействии хвоста метеороида и пылевой плазмы ионосферы Земли наблюдается генерация различных волн, и при определенных условиях развивается модуляционная неустойчивость. Наблюдаемые явления, такие как возникновение электрофонных шумов от пролета метеороидов, инфразвуковые колебания, зеленое свечение неба и возникновение неоднородностей плотности удается объяснить [2–5], привлекая механизмы, связанные с развитием модуляционного взаимодействия в земной ионосфере.

Модуляционное взаимодействие — важный процесс, влияющий на распространение волн в плазме. Модуляционное взаимодействие иногда рассматривается как разновидность сильных нелинейных взаимодействий [6]. Оно является ключевым при развитии турбулентности, в процессах самоорганизации, а также при переходе от слаботурбулентного состояния к сильной турбулентности; приводит к образованию сильнокоррелированных структур (солитонов, кавитонов и т.д.), генерации сильных магнитных полей, нагреву и эффективному ускорению частиц. При рассмотрении модуляционного процесса довольно часто используется термин модуляционная неустойчивость. Но необходимо учитывать, что модуляционная неустойчивость есть лишь описание нелинейного модуляционного процесса на его первых стадиях, когда в каком-то приближении начальные волновые поля можно считать задан-

ными или фиксированными. Первыми работами по модуляционным неустойчивостям были [7–9], где рассматривались широкие спектры ленгмюровских волн, и [10, 11], где исследовалась так называемая колебательная двухпоточковая неустойчивость одиночной плоской волны. С тех пор многие авторы обратили внимание на тему модуляционного взаимодействия. В важной публикации [12] приведены уравнения Захарова, самосогласованно описывающие (в простейшем подходе) модуляционное взаимодействие, а также введен термин “волновой коллапс” для описания самосжатия трехмерного волнового пакета ленгмюровских волн. В работе [13] предложена самосогласованная нелинейная кинетическая теория модуляционных взаимодействий, которая естественным образом позволяет получить пределы применимости уравнений Захарова. Первоначально исследования модуляционного взаимодействия представляли собой пример теоретических фундаментальных работ. Однако вскоре обнаружилось самые разные приложения как для лабораторной плазмы, так и для природных систем, что привело к дальнейшим интенсивным теоретическим исследованиям [14–21]. Проблемы ионосферы, связанные с исследованиями модуляционного взаимодействия, решались, начиная с 1970–1980-х гг. (см., например, [18]).

В настоящее время неисследованной задачей является генерация магнитных полей при пролете метеороидов в атмосфере Земли. Наблюдения с магнитометров показали, что во время пролетов метеороидов возникают магнитные поля, связанные с метеороидным хвостом, которые имеют характерные значения  $(0.01 - 0.1) \times 10^{-5} \text{ Гс}$  [22, 23]. Из магнитограмм вертикальной составляющей геомагнитного поля были сделаны выводы, что появление хвоста метеороида по радионаблюдениям совпадает с временем наблюдения магнитных импульсов. Магнитный эффект от Тунгусского метеорита рассматривался в [24]. В более поздних работах исследовались вариации магнитных полей во время пролетов метеороидов со значениями вплоть до  $\delta \mathbf{B} = 10^{-4} \text{ Гс}$  [25].

Развитие модуляционного взаимодействия высокочастотных волн, приводящего к генерации низкочастотных поперечных электрических полей, сопровождается довольно интенсивной генерацией квазистационарных магнитных полей [6]. Целью настоящей работы является определение квазистационарных магнитных полей, образующихся в результате развития модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн при взаимодействии метеороидных хвостов с ионосферой Земли, и их сравнение с магнитными полями, возникающими во время пролетов метеороидов. Обсуждается также возникновение низкочастотных электромагнитных волн в результате разви-

тия модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн, следствием которого может быть возникновение электрофонных шумов во время пролетов метеороидов.

### МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

При взаимодействии хвоста метеороида и плазмы ионосферы могут развиваться турбулентные процессы, приводящие, в конечном итоге, к возбуждению ленгмюровских колебаний [26]. В условии установления турбулентности в плазме в результате нелинейных взаимодействий наиболее эффективно возбуждаются именно ленгмюровские волны [27]. В [3, 4] было показано, что в хвостах метеороидов развивается интенсивная плазменная турбулентность. Здесь рассматривается ленгмюровская турбулентность.

Хорошо известно, что существует нелинейный модуляционный механизм возбуждения квазистационарного магнитного поля в плазме, в которой возбуждены сильные высокочастотные волны потенциального типа, например, ленгмюровские волны [28]. Природа потенциальных модуляционных неустойчивостей состоит в том, что спонтанно возникшее (например, из-за флуктуаций) в некоторой локально ограниченной области плазмы разрежение плотности начинает захватывать колебания. В результате увеличивается давление высокочастотного поля колебаний, и под действием стрикционной силы происходит вытеснение из этой области электронов. Из-за квазинейтральности одновременно с электронами вытесняются также и ионы, что приводит к увеличению начального разрежения плотности. Это, в свою очередь, увеличивает захват колебаний и т.д. [7–9]. Вследствие этого процесса происходит модуляция плотности плазмы и амплитуды потенциальной волны. Поэтому данная неустойчивость получила название модуляционной.

Одновременно с этим процессом должен идти и другой, связанный с нарастанием спонтанных магнитных полей. Однако физика этого процесса другая. Случайно возникшее магнитное поле, в первую очередь, локально изменяет фазу колебаний. Такие колебания с неоднородным распределением фазы, интерферируя друг с другом, создают средний вихревой ток, который усиливает флуктуации магнитного поля. Это, в свою очередь, увеличивает неоднородность фаз колебаний и т.д. Таким образом, данный процесс также имеет характер неустойчивости, которая называется магнитно-модуляционной неустойчивостью [28], поскольку возбуждение магнитных полей сопровождается модуляцией фаз колебаний.

Рассмотрим возбуждение квазистационарных магнитных полей, образующихся в результате развития модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн при взаимодействии метеороидных хвостов с ионосферой Земли, используя стандартные методы, развитые в [28]. При этом используются уравнения Максвелла в фурье-представлении, описывающие модуляционное взаимодействие ленгмюровских волн в присутствии магнитного поля, в виде [6, 28]

$$\left[ k_i k_j - \delta_{ij} \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \right] E_j = - \frac{4\pi i \omega}{c^2} (j_i^1 + j_i^2 + j_i^3), \quad (1)$$

где  $j^k \sim E^k$  – плотности тока,  $k$  – модуль волнового вектора,  $\omega$  – частота ленгмюровской волны накачки,  $E$  – напряженность электрического поля. В правой части учитываются члены разложения по степеням полей волн вплоть до кубических.

Для самосогласованного рассмотрения проблемы, учитывающего как влияние электрических полей ленгмюровских волн на магнитные поля, так и влияние магнитных полей на эволюцию ленгмюровских волн, необходимо учитывать и квадратичную, и кубическую нелинейность. В настоящей статье ограничимся выводом выражения, характеризующего влияние электрических полей ленгмюровских волн на магнитные поля. Для этого достаточно ограничиться лишь нелинейным описанием с точностью до членов разложения по степеням полей волн вплоть до квадратичных.

Линейный член разложения плотности тока имеет вид  $j_i^1 = \sigma_{ij} E_j$ , где  $\sigma_{ij}$  – тензор проводимости однородной немагнитной плазмы, тогда как квадратичный член равен  $j_i^2 = \int S_{ijl}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{k}_1, \omega_1; \mathbf{k}_2, \omega_2) E_{1,j} E_{2,l} d_{1,2}$ , где  $S_{ijl}$  – нелинейный отклик среды второго порядка,  $d_{1,2} = \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) d\omega_1 d\mathbf{k}_1 d\omega_2 d\mathbf{k}_2$ .

При распространении продольных волн происходит генерация низкочастотных поперечных полей согласно уравнению

$$\left[ k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \right] \mathbf{E}' = \frac{8\pi i \omega}{k^2 c^2} \int [\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{S}_{2,3}^{(2)})] E_2^+ E_3^- d_{2,3}, \quad (2)$$

где поперечная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon' = 1 + \sum_{\alpha} \frac{2\pi e^2}{\omega} \int \frac{d\mathbf{p}_{\alpha}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i0} \times \left[ v_l \left( 1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right) + \frac{k_l}{k^2} \left( \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \frac{\mathbf{k}^2 \cdot \mathbf{v}^2}{\omega} \right) \right] \frac{\partial}{\partial p_l} \Phi_{\alpha}. \quad (3)$$

Здесь  $\Phi_{\alpha}$  – невозмущенная функция распределения частиц сорта  $\alpha$ ,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости волны,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор.

Считаем, что плазма изотропна и однородна. Кинетическое уравнение (для функции распределения  $f_{e,i}$ , учитывающей возмущения), описывающее поведение такой плазмы в магнитном поле имеет вид

$$\frac{\partial f_{e,i}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \mathbf{p}} + q_{e,i} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (4)$$

Используя методы теории возмущений и решая кинетическое уравнение, можно найти отклики среды второго порядка малости. В итоге, в данном случае получаем

$$S_{2,3,i}^{(2)} = \int -\frac{e^3}{2|\mathbf{k}_2||\mathbf{k}_3|} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{v_i}{\omega_{2+3} - \mathbf{k}_{2+3} \cdot \mathbf{v}} \times \left[ \left( \mathbf{k}_2 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \frac{1}{\omega_3 - \mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{v}} \left( \mathbf{k}_3 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) + (2 \leftrightarrow 3) \right] \Phi, \quad (5)$$

где символ  $2 \leftrightarrow 3$  означает взаимную смену индексов.

Используя (1), (4), (5), получаем следующее соотношение, характеризующее связь квазистационарного магнитного поля и электрических полей ленгмюровских волн в Фурье-представлении:

$$\delta \mathbf{B} = \frac{iec}{m_e \omega_{pe}} \int \frac{\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2 c^2 - \omega^2 \epsilon} \mathbf{E}_2^+ \times \mathbf{E}_3^- d_{2,3}. \quad (6)$$

Здесь индексы “+” и “-” относятся соответственно к положительно- и отрицательно-частотным полям в спектре ленгмюровских волн. Отсюда можно найти характерные значения вариаций магнитного поля в хвостах метеороидов.

Применимость описанного метода для распространения волн поперек метеорных следов возможна в том случае, когда длина электромагнитной волны от метеорного следа много меньше ширины следа. В противоположной ситуации нужно учитывать эффекты неоднородности. Минимальные значения волновых векторов, удовлетворяющие этому условию, принимают значения  $10^{-1} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  для различных размеров метеорных тел и, соответственно, различной ширины метеорных следов. Однако ленгмюровские волны могут распространяться и вдоль следа. Следовательно, в данной ситуации нет ограничений на минимальные значения волновых векторов. Полагаем, что ширина хвоста определяет некую максимальную длину волны (в направлении, перпендикулярном хвосту) и, как следствие, минимальное значение волнового вектора (в этом же направлении).

Из соотношения (6) можно найти амплитуду вариации магнитного поля в хвосте метеороида [30]

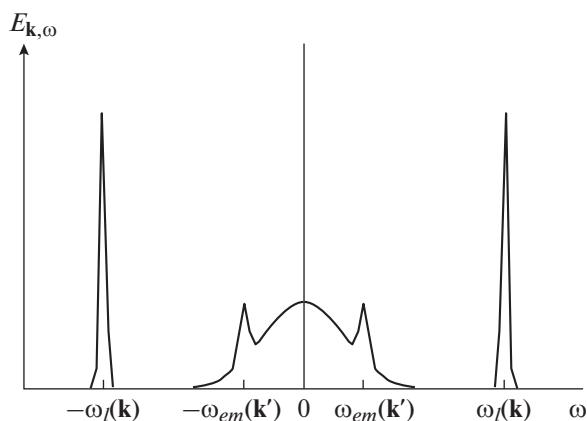
$$\Delta \delta B = \frac{ie\Delta(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)}{m_e c \omega_{pe}}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{E}^*$  – комплексно-сопряженное значение напряженности электрического поля. Отметим, что соотношения (6) и (7) справедливы при выполнении условия  $\omega_{pe} \gg |e\delta \mathbf{B}/m_e c|$ . Иначе вывод выражения для  $\delta \mathbf{B}$  существенным образом усложняется.

Для типичных параметров пылевой плазмы хвостов метеороидов ( $T = 1 \text{ эВ}$ ,  $n_e = 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $E^2/4\pi n_e T = 5 \times 10^{-3}$ ,  $\omega_{pe} = 10^{10} - 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ) вычисления дают значения  $\delta \mathbf{B} = 5 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-6} \text{ Гс}$ , что согласуется с наблюдаемыми величинами вариаций магнитного поля в хвостах метеороидов по измерениям магнитометров во время пролета метеорных тел звездных величин до +5 [22–25]. Для более ярких метеороидов с плотными метеороидными хвостами можно ожидать возникновения вариаций магнитных полей со значениями  $\delta \mathbf{B} = 10^{-4} \text{ Гс}$ , что соответствует максимальным наблюдаемым величинам.

Полученные значения вариаций магнитного поля  $\delta \mathbf{B}$  характеризуют, вообще говоря, квазистационарные возмущения магнитного поля, которые могут наблюдаться в ионосфере. Однако возможна ситуация, когда  $\omega$  и  $\mathbf{k}$ , описывающие фурье-компоненту  $\delta \mathbf{B}$ , связаны между собой законом дисперсии электромагнитных волн. В этой ситуации  $\delta \mathbf{B}$  характеризует вектор магнитного поля электромагнитной волны, которая распространяется в атмосфере Земли и может достигать ее поверхности, где возможна ее трактовка как электрофонных шумов, имеющих метеорное происхождение [29–32]. Электрофонные шумы представляют собой низкочастотные колебания, которые регистрируются одновременно с пролетом метеороидов. Низкочастотные электромагнитные волны могут быть преобразованы в звуковые у поверхности Земли посредством различных приемников и выпрямителей [29] или в результате нагрева предметов и теплопроводности [33].

Схематически спектры ленгмюровских волн и низкочастотных электромагнитных шумов представлены на рис. 1 (ср. рис. 2.5 из [6]), где пики на спектре низкочастотных электромагнитных шумов представляют собой именно низкочастотные волны, характеризующиеся законом дисперсии электромагнитных волн. Таким образом, рассмотренный здесь эффект магнитомодуляционных возмущений может объяснить не только на-



**Рис. 1.** Спектры ленгмюровских волн и низкочастотных электромагнитных шумов. Индексами “*l*” обозначены высокочастотные ленгмюровские волны, а индексами “*em*” — низкочастотные электромагнитные возмущения.

блюдаемые в ионосфере магнитные поля во время пролета метеороидов, но и электрофонные шумы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в плазменно-пылевой системе хвостов метеороидов могут возбуждаться ленгмюровские волны. Модуляционное взаимодействие этих волн приводит к возбуждению поперечных колебаний и возникновению магнитных полей в хвосте метеороида. Показано, что наблюдаемые магнитные поля, связанные с метеороидным хвостом, которые имеют характерные значения  $10^{-6}$ – $10^{-4}$  Гс, сравнимы с магнитными полями, полученными при развитии магнитно-модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн в хвостах метеороидов.

Магнитно-модуляционное взаимодействие ленгмюровских волн может приводить к генерации низкочастотных поперечных полей, объясняющих наблюдаемые электрофонные звуки от метеороидов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: “Наука”, 1981. 416 с.
2. Борисов Н.Д., Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 346.
3. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 993.
4. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I., Borisov N.D. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033703.
5. Morozova T.I., Popel S.I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1787. P. 012052.
6. Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh. Modulational Interactions in Plasmas. Dordrecht—Boston—London: Kluwer Academic Publishers, 1995. 539 p.
7. Веденов А.А., Рудаков Л.И. // ДАН. 1964. Т. 159. С. 767.
8. Гайлитис А.К. Некоторые вопросы взаимодействия излучения и быстрых частиц со средой: Дисс. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1964. 122 с.
9. Гайлитис А.К. // Изв. АН Латв. ССР, сер. физ.-техн. наук. 1965. Т. 4. С. 13.
10. Nishikawa K. // J. Phys. Soc. Japan. 1968. V. 24. P. 916.
11. Nishikawa K. // J. Phys. Soc. Japan. 1968. V. 24. P. 1152.
12. Захаров В.Е. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1745.
13. Хакимов Ф.Х., Цытович В.Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1785.
14. Kruer W.L. Physics of Laser Plasma Interactions. Redwood City: Addison-Wesley, 1988.
15. Haar D. ter, Tsytoich V.N. // Phys. Rep. 1981. V. 73. P. 175.
16. Popel S.I., Vladimirov S.V., Tsytoich V.N. // Phys. Rep. 1995. V. 259. P. 327.
17. Goldman M.V. // Rev. Mod. Phys. 1984. V. 56. P. 709.
18. Shukla P.K., Stenflo L. // Phys. Rev. A. 1984. V. 30. P. 2110.
19. Shukla P.K., Stenflo L. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 2479.
20. Shukla P.K., Yu M.Y., Stenflo L. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. P. 1582.
21. Stenflo L. // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. P. 5355.
22. Калашников А.Г. // ДАН СССР. 1949. Т. 66. № 3. С.373.
23. Калашников А.Г. // Известия АН ССР. 1952. Сер. Геофизика. № 6. С. 7.
24. Иванов К.Г. // Метеоритика. 1961. Вып. 21. С. 46.
25. Черногор Л.Ф. // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. С. 375.
26. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 424 с.
27. Цытович В.Н. // УФН. 1966. Т. 90. С. 435.
28. Бельков С.А., Цытович В.Н. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1293.
29. Keay C.S.L. // Science. 1980. V. 210. P. 11.
30. Verveer P., Bland A., Bevan A.W.R. // 63rd Annual Meteoritical Soc. Meeting. 2000.
31. Zgrablic G., Vinković D., Gradečak S., Kovačić D., Biliskov N., Grbac N., Andreić Ž., Garaj S. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. SIA 11–1. <https://doi.org/10.1029/2001JA000310>
32. Trautner R., Koschny D., Witasse O., Zender J., Knöfel A. // Proc. of Asteroids, Comets, Meteors – ACM 2002. International Conf. 2002. P. 161.
33. Spalding R., Tencer J., Sweatt W., Conley B., Hogan R., Boslough M., Gonzales G., Spurný P. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 41251. <https://doi.org/10.1038/srep41251>