

01;04

Электростатическая зарядка металлического электрически изолированного тела в результате термоэлектронной эмиссии с его поверхности

© В.А. Федоров

ОАО „Радиотехнический институт им. А.Л. Минца“,
125083 Москва, Россия
e-mail: f_v99@mail.ru

(Поступило в Редакцию 18 апреля 2011 г. В окончательной редакции 18 июля 2011 г.)

Исследовано электростатическое заряджение металлического электрически изолированного тела (эмиттера) при вызывании тока термоэлектронной эмиссии из тела в окружающую среду. Рассмотрены случаи, когда тело находится в вакууме и в плазме. При этом считалось, что электроны в поверхностном слое металлического тела принимают его температуру или нагреваются до температуры „горячих“ электронов. Найдены электрические токи, определяющие процессы зарядки/разрядки тела. Проведены оценки значений электрического заряда, напряженности поля и потенциала металлического тела.

Введение

Электронной эмиссией называется процесс выхода электронов из твердых или жидких тел в вакуум или среду [1]. Чтобы вызвать электронную эмиссию, надо сообщить электронам тела добавочную энергию, которую называют работой выхода электрона. Она различна для разных тел и, в частности, для металлов составляет несколько электрон-вольт. Основным видом электронной эмиссии является термоэлектронная эмиссия из металлов, которая обусловлена нагревом металлического тела, эмитирующего электроны. Так как концентрация свободных электронов в металлах достаточно высока, то даже при средних температурах тела вследствие распределения электронов по скоростям некоторые электроны обладают энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера на границе металла. С повышением температуры число электронов, кинетическая энергия теплового движения которых больше их работы выхода, растёт, и термоэлектронный эмиссионный ток увеличивается [1].

Термоэлектронная эмиссия широко применяется в теории различных областей физики, техники и лежит в основе работы электронно-вакуумных приборов. Наблюдение термоэлектронной эмиссии и исследование ее закономерностей в простейшем случае может быть осуществлено с помощью вакуумного или плазмозаполненного диода, содержащего катод и анод [1]. Если диод включить в цепь, где катод обычно имеет нулевой потенциал, т.е. „заземлен“, то при накаливании катода и подаче на анод положительного напряжения относительно катода в анодной цепи диода возникает ток, экспоненциально зависящий от отношения работы выхода катода к температуре, а максимальный ток — ток насыщения определяется пространственным зарядом эмитированных электронов. Температура катода ограничена температурой, при которой материал катода теряет свои конструкционные свойства. Отметим, что „зазем-

ление“ катода не допускает накопление электрических зарядов на его поверхности.

Если термоэлектронная эмиссия возникает из металлического тела, которое электрически изолировано, то оно может начать накапливать положительный электрический заряд, так как эмитируются электроны. Условие заряджения электрически изолированного металлического тела выполняется, когда ток эмитируемых электронов превышает по абсолютной величине ток электронов, текущих на тело из окружающей среды. Причем рассматриваемая схема не предусматривает наличие анодной цепи. Образующийся электрический заряд на теле будет влиять на физические процессы, происходящие в его окрестности, а чрезмерный рост заряда может привести к появлению тока коронирования или к электрическому пробоему [2]. При этом большой интерес вызывают исследования физических явлений и процессов, связанных в первую очередь с величиной приобретаемого электрического заряда телом, со способами ограничения его максимальной величины, с динамикой термоэлектронов в окрестности тела.

В настоящей работе исследуется электростатическое заряджение металлического электрически изолированного тела (эмиттера) при возникновении из него тока термоэлектронной эмиссии, а также ряд сопутствующих явлений, наблюдаемых, когда термоэлектронная эмиссия имеет место. Рассматриваются случаи, когда металлическое электрически изолированное тело находится в вакууме или в покоящейся плазме. Предполагается, что эмиттер выполнен из чистого металла, поэтому другие типы эмиттеров и их характеристики не учитывались. При этом считается, что электроны в поверхностном слое металлического тела принимают температуру тела путем конвекции или нагреваются до температуры „горячих“ электронов с помощью излучения. Найдены электрические токи, определяющие процессы зарядки/разрядки тела. Проведены оценки значений электрического заряда, напряженности поля и потенциала тела для различной температуры эмитируемых электронов.

Уравнение изменения электрического заряда изолированного металлического тела в вакууме при вызывании тока термоэлектронной эмиссии

Плотность пространственного тока насыщения j_1 термоэлектронной эмиссии из „заземленного“ тела (эмиттер), выполненного из чистого металла и находящегося в вакууме, выражается формулой Ричардсона–Дэшмана [1]

$$j_1 \approx A_0 T_k^2 \exp \left[-\frac{|e|\varphi_e}{kT_k} \right]. \quad (1)$$

Здесь $A_0 = 120.4 \text{ A/cm}^2 \text{ deg}^2$ — термоэмиссионная постоянная Зоммерфельда, e — заряд электрона, $|e|\varphi_e$ — работа выхода электрона, k — постоянная Больцмана, T_k — температура поверхности тела. Если величина напряженности электрического поля вблизи поверхности тела достигает $E(t) \approx 10^6 \text{ V/cm}$ [1], то в (1) следует учитывать проявление эффекта Шоттки — понижение величины работы выхода под действием внешнего электрического поля. Отметим, что истинного насыщения тока термоэлектронной эмиссии $I_1 = j_1 S$, где S — поверхность тела, экспериментально не наблюдается, так как изменение $E(t)$ влечет изменение I_1 [1].

Чтобы учесть влияние электрического заряда $Q(t)$, образующегося на поверхности электрически изолированного металлического тела, находящегося в вакууме, под действием термоэлектронной эмиссии на выход электронов из тела добавим в формулу (1) электрический потенциал тела $\varphi(t)$, благодаря которому осуществляется данное влияние. Так как в рассматриваемых условиях термоэлектронная эмиссия происходит из электрически изолированного металлического тела в вакууме, то имеем $Q(t) > 0$, $\varphi(t) > 0$. Поэтому $\varphi(t)$ наряду с $|e|\varphi_e$ будет оказывать тормозящее действие на эмитируемые электроны, которое ограничивает сверху пространственный ток насыщения термоэлектронной эмиссии. Учитывая сказанное выше, плотность пространственного тока термоэлектронной эмиссии $j_2(t)$ из электрически изолированного металлического тела запишем следующим образом:

$$j_2(t) \approx A_0 T_k^2 \exp \left[-\frac{|e|\varphi_e + |e|\varphi(t)}{kT_k} \right]. \quad (2)$$

Положим, что тело, эмитирующее электроны, представляет собой металлическую сферу, имеющую радиус R_0 . В данном случае величина пространственного тока термоэлектронной эмиссии из электрически изолированного металлического тела $I_2(t)$ будет равна

$$I_2(t) \approx j_2(t) 4\pi R_0^2. \quad (3)$$

Подставляя плотность пространственного тока термоэлектронной эмиссии $j_2(t)$ (см. (2)) в (3), получим выражение тока $I_2(t)$ в виде

$$I_2(t) \approx A_0 T_k^2 4\pi R_0^2 \exp \left[-\frac{|e|\varphi_e + |e|\varphi(t)}{kT_k} \right]. \quad (4)$$

Проведя замену переменной в формуле (4), а именно $\varphi(t)$ на $Q(t)/R_0$ и преобразуя данное выражение, получим

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \eta \exp \left[-\frac{\xi}{R_0} Q(t) \right], \quad (5)$$

где $\xi = |e|/kT_k$, $\eta = A_0 T_k^2 \exp(-\xi\varphi_e) 4\pi R_0^2 = j_1 4\pi R_0^2$ — ток электронов из „заземленного“ тела.

Определение характеристик процесса изменения электрического заряда изолированного металлического тела в вакууме при вызывании тока термоэлектронной эмиссии

Решая уравнение (5) с начальным условием $Q(0) = 0$, получим выражения, определяющие в явном виде изменение функций $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$ со временем

$$Q(t) = \frac{R_0}{\xi} \ln \left(\frac{\xi\eta}{R_0} t + 1 \right), \quad (6)$$

$$\varphi(t) = \frac{1}{\xi} \ln \left(\frac{\xi\eta}{R_0} t + 1 \right), \quad (7)$$

$$E(t) = \frac{1}{\xi R_0} \ln \left(\frac{\xi\eta}{R_0} t + 1 \right). \quad (8)$$

Заметим, что процесс термоэлектронной эмиссии из металлического электрически изолированного тела характеризуется функциями $I_2(t)$, $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$, а из „заземленного“ металлического тела характеризуется одной функцией I_1 . Это обстоятельство связано с тем, что на выход электронов из электрически изолированного металлического тела, кроме работы выхода электрона, влияет электрический заряд $Q(t) > 0$, накапливаемый на поверхности тела.

Будем считать, что материалом тела (эмиттера) является чистый вольфрам (W), имеющий работу выхода электрона, равную $|e|\varphi_e(W) \approx 4.5 \text{ eV}$ [1]. Положим, что температура эмиттера составляет $T_k = 2000 \text{ K}$, так как температурный интервал работы катодов из чистого вольфрама обычно заключен в пределах $1500 \leq T_k \leq T_w$, где $T_w = 2500 - 2700 \text{ K}$ — рабочая температура катода [1]. В качестве размера тела примем $R_0 = 100 \text{ cm}$. Подставляя эти величины в выражения (6)–(8), получим $Q(t) \approx 1.8 \text{ CGSE}$, $\varphi(t) \approx 5.5 \text{ V}$, $E(t) \approx 5.5 \text{ V/m}$, если $t = 1 \text{ s}$, и $Q(t) \approx 2.0 \text{ CGSE}$, $\varphi(t) \approx 5.9 \text{ V}$, $E(t) \approx 5.9 \text{ V/m}$, если $t = 10 \text{ s}$. Сравнивая значения функций $Q(t)$, $\varphi(t)$, $E(t)$, например для $t = 1 \text{ s}$ и $t = 10 \text{ s}$, найдем, что $f(t = 1 \text{ s}) \approx f(t = 10 \text{ s})$, т. е. имеет место режим насыщения. Причем разность $\Delta = [f(t_2) - f(t_1)]$, где $t_2 > t_1$, убывает со временем. В этом случае ток эмитированных электронов близок к нулю, т. е. $I_2(t) \approx 0$. Поэтому функции $Q(t)$, $\varphi(t)$, $E(t)$ в режиме насыщения увеличиваются незначительно.

Из рассмотрения формул (6)–(8) видно, что функции $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$ не достигают истинного насыщения

при $t \rightarrow \infty$, так же как и в случае „заземленного“ металлического тела, так как они содержат логарифмическую функцию

$$\ln \left(\frac{\xi \eta}{R_0} t + 1 \right). \quad (9)$$

Чтобы определить скорость роста функций $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$ со временем, положим $(\xi \eta / R_0) t \gg 1$. Данное неравенство выполняется, если $t \gg 1 / (\xi \eta / R_0) \approx \approx 6.3 \cdot 10^{-14}$ с. В этом случае функцию (9) можно представить следующим образом:

$$\ln \left(\frac{\xi \eta}{R_0} t + 1 \right) \approx \ln \left(\frac{\xi \eta}{R_0} \right) + \ln(t). \quad (10)$$

Представление функции (9) в виде суммы константы и временного слагаемого (см. (10)) позволяет проще провести сравнение изменения величин функций $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$ для различных моментов времени и определить их величину при наступлении режима насыщения.

Учитывая сказанное выше, запишем, например, выражение (7) в виде

$$\varphi(t) \approx \frac{1}{\xi} \left[\ln \left(\frac{\xi \eta}{R_0} \right) + \ln(t) \right]. \quad (11)$$

Определяя разность значений функций

$$\Delta\varphi(t) = \varphi(t_2) - \varphi(t_1) \quad (12)$$

для двух моментов времени, отношение которых равно десяти, т.е. $t_2/t_1 = 10$, из выражения (12), учитывая (11), получим

$$\Delta\varphi \approx \frac{2.3}{\xi}. \quad (13)$$

Из рассмотрения (13) видно, что $\Delta\varphi = \text{const}$. Отсюда имеем, что в данном случае увеличение значений функций $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$ происходит с постоянной величиной, равной $\Delta\varphi(t) \approx 2.3/\xi \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, функции $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$ растут очень медленно, так как $\varphi(t)/\Delta\varphi(t) \gg 1$. Следовательно, данные функции близки к режиму истинного насыщения.

Возрастание электростатического заряда изолированного металлического тела в плазме при вызывании тока термоэлектронной эмиссии

В случае нахождения электрически изолированного металлического тела, эмитирующего термоэлектроны, в плазме положим, что между телом и плазмой отсутствует относительное движение. При наличии пространственного тока термоэлектронной эмиссии $I_2(t)$ из тела в плазму, из плазмы на тело будет течь ток I_{ep} , который представляет собой ток электронов плазмы, так как ранее было показано, что $Q(t) > 0$. Выражение тока I_{ep} представим следующим образом [3]:

$$I_{ep} \approx en_e \pi R_0^2 \sqrt{\frac{8kT_{ep}^0}{\pi m_e}}. \quad (14)$$

Здесь n_e — концентрация электронов плазмы, T_{ep}^0 — тепловая температура электронов плазмы, m_e — масса электрона. В дальнейшем будем считать, что в системе „заряженное электрически изолированное металлическое тело–плазма“ наступает равенство токов $I_2(t)$ и I_{ep} по величине

$$|I_{20}(t)| = I_{ep}. \quad (15)$$

Равенство токов (15) приводит систему „заряженное электрически изолированное металлическое тело–плазма“ к установлению равновесного состояния типа

$$|I_{20}(t)| = I_{ep}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = 0. \quad (16)$$

В равновесном состоянии (16) равенство токов (15) запишем следующим образом:

$$4A_0 T_k^2 \exp \left[-\frac{|e|\varphi_e + |e|\varphi_0}{kT_k} \right] = en_e \sqrt{\frac{8kT_{ep}^0}{\pi m_e}} = en_e \langle v_e \rangle, \quad (17)$$

где $\langle v_e \rangle = \sqrt{8kT_p/\pi m_e}$ — средняя арифметическая тепловая скорость электронов плазмы. Обозначив, как и ранее $\xi = |e|/kT_k$, из выражения (17) найдем φ_0 в равновесном состоянии

$$\varphi_e = \frac{1}{\xi} \left(\ln \frac{8A_0 T_k^2}{|e|n_e \langle v_e \rangle} - \xi \varphi_e \right). \quad (18)$$

Подставляя в (18) принятые величины и параметры плазмы, а именно $n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_{ep}^0 = 10^3 \text{ К}$, найдем $\varphi_0 \approx 1.9 \text{ В}$. Так как функция φ_0 определена на момент наступления равновесного состояния, когда $\partial/\partial t = 0$, поэтому в дальнейшем она остается постоянной величиной.

Отметим, что, зная выражение φ_0 (см. (18)), в случае, когда электрически изолированное металлическое тело, эмитирующее термоэлектроны, находится в плазме, нельзя получить выражения Q_0 и E_0 таким же образом, как при нахождении тела в вакууме, т.е. используя равенства $\varphi = Q/R_0$, $E = Q/R_0^2$ (см. (7), (8)). Чтобы найти φ_0 и E_0 в данном случае можно использовать систему уравнений квазигидродинамики [4] для электронов плазмы и определить структуру возмущений области плазмы в окрестности заряженного тела в равновесном состоянии [5]. Кроме этого, можно использовать условия очень большой величины электрического потенциала тела, когда выполнены неравенства [3]

$$R_0 \gg D, \quad \varphi_0 \gg \frac{kT_{ep}^0}{|e|} \left(\frac{R_c}{D} \right)^{4/3}. \quad (19)$$

Здесь D — радиус Дебая, R_c — радиус пространственного заряда. Если неравенства (19) имеют место, то поле вблизи тела убывает по кулоновскому закону, т.е. $\varphi_0 \approx Q_0/R_0$, $E_0 \approx Q_0/R_0^2$ [6].

Возрастание электростатического заряда изолированного металлического тела в вакууме при вызывании тока термоэлектронной эмиссии „горячих“ электронов

Исследование возрастания заряда металлического электрически изолированного тела (эмиттера) под действием тока термоэлектронной эмиссии показало, что оно достаточно мало, так как $|e|\varphi(t) \sim |e|\varphi_e(W)$. Из рассмотрения формул (1), (2) видно, что возрастание величины термотока связано с возрастанием температуры эмитируемых электронов. Достичь этого можно, например, путем возбуждения „горячих“ электронов в объеме металла [7], когда плотность протекающего по проводнику тока порядка 10^8 А/см². Другой путь связан с созданием температурного разрыва между электронным газом и кристаллической решеткой твердого тела, когда имеется значительное различие между временем установления фермиевского распределения в электронном газе и временем релаксации электронов по энергии при взаимодействии с кристаллической решеткой [7]. В этом случае „горячие“ электроны могут стационарно присутствовать в поверхностных слоях металла.

Время межэлектронного взаимодействия, определяемое по формуле, приведенной в [7], равно $\tau_e \sim 10^{-14}$ с. Время выравнивания температуры электронного газа и кристаллической решетки при выключении источника энергии есть время релаксации по энергии, определяемое по формуле из [7], равно $\tau_r \sim 10^{-11}$ с. Так как $\tau_r \gg \tau_e$, поэтому возбужденный электронный газ образует фермиевское распределение с температурой, значительно отличающейся от температуры кристаллической решетки. Исходя из приведенных результатов, в [8] рассмотрен случай, когда на поверхность металла падает стационарный тепловой поток, энергия которого воспринимается электронным газом металла, для чего тепловой поток должен переноситься излучением или электронным потоком. При этом в поверхностном слое металла толщиной $l_e \sim 10^{-6}$ см, равной длине свободного пробега электрона, за время $\tau_e \sim 10^{-14}$ с электроны приобретают некоторое стационарное фермиевское распределение с температурой θ .

Учитывая, что теплоперенос в металле осуществляется электронами вблизи уровня Ферми [7], получим, что электроны, поступающие на следующий слой, находящийся на расстоянии l_e , отдают часть энергии на возбуждение фононов, образуя новое фермиевское распределение с температурой θ' по всему плоскому слою электронов. В этих условиях температурный градиент в поверхностном слое электронного газа запишется следующим образом:

$$-\frac{\partial T}{\partial x} \sim \frac{\theta - \theta'}{l_e}. \quad (20)$$

На длине l_e электроны, участвующие в теплопереносе, отдают часть энергии, определяемую из соотношения

$(\theta - \theta')/\tau_e = (\theta - T)/\tau_r$. Подставляя данное соотношение в (20), получим

$$-\frac{\partial T}{\partial x} \sim \frac{\theta - \theta'}{l_e} = \frac{\theta - T}{l_e \tau_r / \tau_e} = \frac{\theta - T}{v_0 \tau} = \frac{\theta - T}{l_r}, \quad (21)$$

где $v_0 \sim 10^8$ см/с — скорость электронов на уровне Ферми, $l_r = v_0 \tau_r$.

Пусть процесс электронного теплопереноса подчиняется уравнению теплопроводности [7], т.е. $q \sim \lambda(\theta - \theta')/l_e = \lambda(q - T)/l_r$, где q — плотность теплового потока, λ — коэффициент теплопроводности. Тогда из уравнения теплопроводности температура поверхностного слоя электронов определяется в виде $\theta \sim T + l_r q / \lambda$. Учитывая данное соотношение, оценим величины тепловых потоков, вызывающих десятикратный температурный разрыв при $\theta \sim 10^4$ К и $T \sim 10^3$ К. Таким образом, для меди при $\lambda \sim 3.8$ Вт/см deg, $l_r \sim 10^{-3}$ см необходимый тепловой поток составит $q \sim 3 \cdot 10^7$ Вт/см², а для ртути при $\lambda \sim 0.1$ Вт/см deg имеем $q \sim 8 \cdot 10^5$ Вт/см². Подставляя константы и $T \sim 10^3$ К в выражения (6)–(8), найдем $Q(t) \approx 15.5$ CGSE, $\varphi(t) \approx 46.5$ В, $E(t) \approx 46.5$ В/м, когда $t = 1$ с и $Q(t) \approx 16.2$ CGSE, $\varphi(t) \approx 48.6$ В, $E(t) \approx 48.6$ В/м, когда $t = 10$ с. Следовательно, увеличение температуры электронов металла в 5 раз увеличило значения функций $Q(t)$, $\varphi(t)$ и $E(t)$ в 8 раз.

Заключение

В заключение отметим, что рассмотренная задача близка как по своей постановке, так и по решаемым проблемам к задачам, которые возникают при проведении экспериментов с применением космических аппаратов (КА). Например, в случае проведения экспериментов с использованием высокоорбитальных или геостационарных КА возникают проблемы, связанные с увеличением заряда КА при выбивании фотоэлектронов из его поверхности под действием солнечного излучения. Похожие проблемы возникают при проведении космических экспериментов с инжекцией пучков заряженных частиц (в основном электроном) с КА в ионосферу. При этом данные эксперименты часто без системы нейтрализации электрического заряда КА не могут быть проведены [2–4], что связано с большой величиной электрического заряда, который может привести к запырению инжектируемого пучка частиц. Чтобы сравнить отмеченные задачи, приведем их параметры и некоторые результаты решений.

В работе [9] был исследован процесс изменения электрического заряда геостационарного ИСЗ под действием солнечного излучения. Рассмотрено влияние различных физических факторов на величину электрического заряда ИСЗ. При этом было принято, что материалом ИСЗ является чистый алюминий (Al), имеющий работу выхода электрона, равную $|e|\varphi_e(\text{Al}) \approx 2$ eV, а радиус ИСЗ равен $R_0 = 100$ см. Изменение электрического заряда геостационарного ИСЗ под действием фотоэмиссии

описывалось системой уравнений квазигидродинамики электронов, которая решалась с помощью метода конечных разностей. Результаты решения показали, что электрический заряд ИСЗ достигает насыщения и в дальнейшем изменяется очень медленно приблизительно по линейному закону. При этом величина электрического заряда ИСЗ, например для момента времени $t = 55 \mu\text{s}$, равна $Q(t) \approx 3.5 \text{ CGSE}$. Отметим, что ток фотоэлектронов для данного момента времени составляет $I_0(t) \approx 4.5 \cdot 10^{-5} \text{ A}$.

При проведении космических экспериментов с инжекцией электронных пучков [10,11] электронные пучки имели параметры: ток пучка 0.01–1 А, а энергию инжектируемых электронов 0.01–30 keV. Из результатов решений следовало, что электрический потенциал КА в равновесном состоянии токов в зависимости от тока пучка, концентрации электронов ионосферной плазмы, площади поверхности КА равнялся $\sim 100\text{--}1000 \text{ V}$. При этом были найдены механизмы, ограничивающие величину электрического заряда КА помимо теплового тока ионосферной плазмы. Найденные механизмы нейтрализации заряда КА связаны с нестационарными процессами возбуждения ионосферной плазмы на плазменной частоте. Таким образом, была показана важная роль нестационарных процессов, которые существенно уменьшают величину электрического заряда КА, инжектирующего электронный пучок.

Список литературы

- [1] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Атомиздат, 1966.
- [2] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
- [3] Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Пятаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964. 382 с.
- [4] Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1970. 208 с.
- [5] Федоров В.А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1983. Т. 23. № 3. С. 427–292.
- [6] Федоров В.А. // Космические исследования. 1984. Т. 22. № 4. С. 588–593.
- [7] Гинзбург В.Л., Шабанский В.П. // ДАН СССР. 1955. Т. 100. № 3. С. 445–452.
- [8] Невский А.П. // ТВТ. 1970. Т. 8. № 4. С. 898–899.
- [9] Федоров В.А., Хомутов Б.Д. // Сб. научн. тр. „Исследования ионосферы радиофизическими методами“. М. РТИ им. академика А.Л. Минца АН СССР. 1989. С. 25–32.
- [10] Федоров В.А. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 287–292.
- [11] Федоров В.А. // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 5. С. 454–462.