04;11;12

Возможность электростатического заряжения электрически изолированного металлического тела при его обтекании потоком плазмы

© *В.А. Федоров*

Радиотехнический институт им. академика А.Л. Минца, Москва
E-mail: f_v99@mail.ru

Поступило в Редакцию 24 сентября 2014 г.

Рассмотрена возможность электростатического заряжения электрически изолированного металлического тела, обтекаемого потоком плазмы. Определены условия возникновения положительного электрического заряда на поверхности тела в виде требований к величинам параметров плазмы и значению скорости потока плазмы. Сделаны оценки величин электрического заряда, потенциала и напряженности поля сферы в равновесном состоянии токов ее зарядки/разрядки.

Теория электростатического заряжения электрически изолированного металлического тела, обтекаемого однородным потоком маленьких твердых (жидких) незаряженных частиц, была построена в [1–3], где заряжение происходит за счет механизма контактной разности потенциалов [4]. В [1–3] считали, что контакт частицы в момент отрыва от тела происходит по плоской поверхности, тело при $t = 0$ не заряжено, работа выхода электрона из тела $|e|\varphi_1$, а из частицы $|e|\varphi_2$, где e — заряд электрона, φ_1, φ_2 — электрический потенциал поверхности тела и частицы. Если время контакта достаточно, чтобы тела обменялись зарядами, то равновесие достигается, когда между телами возникает разность потенциалов, компенсирующая разность работ выхода.

В [1] получена формула, определяющая величину электрического потенциала φ электрически изолированной металлической сферы, обтекаемой атмосферным воздухом в равновесном состоянии системы

$$\varphi = \varphi_k \frac{R_0}{d}. \tag{1}$$

Здесь φ_k — падение потенциала внутри тела и частицы в месте контакта, R_0 — радиус сферы, d — среднее расстояние между телом и частицей в момент отрыва от него, которое в каждом отдельном случае определяется экспериментально и для плохо проводящих сред $d = 10^{-6}$–10^{-8} cm [1]. Подставляя $\varphi_k = 1\,\mathrm{V}$, $R_0 = 100\,\mathrm{cm}$, $d = 10^{-6}\,\mathrm{cm}$ в (1), найдем $\varphi \approx 10^8\,\mathrm{V}$, электрический заряд металлического тела $Q = \varphi R_0 \approx 3.3 \cdot 10^7$ CGSE, напряженность электрического поля $E = Q/R_0^2 \approx 10^8\,\mathrm{V/m}$. Полученные величины достаточно велики, так как E превышает значение пробоя атмосферы $E \approx 30\,\mathrm{kV/cm}$.

Рассмотренный в [1–3] механизм заряжения относится к случаю обтекания электрически изолированного металлического тела только потоком воздуха, и все оценки и выводы, вытекающие из данного механизма заряжения, применимы лишь к этому случаю. Поэтому задачей данной работы являлось исследование возможности заряжения электрически изолированного металлического тела потоком плазмы. Дело в том, что наличие даже небольшого числа заряженных частиц плазмы создает ток разряжения тела, который будет уменьшать его электрический заряд.

Положим, что заряжение металлического электрически изолированного тела под действием контактной разности потенциалов будет иметь место и в случае обтекания его потоком плазмы. Пусть поток плазмы состоит из атмосферного воздуха (нейтральная компонента) с плотностью $\rho_0 \sim \rho(h)$ на высоте атмосферы h и электронов и ионов, имеющих концентрации n_e, n_i на той же высоте. Примем, что плазма не заряжена, а ток заряжения тела $I_{ek}(t)$ при $t = 0$ больше, чем ток его разряжения $I_s(t)$ по абсолютной величине. Таким образом, условия заряжения для металлической сферы, обтекаемой потоком плазмы с размером поперечного сечения $L \gg 2R_0$, запишем в следующем виде:

$$\rho_0 \sim \rho(h), \quad n_e = n_i, \quad I_{ek}(t = 0) > |I_s(t = 0)|. \tag{2}$$

Отметим, что условия (2) связаны с тем, что заряжение металлического тела, обтекаемого потоком плазмы, благодаря контактной разности потенциалов возможно при следующих условиях: а) при достаточной плотности нейтральных частиц [1–4]; б) если ток заряжения $I_{ek}(t)$ при $t = 0$ превышает ток электронов плазмы $I_s(t)$, текущих к поверхности сферы. Поэтому при получении численных значений величины заряда металлического тела будут использоваться параметры потока плазмы, удовлетворяющие условиям (2).

Для получения аналитического выражения тока $I_{ek}(t)$ используем модель воздушной среды и схему определения величины $Q(t)$ электрически изолированной металлической сферы под действием механизма контактной разности потенциалов, предложенные в [1,2]. Следуя [1,2], представим, что нейтральная компонента плазмы состоит из твердых сферических частиц радиуса $r = 5\,\mu\mathrm{m}$ с концентрацией $N = 300\,\mathrm{cm}^{-3}$ [2]. Таким образом, имеем [2]

$$I_{ek}(t) = \frac{1}{4} N v S \left[\varepsilon \frac{R_0^2}{d} \varphi_k - Q(t) \right], \tag{3}$$

где v — скорость потока плазмы, ε — диэлектрическая постоянная, S — площадь плоской поверхности контакта в момент отрыва частицы от тела, πR_0^2 — площадь сечения взаимодействия частиц и сферы.

Ток $I_s(t)$ в данной постановке задачи состоит из тока проводимости среды [2] и теплового тока электронов плазмы, текущего на поверхность сферы,

$$I_s(t) \approx 4\pi\lambda Q(t) + I_0 \left(1 + \frac{R_c}{R_0}\right)^2. \tag{4}$$

Здесь λ — проводимость среды, $I_0 \approx e n_e v_{ep} 4\pi R_0^2$ — тепловой ток электронов плазмы на поверхность сферы при $t = 0$, v_{ep} — тепловая скорость электронов плазмы, R_c — радиус пространственного заряда сферы [5]. Отметим, что $I_{ep}(t)$ собирается с виртуальной поверхности сферы радиуса $R_{ep} = R_0 + R_c$. На расстоянии R_c имеем $\varphi(t) \approx 0$ и R_c отделяет заряженную поверхность сферы от квазинейтральной плазмы, а его толщина зависит от величины $\varphi(t)$ и R_0, увеличиваясь с ростом $\varphi(t)$.

Функция R_c в общем виде не выражается аналитической зависимостью от $\varphi(t)$. Для очень больших величин $\varphi(t)$, когда выполняются следующие неравенства:

$$R_0 \gg D, \quad \varphi(t) \gg \varphi_c = \frac{kT_e^0}{|e|} \left(\frac{R_c}{D}\right)^{4/3}, \tag{5}$$

где D — радиус Дебая, k — постоянная Больцмана, $T_e^0 = T_{i,}^0$ — тепловая температура электронов и ионов, имеем [5]

$$R_c = 0.803 R_0 \left[\frac{|e|\varphi(t)}{kT_e^0} \left(\frac{D}{R_0} \right)^{4/3} \right]^{3/7}, \quad \frac{R_c}{R_0} \gg 1. \tag{6}$$

При этом $\varphi(t, R)$ в окрестности сферы изменяется по кулоновскому закону [5], т. е.

$$\varphi(t, R) \approx \varphi(t, R_0) \frac{R_0}{R}. \tag{7}$$

Подставляя R_c из (6) в (4) и пренебрегая единицей (см. (6)), получим

$$I_{ep} \approx 0.6 I_0 \left[\frac{|e|\varphi(t)}{kT_e^0} \left(\frac{D}{R_0} \right)^{4/3} \right]^{6/7}. \tag{8}$$

Найденное аналитическое выражение R_c нелинейно относительно $\varphi(t)$. Поэтому упростим его, исходя из того, что показатель степени в формуле (8) близок к единице (см. [5]). Получим

$$I_{ep} \sim 0.6 I_0 \frac{|e|}{kT_e^0} \left(\frac{D}{R_0} \right)^{4/3} \varphi(t). \tag{9}$$

Проведя замену переменной в (9), а именно $\varphi(t)$ на $Q(t)/R_0$ в соответствии с (7), подставим его в (3). Таким образом, выражение (9) представим в следующем виде:

$$I_{ep} \approx 0.6 \frac{I_0}{R_0} \frac{|e|}{kT_e^0} \left(\frac{D}{R_0} \right)^{4/3} Q(t). \tag{10}$$

Чтобы найти выражения функций $Q(t)$, $E(t)$, $\varphi(t)$ и определить их значения при электростатическом заряжении металлической сферы, обтекаемой потоком плазмы, воспользуемся выражениями для токов (3), (4), (10) и составим уравнение изменения $Q(t)$ со временем. Таким образом, получим

$$\frac{dQ(t)}{dt} = A - BQ(t) - MQ(t) - PQ(t). \tag{11}$$

В уравнении (11) введены следующие обозначения:

$$A = \frac{1}{4} N v S \varepsilon \frac{R_0^2}{d} \varphi_k, \ B = \frac{1}{4} N v S, \ M = 4\pi\lambda, \ P \sim 0.6 \frac{I_0}{R_0} \frac{|e|}{k T_e^0} \left(\frac{D}{R_0} \right)^{4/3}. \tag{12}$$

Решая уравнения (11) с начальным условием $Q(0) = 0$, найдем

$$Q(t) = \frac{A}{B + M + P} \left\{ 1 - \exp\left[-(B + M + P)t \right] \right\}. \tag{13}$$

Положим, что в случае $t \to \infty$ в системе заряженная электрически изолированная металлическая сфера—окружающая плазма наступает равенство нулю токов, текущих на сферу. Это обстоятельство приводит данную систему к установлению равновесного состояния типа

$$\sum I_j = 0, \qquad \partial/\partial t = 0. \tag{14}$$

Примем, что в равновесном состоянии (14) выполняется следующее равенство нулю токов $A - (B + M)Q_{eq} - PQ_{eq} = 0$. Решая данное уравнение относительно Q_{eq}, найдем величину Q_{eq} в случае действия теплового тока плазмы

$$Q_{eq} = \frac{A}{B + M + P}. \tag{15}$$

Для оценки численных значений функций Q_{eq}, φ_{eq}, E_{eq} зададим параметры [2]. Радиус сферы $R_0 = 100\,\text{cm}$. Расстояние, на котором прекращается обмен зарядами между сферой и частицей $d = 10^{-6}\,\text{cm}$. Значение проводимости атмосферы $\lambda = 0.02(2 \cdot 10^{-6})\,\text{CGSW}$ [2]. Поверхность отрыва находится из геометрической модели, построенной в [2] $S = 2 \cdot 10^{-3}\,\text{cm}^2$. Величины параметров потока плазмы: скорость потока плазмы $v_{ep} = 2 \cdot 10^4\,\text{cm/s}$, концентрация нейтральных частиц потока плазмы, взаимодействующих с площадью миделя сферы, и контактная разность потенциалов между ними $N = 300\,\text{cm}^{-3}$ [2], $\varphi_k = 1\,\text{V}$, концентрация электронов и ионов плазмы $n_e = n_i = 100\,\text{cm}^{-3}$, температура и тепловая скорость электронов плазмы $T_e^0 = 20\,\text{K}^0$, $v_{ep} \approx 12.5 \cdot 10^6\,\text{cm/s}$. Для принятых величин параметров имеем $I_{ek}(t = 0) > |I_s(t = 0)|$.

Сделаем замечание относительно используемого значения концентрации электронов потока плазмы. Принятая при оценках величина значения концентрации электронов потока плазмы была выбрана из соображения, чтобы выполнялось второе условие применимости механизма заряжения (2). Это позволяет задать параметры потока плазмы, которые учитывают действие механизма контактной разности потенциалов в условиях [1,2], а также действие тока электронов плазмы, уменьшающего положительный заряд металлического тела.

Подставляя в соответствующие формулы принятые значения параметров, получим величины функций Q_{eq}, φ_{eq}, E_{eq}, например, в равновесном состоянии. Имеем

$$Q_{eq} \approx 5.8 \cdot 10\,\mathrm{CGSE}, \quad \varphi_{eq} \approx 1.7 \cdot 10^2\,\mathrm{V}, \quad E_{eq} \approx 1.7\,\mathrm{V/cm}.$$

Найденные величины функций Q_{eq}, φ_{eq}, E_{eq} меньше величин аналогичных функций из [1,2], так как учитывались токи разряжения $|I_c|$ и $|I_{ep}|$. Если принять значение $\lambda = 2 \cdot 10^{-6}$, то найденные значения функций и значения функций из [1,2] будут близки. Необходимо отметить, что принятое повышенное значение λ получено расчетным путем из кривой спадания заряда самолета после прекращения его заряжения с помощью выбрасывания струи углекислоты в атмосферу [2].

Таким образом, в данной работе показана возможность заряжения электрически изолированного металлического тела, находящегося в плазме. При этом необходимо иметь ввиду, что должно выполняться условие (2), которое говорит о том, что ток электронов плазмы на электрически изолированное металлическое тело был меньше тока его зарядки по абсолютной величине. В противном случае механизм заряжения электрически изолированного металлического тела под действием контактной разности потенциалов не будет работать и заряжение тела станет невозможным.

Список литературы

[1] *Имянитов И.М.* // ДАН СССР. 1958. Т. 121. № 1. С. 93.
[2] *Имянитов И.М., Старовойтов А.Т.* // ЖТФ. 1962. Т. 32. № 6. С. 759.
[3] *Имянитов И.М.* Электризация самолетов в облаках и осадках. Л.: Гидрометеоиздат, 1970.
[4] *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Атомиздат, 1966.
[5] *Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964.