01;04

Плазменный разряд в магнитоактивной плазме в окрестности электрически изолированной металлической мишени при падении на ее поверхность нейтральных высокоэнергетических частиц

© В.А. Федоров

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

Поступило в Редакцию 5 марта 2010 г.

Исследована возможность зажигания плазменного разряда в окрестности электрически изолированной металлической мишени, находящейся в магнитоактивной плазме, при падении на ее поверхность потока нейтральных высокоэнергетических частиц. Определены условия зажигания разряда в виде требований к параметрам потока падающих частиц и характеристикам плазмы. Проведены оценки величины концентрации электронов и их тока, текущего к поверхности мишени.

В [1] показано, что падение нейтральных высокоэнергетических частиц (атомы водорода H^0) на покоящуюся, электрически изолированную сферическую мишень радиусом R_0 из железа может привести к ее заряжанию из-за возникновения тока эмиссии электронов I_r. При этом потоку H^0 задавалась энергия $W_0 = 30\,\mathrm{MeV}$ и плотность $P_0 = 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, так как для регистрации заряда мишени требуется выбивание из нее определенного числа электронов [2–5]. Было найдено, что поток H^0 в форме цилиндра радиусом R_0 с параметрами, отмеченными выше, образует $P_r \approx 2.5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ электронов эмиссии с энергией $W_r \approx 6\,\mathrm{keV}$ и углом вылета $\approx 2\pi$. Таким образом, ток I_r можно представить в виде

$$I_r \approx \pi e P_r R_0^2, \tag{1}$$

где e — заряд электрона.

Если $|I_r/I_s| > 1$, где I_s — ток электронов, текущих на мишень из среды, в которой она находится, то мишень начнет заряжаться положительно, т. е. ее электрический заряд и потенциал станут $Q > 0$, $\varphi > 0$. При условии $\varphi < W_r|e|$ и выполнении равенства $|I_r| = I_s$ рост Q и φ прекратится, а эти функции приобретут максимальные величины $Q_{\max} = Q_0 = \text{const}$, $\varphi_{\max} = \varphi_0 = \text{const}$. Иначе φ достигнет значения $\varphi = W_r/|e|$ и произойдет запирание электронов эмиссии. Будем считать, что наличие падающего потока H^0 и равенства токов $|I_r| = I_s$ приводит систему заряженная мишень — плазма к установлению равновесного состояния типа

$$|I_r| = I_s, \qquad \partial/\partial t = 0. \tag{2}$$

В качестве среды, где находится мишень, примем ионосферную плазму, являющуюся магнитоактивной [6]. Учитывая это обстоятельство и (2), запишем [7] $I_s \approx I_T + I_{ion} + I_E$, а (2)

$$|I_r| = I_s \approx I_T + I_{ion} + I_E, \qquad \partial/\partial t = 0. \tag{3}$$

Здесь I_T — ток тепловых электронов плазмы, I_{ion} – ток вторичных электронов плазмы в случае ионизации нейтральной компоненты электронами плазмы или электронами эмиссии, I_E — ток электрического дрейфа электронов плазмы.

Чтобы найти выражения функций I_{ion}, N_e, где N_e — концентрация вторичных электронов плазмы в токе I_{ion}, в условиях (3), рассмотрим геометрическую схему падения потока H^0 на покоящуюся сферическую мишень, используя сферическую систему координат с началом в центре мишени и осью Z, направленной параллельно вектору напряженности магнитного поля Земли $\mathbf{H}_0$. Положим, что поток H^0 в форме цилиндра радиусом R_0 имеет параметры, приведенные выше, и падает на поверхность сферической мишени радиусом R_0, находящейся в ионосферной плазме на высоте $h \approx 200$ km. Пусть $Q_0 = \text{const} > 0$, а в окрестности мишени существует электрическое поле $\mathbf{E} = \text{const}$ с компонентами $\mathbf{E}_R$, $\mathbf{E}_\theta$, $\mathbf{E}_\varphi$.

Для ионизации нейтральных частиц плазмы необходимо, чтобы электрон в электрическом поле набрал среднюю энергию $W_e \sim m_e V_e^2/3$, где m_e, V_e — масса электрона и его эффективная скорость, при которой сечение ионизации $\sigma(W)$ максимально [8]. При этом напряженность электрического поля в области ионизации должна быть $E_{ion} \sim \varphi_{ion}/L_{ion}$, где φ_{ion}, L_{ion} — потенциал и длина ионизации. На высоте $h \approx 200\,\mathrm{km}$ нейтральная компонента ионосферной плазмы в основном состоит из азота с концентрацией $n_0 \approx 4.8 \cdot 10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$ [6]. При этом $\sigma(W_{\mathrm{N}_2})_{\max} \approx 3 \cdot 10^{-16}\,\mathrm{cm}^2$, $W_{\mathrm{N}_2} \approx 100\,\mathrm{eV}$, $V_e \approx 4 \cdot 10^8\,\mathrm{cm/s}$ [8]. Отсюда одним из условий ионизации азота является выполнение равенства $W_{ion} \approx W_{\mathrm{N}_2}$, а сравнивая величины W_r и W_{N_2}, получим $W_{ion} \approx W_{\mathrm{N}_2} \ll W_r$, т.е. ионизацией азота электронами эмиссии можно пренебречь.

Механизмы ионизации нейтральной компоненты плазмы начинают работать, лишь спустя промежуток времени ионизации t_{ion}, который равен [8] $t_{ion} \approx 1/[n_0\sigma(W_{\mathrm{N}_2})_{\max}V_e]$. Если длительность импульса падающих частиц $\Delta t < t_{ion}$, то процесс ионизации нейтральных частиц плазмы не может начаться. Поэтому для появления вторичных электронов плазмы и тока I_{ion} необходимо, чтобы $\Delta t \gg t_{ion}$. Отметим, что ионизация носит пороговый характер, так как существует ограничение на n_0 как сверху, так и снизу [8]. При больших величинах n_0 на длине L_{ion} имеем $W_e \ll W_{ion}$, а при малых n_0 на длине L_{ion} имеем $W_e \gg W_{ion}$.

Наличие $\mathbf{H}_0$ приводит к тому, что электроны плазмы движутся к мишени в основном вдоль $\mathbf{H}_0$ по „магнитной трубке“ [7]. Поэтому сбор тока I_T происходит с плоскости радиусом $R \approx R_0 + r_{eT_e^0} + r_{eH}$, где $r_{eT_e^0} \approx v_{eT_e^0}/\omega_{eH}$, $r_{eH} \approx V_e/\omega_{eH}$ — циклотронный радиус тепловых электронов плазмы и электронов, вращающихся в полях $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}_0$, $v_{eT_e^0}$ — тепловая скорость электронов плазмы, ω_{eH} — циклотронная частота. Отсюда имеем $I_T \approx I_{0H}[1 + r_{eH}/(R_0 + r_{eT_e^0})]^2$. Здесь $I_{0H} \approx I_0(1 + r_{eT_e^0}/R_0)^2$ — ток электронов плазмы на мишень, когда $I_r = 0$ и ее тепловой потенциал равен $\varphi_{T_e^0} = kT_e^0/e$, где k — постоянная Больцмана, T_e^0 — тепловая температура электронов плазмы, $I_0 = 2\pi R_0^2 e n_e^0 v_{eT_e^0}$, n_e^0 — концентрация электронов невозмущенной плазмы.

Положим величину φ_0 очень большой, что имеет место, если выполнены неравенства [9]

$$R_0 \gg D, \qquad \varphi_0 \gg \varphi_c = \frac{kT_e^0}{|e|}\left(\frac{R_c}{D}\right)^{4/3}, \tag{4}$$

где D — радиус Дебая, R_c — радиус пространственного заряда. При выполнении неравенств (4) φ в окрестности мишени изменяется по кулоновскому закону $\varphi \approx \varphi_0 R_0/R$ [9], а функция R_c может быть представлена следующим образом [9]:

$$R_c = 0.803R_0\left[\frac{|e|\varphi_0}{kT_e^0}\left(\frac{D}{R_0}\right)^{4/3}\right]^{3/7}. \tag{5}$$

Принимая во внимание выражение $\varphi \approx \varphi_0 R_0/R$, запишем r_{eH} в виде

$$r_{eH}(R, \theta = \pi/2) \sim \frac{1}{\omega_{eH}}\sqrt{\frac{2|e|}{m_e}\varphi_0\frac{R_0}{R}}. \tag{6}$$

Здесь $V_e \sim \sqrt{2|e|/m_e(\varphi_0 R_0/R)}$, $R \approx R_0 + r_{eH}$, так как $\varphi_0 \gg |\varphi_{T_e^0}|$, а $r_{eT_e^0} \ll r_{eH}$. Сравнивая величины R_c и r_{eH} для параметров ионосферной плазмы на высоте $h \approx 200\,\mathrm{km}$ при $\varphi_0 \geqslant 100$, получим $R_c < r_{eH}$. Благодаря экранировке заряда мишени плазмой на границе R_c имеем $|\mathbf{E}| \sim 0$, поэтому положим $R \approx R_0 + (R_c - R_0)/2$, а I_T перепишем в виде

$$I_T \approx I_{0H}\left[1 + \frac{(R_c - R_0)}{2(R_0 + r_{eT_e^0})}\right]^2. \tag{7}$$

Пусть все условия возникновения процесса ионизации нейтральной компоненты ионосферной плазмы в окрестности мишени, о которых говорилось выше, выполнены и ионизация имеет место. В этом случае N_e, I_{ion}, текущие к заряженной мишени, будут удваиваться на каждой длине L_{ion}. Учитывая сказанное выше, имеем

$$N_e \approx n_e^0 2^{R_{ion}/L_{ion}}, \qquad I_{ion} \approx I_T 2^{R_{ion}/L_{ion}}. \tag{8}$$

Здесь $R_{ion} \approx (R_c - R_0) \geqslant L_{ion}$ — размер области ионизации или расстояние, на котором возможно образование вторичных электронов плазмы. Отсюда число актов ионизации нейтральной компоненты плазмы в окрестности мишени будет равно $\eta = [R_{ion}/L_{ion}]$, где η — целая часть.

Величину отношения R_{ion}/L_{ion} оценим, используя соотношение $\varphi_0 \sim \varphi_{ion} R_{ion}/L_{ion}$, из которого имеем

$$R_{ion}/L_{ion} \sim \varphi_0/\varphi_{ion}. \tag{9}$$

Принимая во внимание (9), выражения (8) перепишем следующим образом:

$$N_e \approx n_e^0 2^{\varphi_0/\varphi_{ion}}, \qquad I_{ion} \approx I_T 2^{\varphi_0/\varphi_{ion}}. \tag{10}$$

Ток I_E представим в виде [7]

$$I_E \sim e n_e^0 \int\limits_{S(R=R_0)} V_E dS \sim I_0 \frac{\pi}{2 v_{eT_e^0}}\sqrt{\frac{2|e|}{m_e}\varphi_0}. \tag{11}$$

Здесь $|V_E| \sim cE_\varphi/H_0$ — скорость электрического дрейфа электронов плазмы, c — скорость света. Формула (11) справедлива, если $|E_\varphi/H_0| \ll 1$ $(d|\mathbf{E}|/dR) \ll 1$ на интервале $R_0 < R < R_0 + r_{eH}$, а $\omega_{eH} \gg \nu$, где ν — частота столкновений электронов плазмы с другими частицами. Данные условия соответствуют тому, что скорость электронов плазмы не должна быть релятивистской и имеет место адиабатичность и замагниченность электронов плазмы. При этом обычно выполняются соотношения $|E_R/E_\varphi| \ll 1$ и $|V_{eR}/V_{e\varphi}| \ll 1$ [7]. Таким образом, считаем, что ток I_E на количество вторичных электронов плазмы не влияет, а влияет лишь на установление равновесного состояния (3).

Положим, что $R_0 = 10\,\text{cm}$, $\Delta t \gg t_{ion} \approx 2\,\text{ms}$, а параметры невозмущенной плазмы равны: $n_e^0 = 5 \cdot 10^5\,\text{cm}^{-3}$, $\upsilon_{eT_e^0} = 1.5 \cdot 10^7\,\text{cm/s}$, $D = 0.5\,\text{cm}$, $T_e^0 = 1200\,\text{K}$, $\omega_{eH} \approx 8 \cdot 10^6\,\text{s}^{-1}$, $\nu \approx 2 \cdot 10^3\,\text{s}^{-1}$ [6]. Подставляя параметры невозмущенной плазмы в (4)–(7) и задавая величины $\Delta = \varphi_0/\varphi_{ion} = 2, 3, \ldots, 10$, определим значения функций φ_0, φ_c, R_c, r_{eH}, а затем $|I_r(R_0)| = I(R_0)$, $N_e(R_0 + 0)$. Зная величины $I(R_0)$ и R_{ion}, из (1) найдем P_r, а L_{ion} из $\varphi_0 \sim \varphi_{ion} R_{ion}/L_{ion}$. Считая, что $P_r \propto P_0$, получим значение плотности потока H^0, при которой возможно существование плазменного разряда $P_0 \approx 4P_r$. Найденные величины функций, упомянутые выше, приведены в таблице.

Результаты вычислений параметров плазменного разряда в равновесном состоянии

Δ	φ_0, V	φ_c, V	R_c, cm	R_{ion}, cm	L_{ion}, cm	$N_e(R_0+0)$ 10^{-5}, cm^{-3}	$\lvert I_r(R_0)\rvert$, A	P_r 10^{-15}, $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	P_0 10^{-15}, $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$
2	200	32.3	37.1	27.1	13.6	20	0.02	0.4	1.6
3	300	40.7	44.2	34.2	11.4	40	0.05	0.9	3.6
4	400	48.0	50.0	40.0	10.0	80	0.11	2.3	9.2
5	500	54.5	55.0	45.0	9.0	160	0.26	5.3	21.2
6	600	60.5	59.5	49.5	8.2	320	0.60	12.0	48.0
7	700	66.1	63.5	53.5	7.6	640	1.33	26.6	106.4
8	800	71.3	67.3	57.3	7.2	1280	2.94	58.8	235.2
9	900	76.2	70.7	60.7	6.7	2560	6.37	127.4	509.6
10	1000	81.0	74.0	64.0	6.4	5120	13.76	275.2	1100.8

Из данных таблицы следует, что неравенства (4) выполнены и применение используемых формул оправдано, а электрическое поле далеко проникает в плазму $(R_c \gg R_0)$ и сильно увеличивает R_{ion}, а следовательно, $N_e(R_0 + 0)$. Имеем $R_c/R_0 \approx 4 \div 8$, $N_e(R_0 + 0)/n_e^0 \approx 4 \div 10^3$, когда $200 \leqslant \varphi_0 \leqslant 1000\,\text{V}$, а $\sigma(W_{\text{N}_2})_{\max}/\sigma(W_{\text{N}_2}) \leqslant 3$. При этом убывание поля по закону $\varphi = \varphi_0 R_0/R$ определяет следующие пределы изменения φ на границе R_c: $\varphi(R_c \approx 37\,\text{cm},\ \varphi_0 = 200\,\text{V}) \approx 54\,\text{V}$, $\varphi(R_c \approx 74\,\text{cm},\ \varphi_0 = 1000\,\text{V}) \approx 135\,\text{V}$. Поэтому в качестве R_{ion} принималось расстояние $R_{ion} \approx (R_c - R_0)$. Отметим, что отсутствие $\mathbf{H}_0$ в [10] увеличивает приблизительно в два раза поверхность сбора как тепловых электронов плазмы, так и вторичных электронов.

В заключение приведем некоторые результаты работы [11], где определялось изменение φ_0 сферического электрически изолированного источника электронов в плазме, когда $\mathbf{H}_0 = 0$. В качестве начальных условий были заданы: $R_0 = 10\,\text{cm}$, $I_r(R_0) = -J[(1 - \exp(-Bt)]$, где $J = 5\,\text{A}$, $B = 10^6$, $E_r \approx 75\,\text{keV}$, $n_e^0 = 10^6\,\text{cm}^{-3}$, $\Delta t = 0.2\,\mu\text{s}$. Ионизация не учитывалась, так как $\Delta t < t_{ion} \approx 1.5\,\text{ms}$. Результаты решения показали, что $\varphi_0 \approx 9\,\text{kV}$. Большая величина φ_0 связана с тем, что в нейтрализации заряда источника не участвовали вторичные электроны плазмы. Таким образом, плазменный разряд существенно влияет на величину φ_0, так как $N_e(R_0 + 0)/n_e^0 \gg 1$.

Список литературы

[1] *Голышков В.А., Федоров В.А.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 4. С. 121–124.

[2] *Каминский А.К., Мещеров Р.А., Николаев В.С.* // Тр. Радиотехнического института АН СССР. М., 1973. № 16. С. 330–335.

[3] *Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Дм.Э.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 9. С. 126–128.

[4] *Васильев Б.И., Грасюк А.З., Дядькин А.П.* и др. // Квант. электрон. 1981. Т. 18. № 11. С. 2390–2396.

[5] *Васильев Б.И., Грасюк А.З., Золотарев В.А.* и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 4. С. 780–782.

[6] *Гуревич А.В., Шварцбург А.Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.

[7] *Франк-Каменецкий Д.А.* Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964. 284 с.

[8] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
[9] *Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964. 382 с.
[10] *Федоров В.А.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 12. С. 55–59.
[11] *Федоров В.А.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. В. 7. С. 1396–1399.