

04

О возможности зажигания плазменного разряда в окрестности электрически изолированной металлической мишени при падении на ее поверхность нейтральных высокоэнергетических частиц

© В.А. Федоров

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

Поступило в Редакцию 25 декабря 2008 г.

Рассмотрена возможность зажигания плазменного разряда в окрестности электрически изолированной металлической мишени, находящейся в плазме, при падении на нее потока нейтральных высокоэнергетических частиц. Определены условия зажигания разряда в виде требований к параметрам потока падающих частиц и характеристикам плазмы. Приведены оценки величины потенциала мишени, концентрации электронов и их тока, текущего на поверхность мишени, имеющие место при наличии разряда в равновесном состоянии данной системы.

PACS: 51.50.+v

В [1] показано, что падение нейтральных высокоэнергетических частиц (атомы водорода H^0) на электрически изолированную мишень из железа может привести к ее заряданию благодаря возникновению тока обратнорассеянных электронов I_r . При этом потоку атомов H^0 задавались энергия $E_0 = 30$ MeV и плотность $P_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, исходя из того, что для регистрации заряда мишени требуется выбивание из нее определенного числа электронов [2–5]. Было найдено, что падающий по нормали к поверхности мишени поток H^0 с параметрами, отмеченными выше, образует $P_r \approx 2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ обратнорассеянных электронов с энергией $E_r \approx 6$ keV и углом рассеяния $\approx 2\pi$. Считая, что на сферическую мишень радиусом R_0 падает поток атомов H^0 , имеющий

форму цилиндра радиусом R_0 , имеем

$$I_r(R_0) \approx \pi e P_r R_0^2. \quad (1)$$

где e — заряд электрона.

Если $|I_r(R_0)/I(R_0)| > 1$, где $I(R_0)$ — ток электронов на поверхность мишени из среды, в которой она находится, то мишень станет заряжаться положительно, т.е. электрический потенциал будет $\varphi_0 > 0$. В качестве среды примем плазму типа ионосферной [6]. В данном случае на заряженную мишень будет течь ток электронов плазмы и ток электронов, образующихся в результате ионизации нейтральной компоненты плазмы электронами плазмы или обратнорассеянными электронами. Для ионизации нейтральных частиц необходимо, чтобы электрон в электрическом поле мишени набрал среднюю энергию $W \sim m_e V^2/3$, где m_e , V — его масса и эффективная скорость, при которой сечение ионизации электроном $\sigma(W)$ максимально [7]. При этом напряженность электрического поля в области ионизации должна быть $E_{ion} \sim \varphi_{ion}/L_{ion}$, где φ_{ion} , L_{ion} — потенциал и характерная длина ионизации.

Например, на высоте 200 km основной составляющей нейтральной компоненты ионосферной плазмы является азот, имеющий концентрацию $n_0 = 4.8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ [6], для которого $\sigma(W_{N_2})_{\max} \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ при $W_{N_2} \approx 100 \text{ eV}$, $V \approx 4 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ [7]. Так как $W_{N_2} \ll E_r$, ионизацией обратнорассеянными электронами пренебрежем. Необходимо отметить, что механизмы ионизации нейтральной компоненты плазмы начинают работать лишь спустя промежуток времени ионизации t_{ion} [7]

$$t_{ion} \approx \frac{1}{n_0 \sigma(W_{N_2})_{\max} V}. \quad (2)$$

Если $\Delta t < t_{ion}$, где Δt — длительность импульса падающих частиц, то ионизация нейтральных частиц плазмы невозможна. Отметим также, что ионизация носит пороговый характер, так как существует ограничение на n_0 как сверху, так и снизу [7]. При больших n_0 электрон не успевает на L_{ion} набрать энергию W , а при малых n_0 его энергия много больше чем W .

Пусть ионизация нейтральной компоненты плазмы имеет место, тогда $I(R)$ и N_e — концентрация электронов в потоке плазмы, текущие

к заряженной мишени, будут удваиваться на каждой длине L_{ion} . Таким образом, получим

$$I(R_0) \approx I(R_c)2^{R_{ion}/L_{ion}}, \quad N_e(R_0) \approx n_e^0 2^{R_{ion}/L_{ion}}. \quad (3)$$

Здесь $I(R_c) = en_e^0 v_{eT_e^0} 4\pi R_c^2$ — тепловой ток электронов плазмы, собираемый зоной пространственного заряда [8], R_c — размер данной зоны в равновесном состоянии системы, n_e^0 , $v_{eT_e^0}$ — концентрация и тепловая скорость электронов плазмы, $R_{ion} \leq (R_c - R_0)$ — размер области ионизации. Заметим, что равновесное состояние системы при наличии плазменного разряда задается условиями

$$\varphi_0 = \text{const}, \quad |I_r| = I(R_0). \quad (4)$$

Величину равновесного потенциала мишени φ_0 можно оценить следующим образом:

$$\varphi_0 \sim \varphi_{ion} \frac{R_{ion}}{L_{ion}}. \quad (5)$$

При очень больших значениях φ_0 , когда выполнены неравенства [8]

$$R_0 \gg D, \quad \varphi_0 \gg \varphi_c = \frac{kT_e^0}{|e|} \left(\frac{R_c}{D} \right)^{4/3}, \quad (6)$$

где D — радиус Дебая, k — постоянная Больцмана, T_e^0 — тепловая температура плазмы, поле вблизи мишени убывает по кулоновскому закону. В этом случае имеем [8]

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

Из выражений (3)–(7) найдем

$$|I_r(R_0)| = I(R_0) \approx I(R_c) 2^{\varphi_0/\varphi_{ion}}, \quad N_e(R_0) \approx n_e^0 2^{\varphi_0/\varphi_{ion}}. \quad (8)$$

Положим, что сферическая электрически изолированная металлическая мишень радиусом $R_0 = 10$ см находится в плазме и на нее падает поток атомов H^0 , имеющий форму цилиндра с $R_0 = 10$ см. Пусть выполняется неравенство $\Delta t \gg t_{ion} \approx 2$ мс (см. (2)), а в рассматриваемой системе имеют место процессы ионизации и наблюдается равновесное

Результаты вычислений параметров плазменного разряда в равновесном состоянии

Δ	φ_0 , V	φ_c , V	R_c , cm	R_{ion} , cm	L_{ion} , cm	$N_e(R_0) \cdot 10^{-5}$, cm^{-3}	$ I_r(R_0) $, A	$P_r \cdot 10^{-15}$, $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$P_0 \cdot 10^{-15}$, $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
2	200	32.3	37.1	27.1	13.6	20	0.08	1.5	6.2
3	300	40.7	44.2	34.2	11.4	40	0.13	2.6	10.4
4	400	40.8	50.0	40.0	10.0	80	0.19	3.8	15.7
5	500	54.5	55.0	45.0	9.0	160	0.25	5.0	20.2
6	600	60.5	59.5	49.5	8.2	320	0.32	6.4	25.6
7	700	66.1	63.5	53.5	7.6	640	0.39	7.8	31.2
8	800	71.3	67.3	57.3	7.2	1280	0.47	9.3	37.2
9	900	76.2	70.7	60.7	6.7	2560	0.54	10.8	43.4
10	1000	81.0	74.0	64.0	6.4	5120	0.62	12.4	49.8

состояние. Примем, что параметры невозмущенной плазмы имеют следующие значения: $n_e^0 = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $v_{eT_e^0} = 1.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, $D = 0.5 \text{ cm}$, $T_e^0 = 1200 \text{ K}^0$ [6]. Задавая величины $\Delta = \varphi_0/\varphi_{ion} = 2, 3, \dots, 10$ и подставляя параметры плазмы в (6)–(8), определим значения функций φ_0 , φ_c , R_c , $|I_r(R_0)| = I(R_0)$, $N_e(R_0)$. Зная величины $I(R_0)$ и $R_{ion} \approx (R_c - R_0)$, из (1) найдем P_r , а из (5) — L_{ion} . Считая, что $P_r \propto P_0$, получим значение P_0 , при котором существует плазменный разряд. Найденные величины приведены в таблице.

Из данных таблицы следует, что $\varphi_0 \gg \varphi_c$, т.е. применение используемых формул для заданных параметров оправдано. Причем в случае очень больших потенциалов электрическое поле мишени далеко проникает в плазму и сильно увеличивает R_c и R_{ion} , а следовательно, $N_e(R_0)$. Например, имеем $R_c/R_0 \approx 4-8$, $N_e(R_0)/n_e^0 \approx 4-10^3$ при изменении φ_0 в пределах $200 \leq \varphi_0 \leq 1000 \text{ V}$. Данные изменения φ_0 при убывании поля по закону $\varphi = \varphi_0 R_0/R$ соответствуют следующим значениям φ на внешней границе зоны пространственного заряда: $\varphi(R_c \approx 37 \text{ cm}, \varphi_0 = 200 \text{ V}) \approx 54 \text{ V}$, $\varphi(R_c \approx 74 \text{ cm}, \varphi_0 = 1000 \text{ V}) \approx 135 \text{ V}$. Отсюда найдем [7], что $\sigma(W_{N_2})_{\max}/\sigma(W_{N_2}) \leq 3$ при изменении φ_0 в пределах $200 \leq \varphi_0 \leq 1000 \text{ V}$. Поэтому в качестве области ионизации принималась область $R_{ion} \approx (R_c - R_0)$.

В заключение приведем некоторые результаты задачи [9], где определялось изменение φ_0 сферического электрически изолирован-

ного источника электронов, помещенного в плазму с параметрами, близкими к принятым выше. В качестве начальных условий были заданы: $R_0 = 10$ см, $I_r(R_0) = -J[1 - \exp(-Bt)]$, где $J = 5$ А, $B = 10^6$, $E_r \approx 75$ keV, $n_e^0 = 10^6$ см⁻³, $\Delta t = 0.2$ мкс. Процессы ионизации не учитывались, так как $\Delta t < t_{ion} \approx 1.5$ мс (см. (2)). Результаты решения показали, что величина φ_0 достигала ≈ 9 кV. Большая величина φ_0 связана с тем, что в нейтрализации заряда источника участвовали лишь тепловые электроны плазмы. Следовательно, плазменный разряд может существенно влиять на величину φ_0 мишени или источника электронов, так как $N_e(R_0)/n_e^0 \gg 1$.

Список литературы

- [1] Гольшиков 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 Д.М.Э. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 9. С. 126–128.
- [4] Васильев Б.И., Грасюк А.З., Дядькин А.П. и др. // Квант. электр. 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] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [8] Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
- [9] Федоров В.А. // ЖТФ. 1980. Т. 50. В. 7. С. 1396–1399.