

УДК 538.4.533.9

К РАСЧЕТУ ТЕРМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ В ПЛАЗМЕ С ПРИСАДКОЙ ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА

В. И. Белых

(Жуковский)

На основе уравнений диффузии рассмотрена задача о распределении параметров в области возмущения плазмы вблизи поверхности электрода. Во внимание приняты термоэлектронная и термоионная эмиссии с поверхности электрода, эффект Шоттки, объемная ионизация и рекомбинация. В решении предполагаются две области: амбиполярной диффузии и пространственного заряда. Рассматривается сравнительно простая геометрия разрядного промежутка, представляющая собой два бесконечных плоскопараллельных электрода. Проводится сравнение с расчетами для термически равновесной области возмущения плазмы.

В последнее время в связи с развитием методов прямого преобразования энергии (кинетической в электрическую и наоборот) большое внимание уделяется исследованию приэлектродных процессов в плазме, причем при анализе приэлектродных явлений используется предположение о постоянстве электронной температуры [1—3].

В данной работе исследуется модель приэлектродного слоя с учетом диффузии, ионизации и рекомбинации, в которой снято предположение о постоянстве температуры электронов. Электронная температура определяется по энергетическому балансу электронного газа, который записывается в виде

$$(1) \quad \sigma E^2 = \frac{3}{2} \delta n_e k \nu (T_e - T_g).$$

Предположим, что плазма представляет собой смесь газа с высоким потенциалом ионизации, давление которого достаточно высокое ($p_g \sim 1$ атм), и паров присадки щелочного металла ($p_a \sim 10^{-2}$ атм). Предполагается, что температуры ионов и нейтралов совпадают и равны температуре электрода ($T_i = T_g = T_w$).

При сделанных предположениях приэлектродный слой разбивается на три области [1], в которых концентрация заряженных частиц, напряженность электрического поля и потоки частиц описываются следующими уравнениями в безразмерном виде:

область пространственного заряда

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{dN_i}{dy} &= N_i G - j_i D_i^{-1}, \\ \frac{dN_e}{dy} &= -N_e G \tau_e^{-1} - j_e D_e^{-1}, \\ \frac{dj_i}{dy} - \frac{dj_e}{dy} &= 0, \quad \frac{dG}{dy} = N_i - N_e; \end{aligned}$$

квазинейтральная область ($N_i = N_e = N$)

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{dN}{dy} &= \frac{j_i D_i^{-1} + j_e \tau_e D_e^{-1}}{1 + \tau_e}, \\ \frac{dj_i}{dy} = \frac{dj_e}{dy} &= \alpha_r N \left\{ \frac{(N_e^*)^2}{N_h^*} [N_{h0} - (1 + \tau_e) N] - N^2 \right\}, \\ G &= \frac{(j_i D_i^{-1} - j_e D_e^{-1}) \tau_e}{1 + \tau_e} \frac{1}{N}; \end{aligned}$$

область невозмущенной плазмы

$$(4) \quad N_i = N_e \equiv 1, \\ G = \frac{(j_i D_i^{-1} - j_e D_e^{-1}) \tau_e}{1 + \tau_e}.$$

В уравнения (2)—(4) входят такие величины, как коэффициенты диффузии ионов D_i и электронов D_e , коэффициент рекомбинации α_r , давление присадки p_a и равновесная концентрация электронов N_e^* , которые определяются из следующих соотношений:

коэффициент диффузии

$$D_i = \left(\sum_{s \neq i} N_s Q_{is}^1 \right)^{-1}, \\ D_e = \left(\frac{m_i}{m_e} \tau_e \right)^{1/2} \left(\sum_{s \neq e} N_s Q_{es}^1 \right)^{-1};$$

коэффициент рекомбинации [4]

$$\alpha_r = \tau_e^{-4,765};$$

уравнение Саха [5]

$$(N_e^*)^2 = C N_k^* \tau_e^{3/2} \exp \left(- \frac{e\Phi_i}{kT_e} \right);$$

уравнение состояния

$$p = \sum_s p_s = k \sum_s n_s T_s.$$

В данной работе используются сечения столкновений, полученные в [6—8]:

$$Q_{ek} = 4 \cdot 10^{-18}, \\ Q_{eN_2} = 4,5565 \cdot 10^{-20} + 2,81786 \cdot 10^{-23} T_e - 4,99704 \cdot 10^{-27} T_e^2 + \\ + 3,30643 \cdot 10^{-31} T_e^3,$$

$$Q_{iN_2} = 2,39 \cdot 10^{-17} T_g^{(1,756 \cdot 10^{-5} T_g - 0,5)},$$

$$Q_{ei} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{kT_e} \right]^2 \ln \Lambda,$$

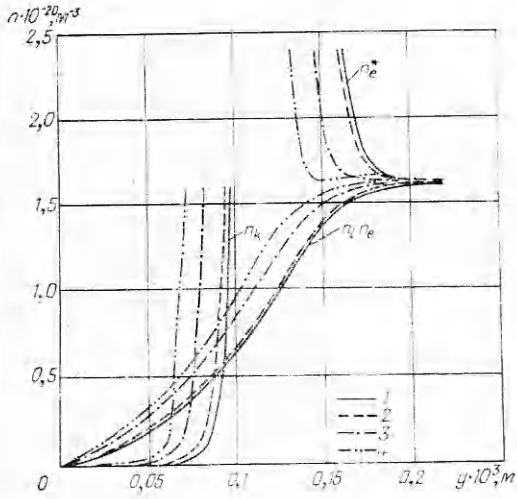
$$\Lambda = 3\lambda_D \left[\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right] kT_e,$$

$$\lambda_D^{-2} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_s \frac{n_s q_s^2}{kT_s},$$

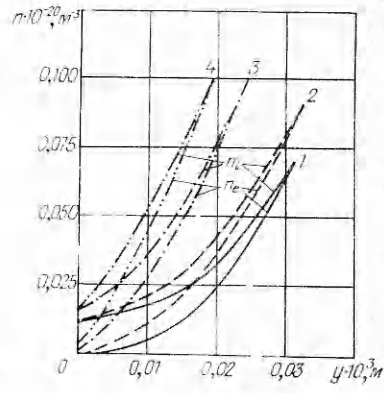
где Q_{ek} , Q_{eN_2} и Q_{iN_2} в m^2 , а температура в градусах Кельвина.

Граничные условия на поверхности электрода, т. е. для системы (2), приняты следующие:

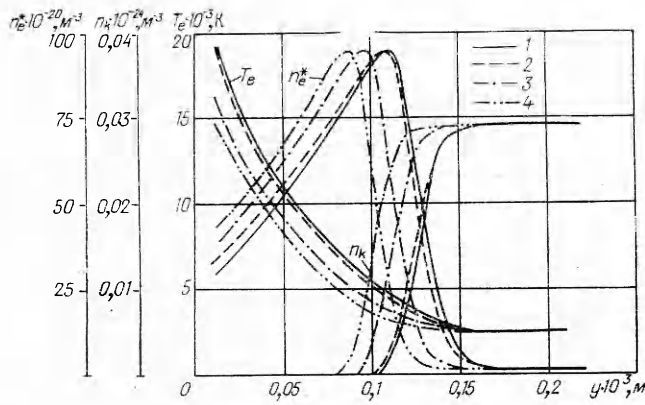
$$N_{iw} = \frac{-2j_{iw} + 4j_{i\text{эм}}}{v_i}, \\ N_{ew} = \frac{-2j_{ew} + 4j_{e\text{эм}}}{v_e},$$



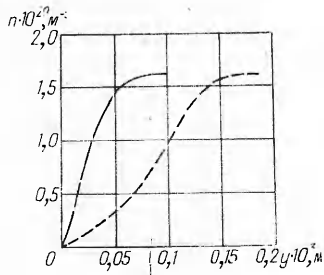
Ф и г. 1



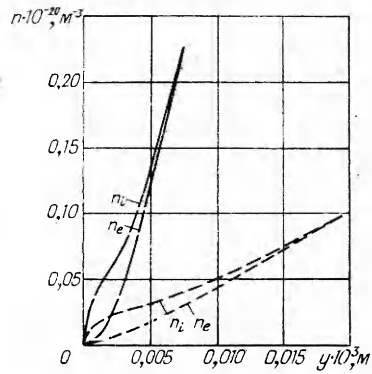
Ф и г. 3



Ф и г. 2



Ф и г. 4



Ф и г. 5

где $j_{iэм}$, $j_{eэм}$ — плотности токов термоэмиссии

$$j_{eэм} = AT_w^2 \exp[-e(\varphi_a - \sqrt{eE_w})/kT_w],$$

$$j_{iэм} = BT_w^2 \exp\left[-\frac{E_a}{kT_w}\right].$$

Точное аналитическое решение уравнений (1)–(3) невозможно, поэтому они были проинтегрированы на ЭВМ методом Рунге–Кутты. Процедура расчета сводилась к следующему. При определенных значениях температуры электрода и напряженности электрического поля у поверхности электрода варьированием граничных значений плотностей ионного и электронного потоков находилось решение, удовлетворяющее условиям сшиваия решений систем уравнений (2), (3)

$$\left| \left(\frac{dN_i}{dy} - \frac{dN_e}{dy} \right) / \left(\frac{dN_i}{dy} + \frac{dN_e}{dy} \right) \right| \leq \delta_1,$$

$$|(N_i - N_e)/(N_i + N_e)| \leq \delta_1$$

на границе квазинейтральной области и области пространственного заряда и

$$\frac{dN}{dy} \leq \delta_2$$

на границе квазинейтральной области и области невозмущенной плазмы.

Фиг. 1–5 иллюстрируют результаты расчета. Рабочая смесь — азот при атмосферном давлении, содержащий 1% калия. На фиг. 1 показано распределение концентраций заряженных частиц, а также концентраций электронов и ионов, рассчитанных по Саха; на фиг. 2 — распределение электронной температуры и концентраций ионов и нейтралов, рассчитанных по Саха; на фиг. 3 — распределение концентраций ионов и электронов в области пространственного заряда. Кривые 1 на фиг. 1–3 соответствуют значению плотности тока 78,64 А/м²; 2— $i = -14,29$; 3— $i = -1190$; 4— $i = -3273$ А/м². На фиг. 4–5 для сравнения показано распределение концентраций в приэлектродном слое и в области пространственного заряда соответственно при протекании тока плотностью $i = -3273$ А/м² для случая постоянной и переменной электронной температуры. Сплошные кривые соответствуют постоянной электронной температуре, равной температуре электрода, а штриховые — переменной электронной температуре. Температура электродов для всех приведенных результатов расчета принята равной 2400 К. Падение потенциала $\Delta\varphi$ в приэлектродном слое в случае постоянной температуры электронов равно 1,2 В, в случае переменной — 4,35 В.

Поступила 21 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Г. А., Михайлов В. Н. К анализу области возмущения плазмы вблизи электрода. — «Изв. АН СССР. МЖГ», 1968, № 3.
2. Михайлов В. Н. К расчету приэлектродной области в плазме с присадкой щелочного металла. — ПМТФ, 1971, № 4.
3. Белых В. И. Расчет вольт-амперных характеристик приэлектродного пограничного слоя в термически неравновесной плазме. — ПМТФ, 1974, № 5.
4. Coll T. A., Zukoski E. E. Recombination rates and nonequilibrium electrical conductivity in seeded plasmas. — «Phys. of fluids», 1966, vol. 9, N 4, p. 780.

5. Kerrebrock J. L. In: Proc. 2nd sympos. on engng aspects of MHD. Philadelphia, 1961. Рус. пер.— В кн.: Инженерные вопросы магнитной гидродинамики. М., «Мир», 1965.
6. Garrison G. W. Electrical conductivity of a seeded nitrogen plasma.— «AIAA J.», 1968, vol. 6, N 7, p. 1264.
7. Weber R. E., Tempelmeyer K. E. Calculation of the D-C electrical conductivity of equilibrium nitrogen and argon plasma with and without alkali Metal Seed. AEDC — TDR — 64 — 119, July 1964.
8. Demetriades S. T., Argyropoulos G. S. Ohm's law in multicomponent nonisothermal plasmas with temperature and pressure gradients.— «Phys. of fluids», 1966, vol. 9, N 11, p. 2136.

УДК 533.932 : 621.3.036.6

ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ДУГИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ АНОДНЫМ ПАДЕНИЕМ ПОТЕНЦИАЛА

Н. С. Меринов, В. А. Петросов

(Москва)

Исследуется режим горения сильноточной дуги с отрицательным анодным падением потенциала U_a , изучаются область существования этого режима, причины перехода в режим с положительным U_a . Отмечается, что более предпочтительным для большинства плазменных устройств является режим работы с отрицательными U_a .

При работе различных плазменных устройств (МГД-генераторы, плазмотроны, ускорители плазмы и др.), при исследовании и использовании сильноточных дуг наблюдаются два режима: с положительным и отрицательным анодным падением потенциала U_a [1]. И хотя нередко эти два режима встречаются при работе одного и того же устройства (один режим может переходить в другой), они обладают целым рядом отличительных свойств.

Практически всегда в режиме отрицательного U_a разряд равномерно распределен по поверхности электрода, при положительном U_a разряд стягивается в жгут, контрагируется. При отрицательном U_a увеличение тока разряда достигается минимальным увеличением напряжения (речь идет о развитой сильноточной дуге), при положительном U_a небольшое увеличение тока сопровождается значительным увеличением напряжения, причем большая доля величины прироста напряжения приходится на приэлектродную зону [1, 2]. При прочих равных условиях плотность тока на электроде и суммарное тепловыделение при положительном U_a выше, чем при отрицательном. Тем более это относится к удельным тепловым потокам в анодном пятне. В последнее время появился целый ряд работ (например, [3—5]), в которых было обнаружено, что при горении дуги в режиме отрицательного U_a тепловыделение на аноде ниже расчетного, что по-видимому, связано с уменьшением эффективной работы выхода материала анода при контакте с плазмой [5—7]. Такой эффект не наблюдался при положительном U_a .

Известно, что во многих плазменных устройствах реализуется режим с положительным U_a (так полагают исследователи). Например, до сравнительно недавнего времени считалось, что в сильноточных ускорителях