

6. *Nicholls R. W.* Franck—Condon factors for ionizing transitions of O_2 , CO, NO and H_2 and for NO^+ ($A^1\Sigma - X^1\Sigma$) band system. *J. Phys. B (Proc. Phys. Soc.)*, 1968, vol. 1, No. 6.
7. *Mantz A. W.*, *Watson J. K. G.*, *Harahari Rao K.*, *Albritton D. L.*, *Schmeltekopf A. L.*, *Zare R. N.* Rydberg — Klein — Rees potential for the $\bar{X}^2\Sigma$ state of CO molecule. *J. Mol. Spectrosc.*, 1971, vol. 39, No. 1.
8. *Бочкарев А. А.*, *Косинов В. А.*, *Приходько В. Г.*, *Ребров А. К.* Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме. ПМТФ, 1970, № 5.
9. *Russo A. L.* Spectrophotometric measurements of the vibrational relaxation of CO in shock-wave and nozzle expansion-flow environments. *J. Chem. Phys.*, 1967, vol. 47, No. 12.

УДК 537.529

РАСЧЕТ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЭЛЕКТРОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ТЕРМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

В. И. Белых

(Москва)

Рассматривается контакт термически неравновесной плотной плазмы с эмиттирующим электродом в канале дозвукового МГД генератора. Учитывается только трехчастичная реакция рекомбинации, магнитное поле отсутствует. Приэлектродный слой разбивается на две области — квазинейтральности и пространственного заряда. Уравнения, описывающие электрофизические процессы в этих областях, численно решены на ЭВМ БЭСМ-6. Результаты расчетов представлены в виде вольт-амперных характеристик приэлектродного пограничного слоя при различных температурах стенки, ядра потока и электронов.

Рабочие характеристики МГД устройств зависят от коэффициента электропроводности плазмы, поэтому важно знать, каким образом можно его увеличить, учитывая в то же время конструктивные возможности используемых материалов.

Вообще говоря, в результате взаимодействия плазмы с электрическим полем температура электронов становится отличной от температуры ионов и нейтралов, а так как коэффициент электропроводности плазмы зависит от температуры электронов, то неравновесная ионизация в плазме вызывает большой интерес. В работах [1–3] предпринята попытка теоретически и экспериментально показать наличие неравновесной ионизации в плазме аргона с присадкой калия. В [4, 5] также исследовалась неравновесная ионизация благородных газов с присадкой щелочного металла.

В [6, 7] рассматривалось влияние повышенной электронной температуры вблизи поверхности изоляционной стенки в предположении равновесной концентрации электронов поперек пограничного слоя. Равновесная концентрация электронов определялась из уравнения Саха при температуре электронов. Для электродной стенки подобное допущение справедливо в ядре потока и в какой-то части пограничного слоя. Вблизи же стенки концентрации электронов будут определяться конечными скоростями рекомбинации [8], причем, если ионизационная неравновесность распространяется в достаточно большой области пограничного слоя ($l_s h \sim 0$ (δ_T)), то необходимо учитывать взаимодействие пограничного и приэлектродного слоев, так как температура тяжелых частиц, т. е. ионов, атомов присадки и основного газа, в данном случае будет отличаться от температуры поверхности проводящей стенки.

В данной работе исследуется приэлектродный пограничный слой с учетом диффузии, ионизации и рекомбинации заряженных частиц при заданных распределениях температуры и скорости основного газа. Рассматривается плотная плазма при давлении $P = 1$ атм, так что температуру ионов и основного газа можно считать одинаковой. В общей постановке задача требует совместного решения уравнений диффузии и Пуассона с уравнениями магнитогидродинамического пограничного слоя. Однако при малой степени ионизации и малом параметре магнитного взаимодействия уравнения для определения скорости и температуры основного газа разделяются и могут решаться независимо.

В работе используются следующие допущения: 1) плазма квазинейтральная (за исключением приэлектродного слоя); 2) все компоненты плазмы, за исключением электронов, находятся в термическом равновесии; 3) поверхность электродов является поглощающей для заряженных частиц, движущихся к электродам. Поверхность эмитти-

рует токи термоионной и термоэлектронной эмиссии; 4) дебаевский радиус значительно больше длины свободного пробега электронов; 5) магнитное поле отсутствует; 6) учитывается только трехчастичная рекомбинация; 7) радиационные эффекты не учитываются; 8) температура электронов постоянна; 9) изменением всех величин вдоль электрода можно пренебречь.

При сделанных предположениях приэлектродный слой разбивается на три области [8], в которых концентрация заряженных частиц, напряженность электрического поля и потоки частиц описываются следующими уравнениями в безразмерном виде.

В области пространственного заряда

$$(1) \quad \frac{dN_i}{dy} = \frac{N_i G}{\tau_i} - j_i, \quad \frac{dN_e}{dy} = -\frac{N_e G}{\tau_e} - ej_e$$

$$\frac{dj_i}{dy} = 0, \quad \frac{dj_e}{dy} = 0, \quad \frac{dG}{dy} = N_i - N_e$$

В квазинейтральной области ($N_i = N_e = N$)

$$(2) \quad \frac{dN}{dy} = -\frac{\tau_i j_i + e\tau_e j_e}{\tau_i + \tau_e}, \quad \frac{dj_i}{dy} = N(1 - N^2)$$

$$\frac{dj_e}{dy} = N(1 - N^2), \quad G = \frac{(j_i - ej_e)\tau_i\tau_e}{\tau_i + \tau_e} \frac{1}{N}$$

В области невозмущенной плазмы

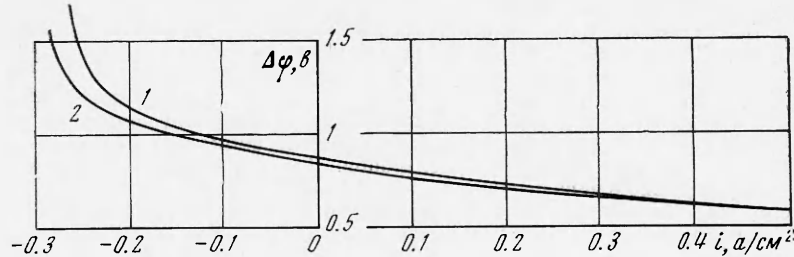
$$(3) \quad N_i = N_e = 1, \quad G = \frac{(j_i - ej_e)\tau_i\tau_e}{\tau_i + \tau_e}$$

Введем граничные условия.

Из условий в ядре потока следует:

$$y \rightarrow \infty, \quad N \rightarrow 1, \quad G \rightarrow \frac{(j_i - ej_e)\tau_i\tau_e}{\tau_i + \tau_e}$$

Обычно в диффузионном приближении, т. е. для достаточно плотного газа, концентрация заряженных частиц на стенке N_{mw} принимается равной нулю. Однако



Фиг. 1

ясно, что величина N_{mw} должна зависеть от диффузионных потоков из плазмы на электрод, а при наличии термоэмиссии с электрода — и от плотности тока термоэмиссии

$$(4) \quad N_{iw} = \frac{-2j_{iw} + 4i_{i,em}}{\vartheta_i}, \quad N_{ew} = \frac{-2j_{ew} + 4j_{e,em}}{\vartheta_e}$$

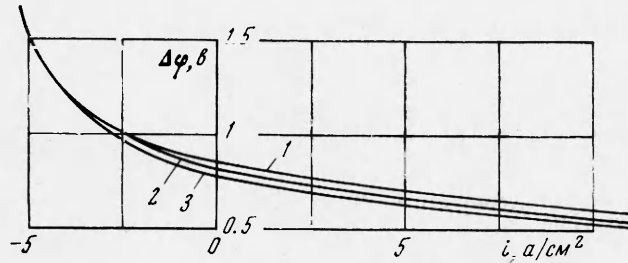
$$j_{e,em} = AT_w^2 \exp[-e(\varphi_A - \sqrt{eF_w}) / KT_w]$$

$$j_{i,em} = BT_w^2 \exp[-E_a / KT_w]$$

Системы уравнений (1) и (2) были проинтегрированы на ЭВМ БЭСМ-6 методом Рунге — Кутты. При определенном значении напряженности электрического поля у поверхности электрода находились решения систем уравнений (1) и (2) и варьрова-

нием граничных значений плотностей ионного и электронного токов выделялось решение, удовлетворяющее следующим условиям сшивания решений двух систем уравнений: на границе квазинейтральной области и области пространственного заряда

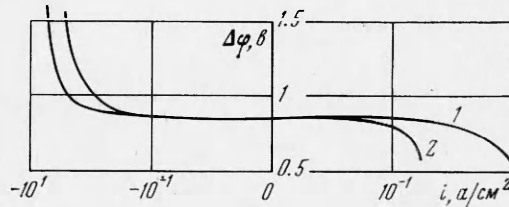
$$|(N_i' - N_e') / (N_i' + N_e')| < \delta \quad \text{на } \infty \quad N' < \delta$$



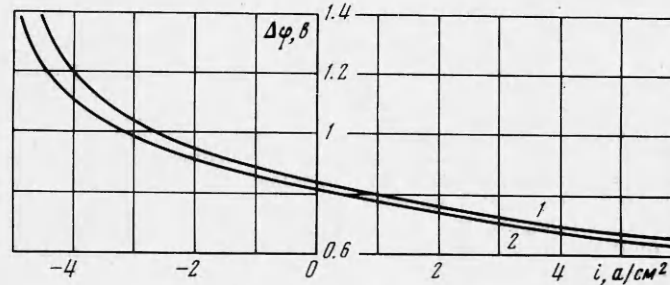
Фиг. 2

Значения коэффициентов диффузии ионов и электронов, коэффициента трехчастичной рекомбинации, работы выхода электронов и энергии активации диффузии взяты из работ [9-11]. В качестве примера рассмотрено течение воздуха с 1%-ной присадкой калия в канале дозвукового МГД генератора. В расчете использовалось распределение температуры для несжимаемого ламинарного пограничного слоя [12].

Фиг. 1-4 иллюстрируют результаты расчета. На фиг. 1 показано влияние толщины температурного пограничного слоя на вольт-амперные характеристики приэлектродного слоя для $\delta_T = 0.59 \cdot 10^{-3}$ и $0.75 \cdot 10^{-2}$ м (кривые 1 и 2 соответственно; $T_0 = 2400^\circ \text{K}$, $T_e = 2400^\circ \text{K}$, $T_w = 2000^\circ \text{K}$), на фиг. 2 — температуры основного газа в ядре потока для $T_0 = 2000, 2500, 2800^\circ \text{K}$ (кривые 1-3 соответственно; $T_e = 2800^\circ \text{K}$, $T_w = 2000^\circ \text{K}$), на фиг. 3 — температуры электронов для $T_e = 2400, 2800^\circ \text{K}$ (кривые 1, 2 соответственно; $T_0 = 2400^\circ \text{K}$, $T_w = 2000^\circ \text{K}$), а на фиг. 4 — температуры стенки для $T_w = 2000, 2400^\circ \text{K}$ (кривые 1, 2 соответственно; $T_0 = 2500^\circ \text{K}$, $T_e = 2800^\circ \text{K}$).



Фиг. 3



Фиг. 4

Равновесная концентрация электронов, рассчитанная по уравнению Саха для температуры электронов, равной 2400°K , и температуры ядра потока, равной 2000°K , $n_{ep} \approx 1.1 \cdot 10^{20} \text{ (м}^{-3}\text{)}$, а в случае неравновесной ионизации концентрация электронов равна равновесной на границе приэлектродного слоя и при падении потенциала в приэлектродном слое, равном 1 в, падает вблизи поверхности электрода до значения $n_{ew} = 4 \cdot 10^{17} \text{ (м}^{-3}\text{)}$.

Результаты, приведенные на фиг. 2—4, получены для одной и той же точки поверхности электрода (толщина температурного пограничного слоя для температуры в ядре потока $T_0 = 2400^\circ \text{K}$, температуры стенки $T_w = 2000^\circ \text{K}$ и температуры электронов $T_e = 2800^\circ \text{K}$ принята равной $2.15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$).

Поступила 16 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Kerrebrock I. L. Conduction in gases with elevated electron temperature. In: Engineering aspects of magnetohydrodynamics. N. Y., Columbia Univ. Press, 1962
2. Kerrebrock I. L. Nonequilibrium ionization due to electron heating. I. Theory. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 6.
3. Kerrebrock I. L., Hoffman M. A. Nonequilibrium ionization due to electron heating. II. Experiments. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 6.
4. Ben Daniel D. J., Bishop C. M. Nonequilibrium ionization in a high-pressure cesium-helium transient discharge. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 2.
5. Hurwitz H. Jr., Sutton G. W., Tamor S. Electron heating in magnetohydrodynamic power generators. ARS Journal, 1962, vol. 32, No. 8.
6. Hale F. J., Kerrebrock J. L. Insulator boundary layers in magnetohydrodynamic channels. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 3.
7. Sherman A., Reshotko E. Nonequilibrium boundary layer along an insulator wall. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 4.
8. Любимов Г. А., Михайлов В. Н. К анализу области возмущения плазмы вблизи электрода. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
9. Tatsumi Hiramoto. Nonequilibrium characteristics of working plasma for magnetoplasmadynamic (MHD) generators. J. Phys. Soc. Japan, 1965, vol. 20, No. 6.
10. Кэй Дж. Лэби. Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.
11. Бэррер Р. Диффузия в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
12. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. М., Физматгиз, 1948.

УДК 621.365.91

ЗАРЯДКА ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ ОТ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА ЧЕРЕЗ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОЙ РАЗМЫКАТЕЛЬ ТОКА

Л. С. Герасимов, В. И. Икрянников, А. И. Пинчук

(Новосибирск)

Аналитически исследованы электромагнитные процессы при работе взрывомагнитного генератора (ВМГ) на последовательно включенные индуктивный накопитель и размыкатель тока на основе взрывающегося проводника. Для модели, описывающей размыкатель тока омическим сопротивлением, величина которого растет линейно с температурой, получено решение в критериальном виде. Определены условия, когда индуктивную нагрузку можно включать параллельно размыкателю; при этом ток нагрузочной ветви остается малым на всей стадии зарядки.

Взрывомагнитные генераторы являются наиболее мощными источниками импульсных токов. Их применение в экспериментальной физике часто ограничивается относительно большим временем сжатия магнитного потока [1]. Для устранения этого недостатка была предложена и экспериментально опробована [1, 2] схема включения взрывного генератора, представленная на фиг. 1, а.

Здесь 1 — взрывчатое вещество, 2 — лайнер, 3 — кассета, 4 — разрядник, 5 — электровзрывной размыкатель тока, 6 — нагрузочный соленоид. Во время сжатия магнитного потока нагрузка отключена, накопление энергии происходит в индуктивности соединений. В конце процесса схлопывания лайнера происходит электрический взрыв проводника, его сопротивление резко возрастает и образовавшийся импульс напряжения пробивает разрядник. Энергия из индуктивного накопителя за короткое время передается в нагрузку. Для упрощения анализа не будем учитывать паразитных параметров цепи: омических сопротивлений генератора, соединений и нагрузочного