

## К АНАЛИЗУ ОБЛАСТИ ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ЭЛЕКТРОДА

Г. А. ЛЮБИМОВ, В. Н. МИХАЙЛОВ

(Москва)

На основе уравнений диффузии рассмотрена задача о распределении параметров в области возмущения плазмы вблизи поверхности электрода.

В решении в зависимости от значений параметров могут присутствовать две области: амбиполярной диффузии и слоя пространственного заряда.

Для этих областей получены приближенные решения в виде главного члена разложения по параметру  $\nu = (h/l_i)^2$  где  $h$  — дебаевская длина,  $l_i$  — размер области возмущения. При определенных условиях эти решения можно найти в замкнутой форме. Обсуждаются условия сопряжения решений на границе этих областей.

Если определяющие задачу параметры таковы, что  $h \ll \lambda_m$  или  $l_i \ll \lambda_m$ , где  $\lambda_m$  — длина свободного пробега, то плазма отделена от электрода приэлектродным слоем свободномолекулярного движения частиц. Наличие такой области может быть учтено при формулировке граничных условий для уравнений сплошной среды.

Полученные решения используются для определения возможного изменения параметров в области возмущения для конкретных газовых смесей и различных значений определяющих параметров.

Вопросы электропроводности приэлектродной области плазмы представляют сейчас большой интерес. Один из наиболее распространенных методов в диагностике плазмы заключается в использовании зондов, находящихся в контакте с исследуемой плазмой. Контакт плазмы и электродов необходим для функционирования различных магнитогазодинамических устройств.

Известно [1], что при анализе работы такого рода устройств необходимо учитывать эффект образования приэлектродных областей изменения электрического потенциала, наличие которых приводит к тому, что разность потенциалов в области МГД-течения становится отличной от разности потенциалов на электродах. Величина изменения потенциала в приэлектродной области зависит от конкретных условий работы электрода (температуры, плотности и состава газа, силы тока и т. п.) и тесно связана с его эмиссионными и адсорбционными свойствами.

Газы, применяемые в настоящее время в МГД-преобразовании, характеризуются тем, что их давление близко к атмосферному, а достаточно высокая проводимость достигается за счет термической ионизации легкоионизируемой добавки. При этом плотность газа имеет такую величину, что при анализе приэлектродных эффектов в газе можно пользоваться уравнениями сплошной среды, как это делается, например, в работах [2, 3].

Ниже рассматривается задача о распределении потенциала и концентрации заряженных частиц вблизи поверхности электрода при разряде между плоскопараллельными электродами в плотном слабоионизованном газе.

Основные допущения, на которых базируется работа, таковы:

1. Средняя длина свободного пробега заряженных частиц  $\lambda_m \ll h^*$ , где  $h^*$  — толщина слоя пространственного заряда у поверхности электрода.

2. Газ содержит легкоионизируемую компоненту, малая часть которой ионизована.

3. Температуры электронов, ионов и нейтралов равны между собой и равны температуре электродов.

4. Скорости диффузии электронов и ионов малы по сравнению с их тепловыми скоростями.

5. Все физические характеристики, такие как коэффициенты диффузии, подвижности, рекомбинации, — постоянны.

6. Поверхность электродов является поглощающей для заряженных частиц, движущихся к электродам. Поверхность эмитирует токи термоэлектронной и термоионной эмиссии.

7. Газ покоится, магнитное поле отсутствует.

Если токи эмиссии малы по сравнению с соответствующими хаотическими токами плазмы, то в силу условия (6) концентрации заряженных частиц вблизи электродов понижены. Процессы ионизации, протекающие в газе при данной температуре, приводят к тому, что на некотором расстоянии от электрода концентрации заряженных частиц достигают своих равновесных значений. Область, в которой концентрации заряженных частиц заметно отличаются от равновесных, является приэлектродной областью возмущения плазмы. При протекании тока наличие такой области ведет к дополнительным потерям.

Движение заряженных частиц при указанных предположениях может быть описано диффузионным приближением. Выражения для потоков заряженных частиц имеют вид:

$$f_e = - \left( D_e \frac{dn_e}{dx} + \mu_e n_e E \right), \quad f_i = - \left( D_i \frac{dn_i}{dx} - \mu_i n_i E \right) \quad (1)$$

Разность между потоком ионов и электронов пропорциональна плотности электрического тока

$$i = e(f_i - f_e) \quad (2)$$

и определяется приложенным напряжением.

В этих выражениях индексы  $e$ ,  $i$  относятся, соответственно, к электронам и ионам;  $D_e$ ,  $D_i$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_i$  — коэффициенты диффузии и подвижности;  $n_e$ ,  $n_i$  — концентрации электронов и ионов,  $E$  — напряженность электрического поля, подчиняется уравнениям Максвелла:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), \quad \text{rot} E = 0 \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость,  $e$  — заряд электрона.

При принятых предположениях коэффициенты диффузии и подвижности связаны соотношением Эйнштейна

$$\mu_m = \frac{e}{kT} D_m$$

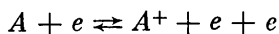
где индекс  $m$  обозначает  $e$  или  $i$ . Коэффициенты диффузии можно определить, используя сечения соударений заряженных и нейтральных частиц.

В стационарном случае потоки  $f_e$ ,  $f_i$  подчиняются уравнениям неразрывности

$$\frac{df_e}{dx} = \frac{df_i}{dx} = S_m \quad (4)$$

где  $S_m$  — число частиц определенного типа, образованных в единице объема за единицу времени. В работах [4, 5] показано, что для условий, ха-

раактерных для рабочего газа МГД-преобразования, доминирующим процессом ионизации является ионизация электронным ударом, а основным процессом рекомбинации — трехчастичная рекомбинация по схеме



Здесь  $A$  обозначает атом в основном или возбужденном состоянии,  $A^+$  — ион,  $e$  — электрон. В таком случае

$$S_m = k_1 n_a n_e - k_2 n_i n_e^2 \quad (5)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  являются функциями температуры,  $n_a$  — концентрация легко-ионизируемых атомов. При термодинамическом равновесии  $S_m = 0$ . Это дает между коэффициентом ионизации  $k_1$  и коэффициентом рекомбинации  $k_2$  следующую зависимость:

$$k_1 = k_2 (n_{e0}^2 / n_a)$$

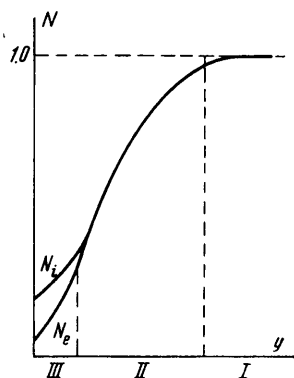
где  $n_{e0}$  — равновесная концентрация заряженных частиц.

Система уравнений (1) — (5) описывает процесс протекания тока во всем пространстве между электродами. Ясно, что при достаточно большом расстоянии между электродами эффекты неоднородности могут быть существенны только в относительно узкой приэлектродной области.

Перейдем в уравнениях (1) — (5) к безразмерным переменным по формулам

$$y = \frac{x}{L^*}, \quad N_e = \frac{n_e}{n_{e0}}, \quad N_i = \frac{n_i}{n_{e0}}, \quad j_m = \frac{f_m L^*}{n_{e0} D} \quad (6)$$

$$j = \frac{i L^*}{e D_i n_{e0}}, \quad G = \frac{e L^* E}{k T}, \quad U = \frac{e \Phi}{k T}$$



Фиг. 1

Здесь  $\Phi$  определяется уравнением  $E = -d\Phi/dx$ . В новых переменных система уравнений (1) — (5) принимает следующий вид:

$$\varepsilon j_e = - \left( \frac{dN_e}{dy} + N_e G \right) \quad \left( \varepsilon = \frac{\mu_i}{\mu_e} \right), \quad j_i = - \left( \frac{dN_i}{dy} - N_i G \right) \quad (7)$$

$$\left( \frac{l_i}{L^*} \right)^2 \frac{dj_m}{dy} = N_e (1 - N_e N_i) \quad \left( l_i = \left( \frac{D_j}{k_2 n_{e0}^2} \right)^{1/2} \right)$$

$$\left( \frac{h}{L^*} \right)^2 \frac{dG}{dy} = N_i - N_e \quad \left( h = \left( \frac{\varepsilon_0 k T}{e^2 n_{e0}} \right)^{1/2} \right)$$

$$j = j_i - j_e$$

Величины  $h$ ,  $l_i$ ,  $L$ , где  $L$  — расстояние между электродами, являются характерными размерами задачи. Если определяющие задачу параметры таковы, что имеет место соотношение  $L \gg l_i \gg h$ , то решение задачи может быть упрощено за счет выделения областей различного поведения решения, в каждой из которых решение может быть описано упрощенной по сравнению с (7) системой уравнений.

Принимая за характерный размер  $L^*$  величину  $L$ , из четвертого уравнения (7), получаем  $N_i = N_e$ , а из третьего уравнения (7) имеем

$$N_i = N_e = 1$$

Полагая  $L^* = l_i$  из четвертого уравнения (7) получаем  $N_i = N_e$ .

Таким образом, в пространстве между электродами можно выделить три области (фиг. 1).

1. Область невозмущенной электродами равновесной плазмы, в которой  $n_e = n_i = n_{e0}$  ( $N_e = N_i = 1$ ).

2. Область амбиполярной диффузии, толщина которой порядка  $l_i$  и где  $n_e = n_i \neq n_{e0}$ .

3. Слой пространственного заряда<sup>1</sup>, толщина которого порядка  $h$ , и в котором концентрация  $n_e \neq n_i$ .

Прежде чем определять решение в области возмущения, представим систему (7) в двух различных формах.

Принимая за характерный размер  $L^*$  величину  $l_i$ , получим

$$\begin{aligned} \epsilon j_e &= - \left( \frac{dN_e}{dy} + N_e G \right), & j_i &= - \left( \frac{dN_i}{dy} - N_i G \right) \\ \frac{dj_m}{dy} &= N_e (1 - N_i N_e), & v \frac{dG}{dy} &= N_i - N_e \\ v &= \left( \frac{h}{l_i} \right)^2 & j &= j_i - j_e \end{aligned} \quad (8)$$

Принимая за характерный размер  $L^*$  величину  $h$ , получим

$$\begin{aligned} \epsilon j_e &= - \left( \frac{dN_e}{dy} + N_e G \right), & j_i &= - \left( \frac{dN_i}{dy} - N_i G \right) \\ \frac{dj_m}{dy} &= v N_e (1 - N_e N_i), & \frac{dG}{dy} &= N_i - N_e, & j &= j_i - j_e \end{aligned} \quad (9)$$

Очевидно, что уравнения (8) и (9) представляют собой одну и ту же систему, записанную в разном масштабе длины.

Если  $v \ll 1$ , и область возмущения можно разделить на область амбиполярной диффузии и пространственного заряда, то можно искать решения уравнений (8) и (9) в виде рядов по  $v$ . При этом ясно, что полученные таким образом приближенные (с точностью до некоторой степени  $v$ ) решения будут различными для систем (8) и (9).

Решение системы (8) будет близко к точному для  $x \geq h$ , т. е. вне слоя пространственного заряда, а решение (9) — в области  $0 < x \leq h$ , т. е. в области пространственного заряда. В дальнейшем будем рассматривать только главные ( $v = 0$ ) члены этих решений.

Получим решения в каждой из указанных областей (1—3). Ось координат направим от катода к аноду, потенциал катода положим равным нулю.

1. В области невозмущенной плазмы система (1) — (3) имеет следующее решение (с точностью до членов порядка  $(l_i/L)^2$ )

$$N_e = N_i = 1, \quad G = \frac{\epsilon}{1 + \epsilon} j = \frac{j}{\sigma} \quad (10)$$

т. е. в этой области справедлив обычный закон Ома, а падение потенциала определяется выражением ( $L_1$  — размеры области)

$$U_1 = \frac{j}{\sigma} L_1 \quad (11)$$

<sup>1</sup> Толщина слоя пространственного заряда  $h^* \approx h$ , если изменения концентраций и электрического поля невелики. В общем случае  $h^* = \epsilon_0 E^* / en^*$ , где  $E^*$  и  $n^*$  — характерные значения напряженности электрического поля и концентрации заряженных частиц на границе области амбиполярной диффузии и слоя пространственного заряда. Полагая  $E^* = kT / eh^*$ , получаем  $h^* = (\epsilon_0 kT / en^*)^{1/2}$ .

2. Для того чтобы получить приближенное (с точностью до членов порядка  $\nu$ ) решение в области амбиполярной диффузии, рассмотрим систему (8) и положим в ней  $\nu = 0$ . При этом условии получаем (для определенности рассмотрена прикатодная область амбиполярной диффузии)

$$N_e = N_i = N = \text{th} \left[ \text{Ar th } N_{sk} + \frac{\sqrt{1+\varepsilon}}{2} (y - y_{sk}) \right] \quad (12)$$

$$G = -\frac{1}{2} \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{1-N^2}{\sqrt{1+\varepsilon}} + \frac{\varepsilon j}{1+\varepsilon} \frac{1}{N} \quad (13)$$

$$j_e = -\frac{\sqrt{1+\varepsilon}}{1+\varepsilon} (1-N^2) - \frac{j}{1+\varepsilon}, \quad j_i = -\frac{\sqrt{1+\varepsilon}}{1+\varepsilon} (1-N^2) + \frac{\varepsilon j}{1+\varepsilon} \quad (14)$$

где  $N_{sk} = N(y_{sk})$  — концентрация заряженных частиц на границе со слоем пространственного заряда.

Из (12) и (13) видно, что  $N \rightarrow 1$ ,  $G_2 \rightarrow G_1$  при  $y \rightarrow \infty$ , т. е. это решение асимптотически переходит в решение (10) для невозмущенной плазмы. Приближенное решение для всей области вне слоя пространственного заряда может быть получено в результате сопряжения решений (10) и (12)–(13) в некоторой точке  $x > l_i$ . При этом ясно, что при заданном  $x$  приближенное решение будет стремиться к точному, если  $x/l_i \rightarrow \infty$  ( $l_i/L \rightarrow 0$ ).

Так как в решении (12)–(13) нет свободных констант ( $N_{sk}$  определяется граничными условиями), то в точке сопряжения величины  $N$  и  $G$  будут иметь разрыв, причем величина разрыва стремится к нулю при  $x/l_i \rightarrow \infty$ .

Часто детальное распределение параметров может быть несущественно. Например, при расчете вольт-амперной характеристики газоразрядного промежутка, существенна только величина изменения потенциала в области возмущения при заданной плотности тока. Если  $l_i/L \ll 1$ , то можно пренебречь областью возмущения при расчете параметров в основном объеме и использовать решение (10), полагая в нем  $L_1 = L$ . При этом область возмущения можно учитывать, вводя усложненное граничное условие. Это условие легко получить, используя решение (12), (13). Действительно, вычитая из (13) его асимптотическое значение (10) и интегрируя от  $y = y_{sk}$  до  $\infty$ , определяем добавочное падение потенциала, обусловленное наличием области амбиполярной диффузии

$$\Delta U_2 = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \ln \frac{1}{N_{sk}} - \frac{2\varepsilon j}{(1+\varepsilon)^{3/2}} \ln \frac{1+N_{sk}}{2N_{sk}} \quad (15)$$

Соотношение (15) можно рассматривать как усложненное граничное условие при решении задачи на основе уравнений для невозмущенной плазмы. Это соотношение связывает изменение потенциала в области амбиполярной диффузии с плотностью тока и концентрацией заряженных частиц на границе с областью пространственного заряда. Величина  $N_{sk}$  зависит от граничных условий для задачи в целом (см. ниже) и от распределения параметров в области пространственного заряда.

3. Для того чтобы найти распределение параметров в области пространственного заряда с точностью до членов порядка  $\nu$ , рассмотрим систему (9) при  $\nu = 0$ . При этом из третьего уравнения системы следует  $j_e = \text{const}$ ,  $j_i = \text{const}$ . Физически это означает, что с принятой степенью точности процессами ионизации и рекомбинации в этой области можно пренебречь.

Оставшиеся уравнения имеют следующие интегралы (для определенности рассмотрен слой пространственного заряда у катода):

$$N_e = N_{ek}e^u - \epsilon j_e e^u \int_0^y e^{-u} dy \quad (16)$$

$$N_i = N_{ik}e^{-u} - j_i e^{-u} \int_0^y e^u dy \quad (17)$$

$$N_i + N_e - \frac{G^2}{2} + (j_i + \epsilon j_e)u = c \quad (18)$$

В этих соотношениях  $N_{ik}$ ,  $N_{ek}$  — концентрации заряженных частиц у катода,  $c$  — постоянная интегрирования.

Величина  $U$  в (16), (17) определяется уравнением  $dU/dy = G$ .

Вместо (16), (17) будем в дальнейшем решать непосредственно четвертое уравнение системы (9), которое с учетом первых двух уравнений и интеграла (18) приводится после замены переменных

$$w(z) = -1/2 b^{-1/2} G, \quad z = -b^{-3/2} (by - c) \quad (19)$$

к уравнению Пенлеве

$$\frac{d^2 w}{dz^2} = 2w^3 + wz + \gamma, \quad \left( b = j_i + \epsilon j_e, \gamma = -\frac{1}{2} \frac{d}{b}, d = \epsilon j_e - j_i \right) \quad (20)$$

При значениях  $\gamma = \gamma_k = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm K$ , где  $K$  — натуральное число, решениями уравнения (20) будут рациональные функции [6]:

$$w_1 = \mp \frac{1}{z}, \quad w_2 = \pm \frac{1}{z} \mp \frac{3z^2}{z^3 + 4}, \dots \quad (21)$$

Асимптотическое распространение решений уравнений (9) на случай больших  $y$  дается формулами

$$N_{e\infty} = N_{i\infty} = -\frac{b}{2} (y - y_0), \quad G = -2\gamma \frac{1}{y - y_0} \quad (22)$$

Формулы (19) — (21) и соотношения (16) — (18) позволяют получить в ряде случаев аналитические выражения для  $G$ ,  $N_e$ ,  $N_i$ . В общем случае необходимо численное интегрирование соответствующих уравнений.

Для однозначного определения  $G$ ,  $N_e$ ,  $N_i$  необходимо задать граничные условия. Сформулируем граничные условия в диффузионном приближении [7].

Общее число заряженных частиц, пересекающих единицу площади за единицу времени в положительном направлении оси  $y$  в газе (используются безразмерные переменные), определяется соотношением

$$j_{m+} = \frac{1}{4} N_m v_m + \frac{1}{2} j_m \quad \left( j_{m-} = \frac{1}{4} N_m v_m - \frac{1}{2} j_m \right) \quad (23)$$

Здесь  $v_m$  — тепловая скорость, индекс  $m$ , как и прежде, обозначает  $e$  или  $i$ ; в скобках дано выражение для потока в отрицательном направлении. Общее число частиц, испускаемых электродом и пересекающих единицу площади за единицу времени в положительном направлении оси  $y$ , определяется токами эмиссии

$$j_{m+} = j_{mv} \quad (24)$$

Результирующий поток  $j_m$  равен

$$j_m = j_{m+} - j_{m-} \quad (25)$$

Соотношения (23) — (25) позволяют найти значения плотностей заряженных частиц у поверхности электрода

$$N_m = \frac{4j_{mw} - 2j_m}{v_m} \quad (26)$$

Граничное условие для напряженности поля  $G \rightarrow 0$  при  $y \rightarrow \infty$  следует из асимптотики (22) решения.

В амбиполярном решении (12) — (14) константой, подлежащей определению, является  $N_{sk}$ . Эта константа может быть определена из условия сопряжения решений для области амбиполярной диффузии с решениями для слоя пространственного заряда. Такое сопряжение можно провести на расстоянии порядка  $h$  от поверхности электрода. Оно может быть проведено по-разному. Можно положить  $N_e(y = y^*) = N_{sk}$ , при этом возможны разрывы  $N_i$  и  $G$ . Точно так же можно провести сопряжение по  $N_i$  и  $G$ , при этом возможны разрывы, соответственно,  $N_e$  и  $G$  или  $N_e$  и  $N_i$ . Выбор точки сопряжения  $y^*$  можно производить на основе различных соображений. Например, величину  $y^*$  можно выбирать из условия квазинейтральности. Для этого имеет смысл ввести функцию

$$f(y) = \frac{N_i - N_e}{N_i + N_e}$$

Тогда условие квазинейтральности можно записать в виде  $f(y^*) = \delta \ll 1$ . Задание  $\delta$  в данном случае определяет величину  $y^*$ . При этом следует иметь в виду, что условие  $j_m = \text{const}$  верно в области  $0 < y < y^*$  с точностью до членов порядка  $(y^*/l_i)^2$ .

В качестве примера рассмотрим случай  $\gamma = 1$ , что соответствует решению для прикатодного слоя пространственного заряда, когда

$$j = j_1 = -\frac{\beta(1 + 3\varepsilon)}{2\varepsilon}, \quad \beta = \sqrt{\gamma v(1 + \varepsilon)(1 - N_{sk}^2)}$$

Это следует из определения  $\gamma$  и уравнений (14), записанных для  $N = N_{sk}$  в переменных (6) при  $L^* = h$ . В этом случае

$$G = -2/(y - y_0) \quad (y_0 = c/b) \quad (27)$$

Формулы (16), (17), (22) и граничные условия (26) позволяют определить  $N_e$ ,  $N_i$  и  $y_0$

$$N_e = \varepsilon j_{e1}(y - y_0), \quad j_{e1} = \frac{\beta}{2\varepsilon}, \quad y_0 = -\frac{N_{ek}}{\varepsilon j_{e1}} \quad (28)$$

$$N_i = N + \frac{y_0^2(N_{ik} - N_{ek})}{(y - y_0)^2} \quad (29)$$

Здесь  $j_{e1}$  определяется из (14), если положить  $j$  равным  $j_1$

Из (18) следует, что решение (27) — (29) справедливо при

$$N_{ik} = N_{ek} + \frac{\beta^2}{2(N_{ek})^2}$$

Это условие накладывает определенные ограничения на величины токов эмиссии  $f_{mw}$  (26). Сопряжение решений (27) — (29) с решениями для области амбиполярной диффузии (12) — (13) можно провести, положив  $N_e(y = y^*) = N_{sk}$ . Из (29) видно, что  $N_i$  в этой точке терпит разрыв. Отметим, что в данном случае  $G$  разрыва не терпит.

Интегрируя (27) от 0 до  $y_{sk}$ , определяем падение потенциала в прикатодном слое пространственного заряда

$$\Delta U_3 = 2 \ln \frac{y_{sk} - y_0}{-y_0} = 2 \ln \frac{N_{sk}}{N_{ek}} \quad (30)$$

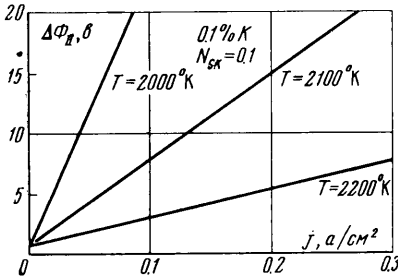
Падение потенциала у катода, обусловленное протеканием тока  $j_1$  через область возмущения плазмы, определяется суммой выражений (15) и (30).

$$\Delta U_{2,3} = \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \ln \frac{1}{N_{sk}} - \frac{2\varepsilon j_1}{(1 + \varepsilon)^{3/2}} \ln \frac{1 + N_{sk}}{2N_{sk}} + 2 \ln \frac{N_{sk}}{N_{ek}} \quad (31)$$

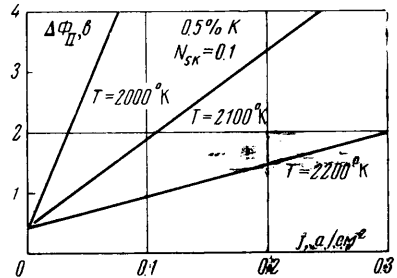
Подставляя в (31) выражение для  $j_1$ , получим

$$\Delta U_{2,3} = 2 \ln \frac{1}{N_{ek}} - \ln 2 \quad \text{при } \varepsilon \ll 1, \quad N_{sk} \ll 1 \quad (32)$$

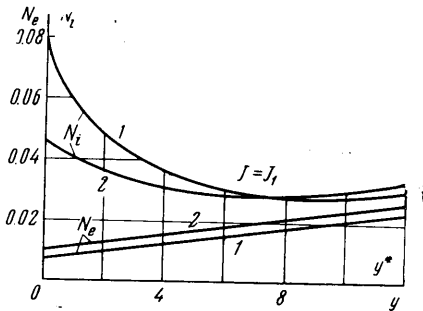
Аналогично могут быть рассмотрены случаи  $\gamma_n = -1, \pm 2, \pm 3, \dots$ , что соответствует различным значениям плотности и направления тока  $j$  и различным соотношениям между  $N_{ek}$  и  $N_{ik}$ .



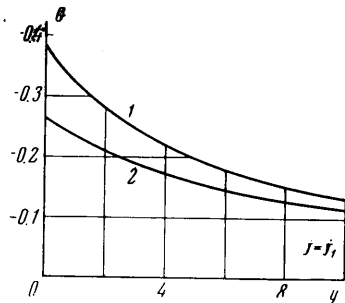
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Если определяющие параметры таковы, что  $h \leq \lambda_m$  или  $l_i \leq \lambda_m$ , то соответствующие области диффузионного характера отсутствуют.

Если  $\lambda_m \gg l_i$ , то практически невозмущенная плазма отделена от электрода приэлектродным слоем свободномолекулярного движения частиц (ленгмюровский экранирующий слой). Расчет приэлектродного падения в этом случае может быть проведен из условий баланса заряженных частиц на поверхности электрода [8].

Если  $l_i \gg \lambda_m$ , но  $\lambda_m \gg h$ , то диффузионная область 2 будет отделена от электрода приэлектродным слоем свободномолекулярного движения



частиц. Расчет приэлектродного падения потенциала в этом случае может быть проведен из условий баланса частиц на поверхности электрода, при этом потоки частиц к поверхности определяются соотношениями (14). Предполагая, что потенциал плазмы выше потенциала электрода и что токи эмиссии отсутствуют, получаем из соотношений (14) и (23) уравнение баланса ионов

$$\frac{\sqrt{1+\varepsilon}}{1+\varepsilon} (1 - N_{sk}^2) - \frac{\varepsilon j}{1+\varepsilon} = \frac{N_{sk} v_i}{2} \quad (33)$$

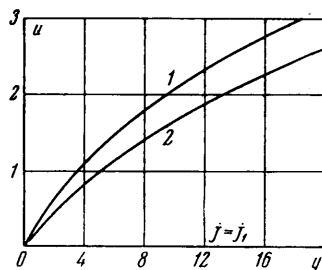
Уравнение баланса электронов получаем, приравнявая (14) потоку электронов, прошедших потенциальный барьер  $U_h$

$$\frac{\sqrt{1+\varepsilon}}{1+\varepsilon} (1 - N_{sk}^2) + \frac{j}{1+\varepsilon} = \frac{1}{4} N_{sk} v_e e^{-u_h} \quad (34)$$

Уравнения (33), (34) служат для определения падения потенциала в приэлектродном слое у катода  $U_h = U_h(j)$  и плотности заряженных частиц  $N_{sk}$  у катода.

Фиг. 2—6 иллюстрируют результаты работы. На фиг. 2 показана зависимость падения потенциала в области амбиполярной диффузии  $\Delta\Phi_{II}$  от плотности тока и температуры. Рабочая смесь: продукты сгорания при атмосферном давлении, содержащие 0.1% калия. На фиг. 3 показана та же зависимость при 0.5% калия. Данные по подвижностям электронов и ионов и коэффициенту трехчастичной рекомбинации взяты из работ [5, 9, 10]. В расчетах было принято  $N_{sk} = 0.1$ .

Фиг. 4—6 иллюстрируют решение (27)—(29) для прикатодного слоя. Значения определяющих параметров соответствуют решению задачи о распределении потенциала и концентрации заряженных частиц в слое пространственного заряда при протекании тока плотности  $0.013 \text{ а/см}^2$  через продукты сгорания, содержащие 1.0% калия при атмосферном давлении и температуре  $T = 2000^\circ \text{ К}$ . Кривые 1 на фиг. 4—6 соответствуют значениям  $N_{ck} = 0.007$ ,  $N_{ik} = 0.079$ , кривые 2 — значениям  $N_{ek} = 0.01$ ;  $N_{ih} = 0.045$ .



Фиг. 6

Поступило 17 I 1968

## ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Г. А. Приэлектродные слои резкого изменения потенциала на «горячих» электродах. Теплофизика высоких температур, 1966, № 1.
2. Lam S. H. A general theory for the flow of weakly ionized gases. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 2.
3. Ricaudeau P. Caracteristique de contact gaz-electrode dans le cas de l'ionisation thermique. «Magnetohydrodynamic electrical power generation». Proc. an International Symposium, Paris, 1964. Русск. пер. в сб. «Магнитогидродинамическое преобразование энергии», М., ВИНТИ, 1966.
4. Mc Nab I. R., Robinson C. A. Electron-ion recombination in MHD-generators. Symposium on Magnetoplasmadynamic electrical power generations, Newcastle, 1964. The Beckfriars Press Limited Leicester, 1963. Рус. пер. в сб. «Магнитогазодинамические генераторы электрической энергии», М., ВИНТИ, 1963.
5. Tatum H. N. Nonequilibrium characteristics of working plasma for Magnetoplasmadynamic (MPD) generators. J. Phys. Soc. of Japan, 1965, vol. 20, No. 6.
6. Яблонский А. И. О рациональных решениях второго уравнения Пенлеве. Вестн. АН БССР, сер. физ.-техн. н., 1959.
7. Блю Э., Ингольд Д., Озеров В. Диффузия электронов и ионов в нейтральном газе. Термозмиссионное преобразование энергии, Атомиздат, 1965.
8. Любимов Г. А. Некоторые вопросы теории приэлектродного слоя изменения потенциала. ПМТФ, 1964, № 4.
9. Frost L. S. Conductivity of Seeded atmospheric pressure plasmas. J. appl. phys., 1961, vol. 32, No. 10, p. 2029.
10. Кэй Дж., Лэбн Т. Таблицы физических и химических постоянных, Изд. 2. Физматгиз, 1962.