

К РАСЧЕТУ ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ В ПЛАЗМЕ С ПРИСАДКОЙ ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА

В. Н. Михайлов

(Москва)

Исследуется влияние некоторых процессов, происходящих в объеме газа и на поверхности электродов, на приэлектродное падение потенциала при разряде в плотном слабоионизованном газе. Во внимание приняты термоэлектронная эмиссия с поверхности электрода, эффект Шоттки, диффузия, а также объемная и поверхностная ионизация и рекомбинация. Анализ проводится для достаточно простой геометрии разрядного промежутка, представляющего собой два бесконечных плоскопараллельных электрода. Получены соотношения для расчета приэлектродного падения потенциала в двухтемпературной плазме в функции от параметров разряда и эмиссионных характеристик материала. Проводится сравнение результатов теоретического расчета с экспериментальными данными.

В последнее время в связи с развитием методов прямого преобразования тепловой энергии в электрическую большое внимание уделяется исследованию приэлектродных явлений в плазме с присадкой щелочного металла [1, 2]. В известной мере это внимание обусловлено изучением процессов МГД-преобразования на небольших модельных установках, для которых изменение потенциала в приэлектродных слоях имеет существенное значение. Этим, однако, не исчерпывается значение приэлектродных процессов. Известно [3, 4], что именно с процессами в приэлектродной области связаны такие важные явления, как эрозия электродов, устойчивость распределенного разряда и ряд других.

Будем предполагать, что плазма представляет собой смесь газа с высоким потенциалом ионизации, давление которого достаточно высокое ($p_g \sim 1 \text{ атм}$), и паров присадки щелочного металла ($p_a \sim 10^{-2} - 10^{-4} \text{ атм}$), малая часть которого ионизована. Будем считать, что параметры газа и эмиссионные характеристики электродов известны, а исследованию подлежат электрические характеристики разряда и падение потенциала в приэлектродной области.

В плотном слабоионизованном газе движение заряженных частиц всюду, вплоть до расстояний от электродов порядка длины свободного пробега, определяется диффузией и подвижностью; уравнения для потоков электронов и ионов имеют следующий вид [5]:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_e &= n_e \mathbf{v}_e = -(D_e \nabla n_e + \mu_e n_e \mathbf{E}) \\ \mathbf{j}_i &= n_i \mathbf{v}_i = -(D_i \nabla n_i - \mu_i n_i \mathbf{E}) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь D_e , D_i — коэффициенты диффузии; μ_e , μ_i — подвижности; индексы e , i относятся соответственно к электронам и ионам, остальные обозначения общепринятые. Коэффициенты диффузии и подвижности связаны соотношением Эйнштейна

$$\mu_e = \frac{e D_e}{k T_e}, \quad \mu_i = \frac{e D_i}{k T_i} = \frac{e D_i}{k T_g}$$

Предполагается, что температуры ионов и нейтралов совпадают и равны температуре электрода $T_i = T_g = T_w$.

Уравнения неразрывности для компонент плазмы запишем в обычном виде [6,7]

$$\nabla \cdot \mathbf{f}_e = \nabla \cdot \mathbf{f}_i = \beta n_a n_e - \alpha n_i n_e^2 \quad (2)$$

Здесь β, α — коэффициенты ионизации и рекомбинации, n_a — концентрация атомов присадки.

Система уравнений (1), (2) должна быть дополнена уравнениями Максвелла для напряженности электрического поля и соотношением для плотности тока

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), & \nabla \times \mathbf{E} &= 0 \\ j &= j_i + j_e = e (f_i - f_e) \end{aligned} \quad (3)$$

Система уравнений (1) — (3) при заданных граничных условиях полностью определяет задачу, если известны коэффициенты ионизации и рекомбинации и зависимость T_e от других параметров разряда.

Для определения величин T_e и β можно воспользоваться приближенной моделью двухтемпературной плазмы, развитой в работах [8,9]. Эта модель базируется на двух допущениях, заключающихся в следующем:

1) в невозмущенной плазме¹ осуществляется ионизационное равновесие при электронной температуре T_e и, следовательно, концентрация заряженных частиц может быть рассчитана с помощью уравнения Саха

$$n_{e\infty}^2 = n_a K(T_e) = n_a \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{e\phi_i}{k T_e}\right) \quad (4)$$

2) электронная температура определяется по энергетическому балансу электронного газа, который записывается следующим образом:

$$\frac{j^2}{\sigma} = \left[\sum_k \delta \left(\frac{m_e}{m_k} \right) v_{ek} \right] n_{e\infty} \frac{3}{2} k (T_e - T_g) \quad (\sigma = e \mu_e n_{e\infty}) \quad (5)$$

В этих соотношениях $K(T_e)$ — константа равновесия Саха, ϕ_i — потенциал ионизации присадки, σ — электропроводность плазмы, v_{ek} — частота соударений с k -м сортом атомов, δ — параметр, характеризующий потери энергии электронного газа; остальные обозначения общепринятые.

Используя допущение о наличии ионизационного равновесия при электронной температуре и принцип детального равновесия, можно из уравнения (2) определить коэффициент ионизации через коэффициент рекомбинации и константу равновесия

$$\beta = \alpha K(T_e) = \alpha n_{e\infty}^2 / n_a \quad (6)$$

В дальнейшем предполагается, что для заданного сорта атомов присадки α , а следовательно, и β зависят только от электронной температуры. Значение α при сформулированных предположениях может быть взято из работы [6]. Более строгий подход к определению коэффициентов ионизации и рекомбинации имеется в работе [7].

Будем предполагать в дальнейшем, что электронная температура T_e вследствие высокой электронной теплопроводности постоянна в пространстве (при заданной плотности тока), вплоть до расстояния от электродов

¹ Здесь термин «невозмущенная плазма» относится к той области разряда, где отсутствуют градиенты концентраций заряженных частиц.

порядка длины свободного пробега заряженных частиц. В этом случае коэффициенты диффузии и подвижности D_e и μ_e также постоянны.

Область возмущения плазмы вблизи горячего ($T_w \sim 2000^\circ \text{K}$) электрода в плотном слабоионизованном газе может быть разделена на область амбиполярной диффузии ($n_e = n_i = n$) и слой пространственного заряда ($n_i = n_e$) [10].

В области амбиполярной диффузии система уравнений (1) — (3) может быть решена аналитически. Решение имеет следующий вид:

$$j_e = \frac{\mp j_{i*} (1 - N^2) + j}{1 + \varepsilon}, \quad j_i = \frac{\pm j_{i*} (1 - N^2) + \varepsilon j}{1 + \varepsilon} \quad (7)$$

$$E = \frac{+ \theta (1 - \varepsilon / \theta) j_{i*}}{\varepsilon \sigma (1 + \theta) (1 + \varepsilon)} \frac{1 - N^2}{N} + \frac{j}{\sigma (1 + \varepsilon) N} \quad (8)$$

$$N = \text{th} \left[\text{Arth } N_s + \frac{j_{i*} e / k T_g}{\varepsilon \sigma (1 + \theta)} x \right] \quad (9)$$

Здесь и далее верхний знак относится к отрицательно заряженному электроду (катоде), нижний — к аноду; индексом s обозначены величины, взятые на границе области амбиполярной диффузии и слоя пространственного заряда, координата x отсчитывается от этой границы

$$j_{i*} = \frac{\sqrt{2}}{2} e D_i^{1/2} (1 + \theta)^{1/2} (1 + \varepsilon)^{1/2} \alpha^{1/2} n_{e\infty}^2$$

$$\varepsilon = \mu_i / \mu_e, \quad \theta = T_e / T_g, \quad N = n / n_{e\infty}$$

Изменение потенциала в области амбиполярной диффузии определяется соотношением

$$\Delta V_1 = \frac{k T_e}{e} \left[\pm \frac{1 - \varepsilon / \theta}{1 + \varepsilon} \ln \frac{1}{N_s} + \frac{(1 + \theta) \varepsilon j}{\theta j_{i*}} \ln \frac{1 + N_s}{2 N_s} \right] \quad (10)$$

Отметим некоторые особенности решения (7) — (9). В соотношениях (7) положим $N = N_s$; будем считать, что концентрация заряженных частиц в плазме вблизи поверхности электрода мала по сравнению с концентрацией в невозмущенной плазме, так что $N_s^2 \ll 1$; в результате получим, что при заданной плотности тока j потоки заряженных частиц в слое пространственного заряда практически не меняются

$$j_{es} = \frac{\mp j_{i*} (1 - N_s^2) + j}{1 + \varepsilon} \approx \frac{\mp j_{i*} + j}{1 + \varepsilon} = \text{const} \quad (11)$$

$$j_{is} = \frac{\pm j_{i*} (1 - N_s^2) + \varepsilon j}{1 + \varepsilon} \approx \frac{\pm j_{i*} + \varepsilon j}{1 + \varepsilon} = \text{const} \quad (12)$$

Отвлекаясь пока от решения в слое пространственного заряда, рассмотрим соотношения (11), (12), которые в данном случае справедливы вплоть до поверхности электрода. А так как механизмы передачи тока между электродом и плазмой определяются физическими свойствами материала электрода, его температурой и условиями вблизи поверхности [1], то очевидно, что эти соотношения могут иметь смысл не при любых значениях плотности тока. Для того чтобы определить пределы применимости этих соотношений, необходимо рассмотреть физические механизмы обмена током на поверхности электродов. В связи с этим рассмотрим вкратце эмиссионные характеристики материала электродов.

С точки зрения эмиссионных свойств материал электрода обычно характеризуется двумя параметрами: постоянной Ричардсона A и работой выхода ϕ_w . Эти параметры связаны с максимальной величиной плотности

тока термоэлектронной эмиссии формулой Ричардсона

$$j_{ew}^{\circ} = AT_w^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_w}{kT_w}\right) \quad (13)$$

При наличии вблизи поверхности электрода ускоряющего электрического поля плотность эмиссионного тока увеличивается за счет понижения потенциального барьера (эффект Шоттки) и определяется соотношением

$$j_{ew} = j_{ew}^{\circ} \exp\left[\frac{e^{3/2} E_w^{1/2}}{(4\pi\epsilon_0)^{1/2} k T_w}\right] \quad (14)$$

Ионный ток с поверхности электрода связан с явлением поверхностной ионизации [11] и при известных свойствах поверхности может быть рассчитан при помощи уравнения Саха—Ленгмюра.

Однако если электрод граничит с газом, содержащим пары щелочного металла, то эмиссионные свойства поверхности могут существенно изменяться в зависимости от степени покрытия поверхности пленкой атомов щелочного металла. В связи с тем что вопрос о влиянии паров щелочного металла на работу выхода материала электрода в условиях, близких к условиям работы МГД-устройств, когда в газе имеются различного рода примеси, к настоящему времени фактически не изучен, в дальнейшем будем считать, что поверхность электродов при заданной температуре характеризуется некоторыми токами эмиссии j_{ew}° , j_{iw} , величины которых должны определяться из эксперимента.

Уравнения (11), (12) при заданных значениях j_{ew}° , j_{iw} позволяют определить области тех значений плотности тока, при которых решение (7) — (10) имеет смысл. В самом деле, из уравнения (12) следует, что при $j > \epsilon^{-1} j_{i*} (1 - N_s^2)$ ионный ток в анодной области меняет направление и течет от анода к плазме (заметим, что при этом возникает анодное падение потенциала). Но так как ионный ток от анода не может в рамках развитаемой теории превысить величину j_{iw} , то из соотношения (12) получим следующее ограничение на величину плотности тока:

$$j \leq \frac{j_{iw}(1 + \epsilon) + j_{i*}(1 - N_s^2)}{\epsilon} < \frac{j_{iw}(1 + \epsilon) + j_{i*}}{\epsilon} = j_a \quad (15)$$

Для превышения величины j_a необходимы такие процессы, как ударная ионизация в анодной области или увеличение эмиссионного ионного тока за счет разогрева поверхности и т. п. Эти процессы требуют дополнительных затрат энергии и связаны с ростом падения потенциала в анодной области.

Если в рамках диффузионной теории не учитывать эффект Шоттки, то ограничение на плотность тока имеет место и у катода. Действительно, из уравнения (11) следует, что при $j > j_{i*} (1 - N_s^2)$ электронный ток в катодной области меняет направление и течет от электрода к плазме. Считая, что максимальное значение эмиссионного электронного тока $j_e = j_{ew}^{\circ}$, получаем из уравнения (11) следующее ограничение на величину плотности тока:

$$j \leq j_{ew}^{\circ} (1 + \epsilon) + j_{i*} (1 - N_s^2) < j_{ew}^{\circ} (1 + \epsilon) + j_{i*} = j_k \quad (16)$$

Такого рода ограничение на плотность тока у катода известно [1]. Для превышения величины j_k носители заряда должны быть созданы в приэлектродной области за счет ударной ионизации, разогрева поверхности, эффекта Шоттки и т. п. Указанные процессы требуют затрат энергии и связаны с ростом падения потенциала в катодной области.

Неравенства (15), (16) выделяют те значения плотности тока, при которых разряд в приэлектродной области является распределенным; нарушение этих неравенств может привести к возникновению дуговых режимов с катодными (или анодными) пятнами. Следует отметить существенное различие в условиях существования катодного и анодного падений потенциала. Так, согласно соотношениям (15), (16) процесс ударной ионизации или любой другой процесс, увеличивающий поток ионов, в анодной области в $1/\varepsilon$ раз более эффективен, чем в катодной.

Для того чтобы рассчитать характеристики области амбиполярной диффузии по соотношениям (7) — (10), необходимо определить величину N_s , которая зависит как от значений концентраций у поверхности электрода N_{ew} , N_{iw} , так и от решения в слое пространственного заряда. В свою очередь величины N_{ew} , N_{iw} могут быть определены, если известны потоки частиц с поверхности электрода, зависящие, вообще говоря, от напряженности поля на поверхности электрода E_w , и потоки в плазме на краю слоя, зависящие от N_s . Таким образом, определение N_s и N_{ew} , N_{iw} представляет собой взаимосвязанную задачу. Если $N_s^2 \ll 1$, но в то же время E_w невелико, так что $j_{ew} = j_{ew}^0$, эта задача может быть разделена на две. Вначале, пренебрегая членом порядка N_s^2 по сравнению с единицей, можно определить N_{ew} и N_{iw} ; после чего может быть найдена величина N_s .

Определим граничные значения концентраций заряженных частиц N_{ew} , N_{iw} в диффузионном приближении. Общее число заряженных частиц, пересекающих единицу площади за единицу времени в положительном (отрицательном) направлении в газе, определяется соотношением [12]

$$f_{m\pm} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\mp v_m}^{\infty} (\mathbf{w}_m \pm \mathbf{v}_m) g(\mathbf{w}_m) d\mathbf{w}_m \quad (17)$$

Здесь $g(\mathbf{w}_m)$ — функция распределения частиц, w_m — тепловая скорость, v_m — диффузионная скорость, индекс m обозначает e или i .

Предполагая, что заряженные частицы имеют максвелловское распределение относительно диффузионных скоростей, получаем

$$f_{m\pm} = \frac{n_m w_m}{4} \exp \left[-\frac{4}{\pi} \left(\frac{v_m}{w_m} \right)^2 \right] \pm \frac{j_m}{2} \left[1 \pm \Phi \left(\sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{v_m}{w_m} \right) \right] \quad (18)$$

Здесь $\Phi(z)$ — интеграл вероятности

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-t^2) dt$$

Общее число заряженных частиц, испускаемых электродом и пересекающих единицу площади в положительном (отрицательном) направлении, определяется токами эмиссии

$$f_{m\pm} = \frac{j_{mw}}{e} \quad (19)$$

Из условия баланса заряженных частиц на поверхности каждого электрода

$$f_m = f_{m+} - f_{m-} \quad (20)$$

получим с учетом (18) и (19) соотношение для расчета концентраций заряженных частиц у поверхности электрода

$$\frac{1}{N_{mw}} = \frac{j_{m\infty}}{j_{mw}} \{ \exp(-z^2) \pm z \sqrt{\pi} [1 \pm \Phi(z)] \} \quad (21)$$

$$z = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{j_{ms}}{j_{m\infty}} \right) \frac{1}{N_{mw}}, \quad j_{m\infty} = \frac{en_{m\infty}w_m}{4}$$

Здесь $j_{m\infty}$ — электронный или ионный хаотический ток невозмущенной плазмы. При $j_{ms} \ll j_{mw}$ из (21) следует приближенное соотношение [10]

$$\frac{1}{N_{mw}} = \frac{j_{m\infty}}{j_{mw} + 1/2 j_{ms}} \quad (22)$$

Для расчета слоя пространственного заряда необходимо при заданных значениях j_i, j_e (определенных по соотношениям (11), (12)) и заданных значениях N_{ew}, N_{iw} (рассчитанных с помощью уравнения (21)) решить систему уравнений (1), (3), задав в качестве граничного условия на внешней границе условие сопряжения с областью амбиполярной диффузии. В общем случае необходимо численное интегрирование системы уравнений (1), (3).

Можно указать, однако, важный случай, когда расчет приэлектродной области существенно упрощается.

Если диффузионные потоки заряженных частиц в слое пространственного заряда малы по сравнению с соответствующими хаотическими потоками, то распределение частиц вблизи электрода мало отличается от равновесного распределения в электрическом поле и можно принять¹, что

$$N_e = N_{ew} \exp(eV/kT_e), \quad N_i = N_{iw} \exp(-eV/kT_g) \quad (23)$$

Здесь V — электрический потенциал, отсчитываемый от поверхности электрода. На внешней границе слоя положим $N_{es} = N_{is} = N_s$ и $V = V_s$, где V_s — изменение потенциала в слое пространственного заряда. Из уравнений (23) получим

$$N_s = N_{ew}^{\theta\theta} N_{iw}^{\theta}, \quad V_s = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{N_s}{N_{ew}} \quad \left(\theta = \frac{1}{1+\theta} \right) \quad (24)$$

Объединяя последнее выражение для V_s с уравнением (10), при $\varepsilon \ll 1$ получаем следующее выражение для суммарного падения потенциала в приэлектродной области:

$$\Delta V = \frac{kT_e}{e} \left[\pm \ln \frac{1}{N_{ew}} + \frac{(1+\theta)\varepsilon j}{\theta j_{is}} \ln \frac{1 + N_{ew}^{\theta\theta} N_{iw}^{\theta}}{2N_{ew}^{\theta\theta} N_{iw}^{\theta}} \right] \quad (25)$$

Входящая в уравнение (25) величина N_{ew} зависит от плотности тока термоэлектронной эмиссии, а следовательно, и от напряженности электрического поля у поверхности электрода; поэтому для расчета ΔV в общем случае необходимо определить E_w . Соотношение, связывающее величину E_w с напряженностью поля E_s (N_s), можно получить из уравнений

¹ Анализ показывает, что соотношения (23) справедливы при условии, что

$$\frac{j_{es}h}{i_{ew}\lambda_e} \ll 1, \quad \frac{j_{is}h}{i_{iw}\lambda_i} \ll 1 \quad \left(h = \left(\frac{\varepsilon_0 kT_e}{e^2 n_{e\infty}} \right)^{1/2} \right)$$

Здесь λ_e, λ_i — длины свободного пробега электронов и ионов.

(3), (23)

$$E_w^2 = E_s^2 + 2 \left(\frac{i_{e\infty} kT_g}{e_0} \right) [\theta N_{iw} + N_{ew} - (1 + \theta) N_{ew}^{*0} N_{iw}^*] \quad (26)$$

Система алгебраических и трансцендентных уравнений (4), (5), (7), (8), (14), (21), (24) — (26) служит для расчета приэлектродного падения потенциала в функции от плотности тока, параметров газа и характеристик электрода.

Из уравнений (21), (25) становится ясным смысл ограничений (15), (16): если не учитывать эффект Шоттки, то $N_{ew} \rightarrow 0$ при $j \rightarrow j_k$ и падение потенциала в катодной области $\Delta V \rightarrow \infty$; при $j \rightarrow j_a$ неограниченно возрастает падение потенциала у анода.

В случае равновесной ($T_e = T_g$) плазмы расчет приэлектродной области упрощается: параметры плазмы не зависят от плотности тока, в связи с чем отпадает необходимость в уравнении (5), упрощается вид отдельных соотношений указанной выше системы. Уравнение (25), в частности, принимает вид

$$\Delta V = \frac{kT_g}{e} \left[\ln \frac{1}{N_{ew}} + \frac{2ej}{i_{i*}} \ln \frac{1 + (N_{ew} N_{iw})^{1/2}}{2 (N_{ew} N_{iw})^{1/2}} \right] \quad (27)$$

Уравнение (27) совместно с (22) позволяет определить сопротивление приэлектродной области

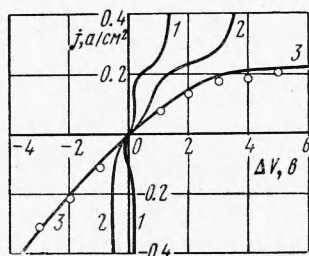
$$R_0 = \frac{kT_g}{e} \left\{ \frac{1}{2j_{ew} + i_{i*}} + \frac{2ej}{i_{i*}} \ln \left[\frac{1}{2} + \left(\frac{i_{e\infty} i_{i\infty}}{(2j_{ew} + i_{i*})(2j_{iw} + i_{i*})} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (28)$$

Для расчета приэлектродной области по приведенной методике необходимо знать параметры газа и характеристики электрода. Как уже указывалось, характеристики электрода, граничащего с потоком газа при наличии щелочной присадки, могут существенно измениться. В связи с этим будем определять их из экспериментальных данных.

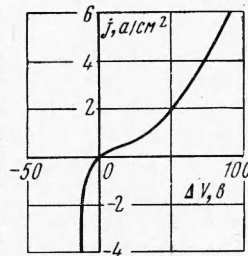
Для сравнения расчета с экспериментом воспользуемся результатами работы [13], которая содержит наиболее полные сведения об условиях эксперимента. На фиг. 1 приведены экспериментальные точки начального участка вольт-амперной характеристики газового промежутка между электродом и зондом, расположенным в непосредственной близости (~ 5 мм) от поверхности электрода, полученные при пропускании тока через аргон, содержащий 0,15% калия при температуре $T_g = T_w = 1700^\circ \text{K}$.

Если, исходя из теоретических соображений ($\Delta V \rightarrow \infty$ при $j \rightarrow j_k$), принять, что перегиб характеристики в катодной ($j > 0$) области происходит при $j = j_k$, то получим, что в условиях эксперимента $j_{ew} = 0.18 \text{ а/см}^2$. В связи с тем что величина ионного тока с поверхности электрода в условиях эксперимента неизвестна, значение j_{iw} в расчетах принималось в качестве параметра и определялось из условия совпадения экспериментальной и расчетной характеристик. Необходимые для расчета физические константы (сечения соударений и т. п.) были взяты согласно данным, имеющимся в [6, 14, 15]. Отметим, что при построении вольт-амперной характеристики газового промежутка между электродом и зондом кривая, рассчитанная по формуле (25), должна сдвигаться на величину контактной разности потенциала ΔW системы электрод—плазма—зонд (при одинаковых свойствах электрода и зонда характеристика проходит через начало координат, а $\Delta W = \Delta V$ ($j = 0$)).

Прежде чем проводить сравнение экспериментальных и теоретических данных, отметим следующее обстоятельство. Согласно [14], уравнение Саха с электронной температурой, определенной по уравнению (8), при δ , равном коэффициенту потерь энергии электронов при упругих соударениях ($\delta \approx 2$), является хорошим приближением для системы небольших размеров только при $n_e > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e > 3500^\circ \text{ К}$. Для систем больших



Фиг. 1



Фиг. 2

размеров ($L \sim 10 \text{ см}$) нижняя граница применимости уравнения Саха при $T = T_e$ сдвигается до температур порядка 2300° К . При уменьшении температуры или плотности электронов ионизация оказывается более слабой, чем это следует из уравнений (4), (5) при $\delta = 2$, и для достаточно малых размеров системы и низкой плотности электронов в формуле Саха (4) должна фигурировать температура газа. Тем не менее и в этих случаях для расчета T_e и $n_{e\infty}$ пользуются уравнениями (4), (5), подбирая эффективный коэффициент потерь δ из условия совпадения расчетных и экспериментальных данных; в зависимости от условий эксперимента в различных работах указываются разные значения δ (от $\delta \approx 2$ до $\delta \sim 10^2$). Можно ожидать, что при низкой плотности тока ($|j| < 0.2 \text{ а/см}^2$) в условиях эксперимента работы [13] ($T_g \approx 2000^\circ \text{ К}$, $n_e \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) отрыв электронной температуры пренебрежимо мал.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных подтверждает этот вывод. На фиг. 1 представлены результаты расчета характеристики «электрод — зонд» для смеси $\text{Ag} + 0.15\% \text{ калия}$ при $j_{ew} = 0.18 \text{ а/см}^2$, $j_{iw} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ а/см}^2$, $T_g = 1950^\circ \text{ К}$. (В связи с тем что точность измерения температуры газа в эксперименте была порядка 1–2% величина T_g подбиралась из условия наилучшего совпадения расчетной и экспериментальной кривой при изменении T_g в диапазоне $\pm 25^\circ \text{ К}$.) Кривые 1, 2, 3 на фиг. 1 соответствуют значениям $\delta = 2.66, 100, \infty$. Видно, что экспериментальные точки близки к расчетным при $\delta = \infty$ ($T_e = T_g$).

При достаточно больших плотностях тока ($|j| > 1 \text{ а/см}^2$; см. фиг. 2), по-видимому, происходит заметный отрыв электронной температуры. Действительно, наличие неравновесной ионизации обнаруживается по изгибу вольт-амперной характеристики к оси j , который показывает, что параметры плазмы зависят от плотности тока (см. кривые 1, 2 на фиг. 1); видно, что характер зависимости $\Delta V(j)$ при $|j| > 1 \text{ а/см}^2$ на фиг. 2 близок к виду кривой 2 на фиг. 1 при $|j| > 0.2 \text{ а/см}^2$. Однако расчет характеристики при больших плотностях тока выходит за рамки диффузионного приближения (см. [5]) в связи с высокими значениями напряженности поля у электрода ($E_w \sim 10^5 \text{ в/см}$).

На фиг. 3 демонстрируется влияние ионного тока с поверхности j_w на вид характеристики. Кривые 1, 2, 3 на фиг. 3 соответствуют значениям плотности ионного тока $j_{iw} = 5 \cdot 10^{-3}, 2.5 \cdot 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-5} \text{ а/см}^2$. Из условия

совпадения экспериментальной и расчетной характеристик следует, что в условиях эксперимента $j_{iw} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ а/см}^2$.

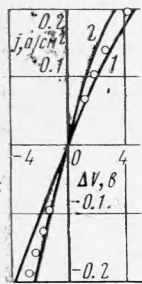
Для проверки качества теории был проведен аналогичный расчет для случая $T_g = 1600^\circ \text{С}$ (фиг. 4). Значение j_{ew} определялось по виду экспериментальной характеристики ($j_{ew} = 0.25 \text{ а/см}^2$), значение j_{iw} считалось равным ранее найденному $j_{iw} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ а/см}^2$. Кривые 1 и 2 на фиг. 4 соответствуют значениям $T_g = 1850^\circ \text{К}$ и $T_g = 1875^\circ \text{К}$. Видно, что соответствие экспериментальных и расчетных характеристик находится в пределах возможной погрешности эксперимента.

Наряду с этим был проведен расчет сопротивления приэлектродной области при различных значениях температуры поверхности. В работе [13] отмечалась слабая зависимость j_{ew} от температуры электрода; так, при изменении температуры электрода в диапазоне $1400\text{—}1800^\circ \text{С}$ величина j_{ew} была близка (в среднем) к $j_{ew} = 0.1 \text{ а/см}^2$; причем в зависимости от неконтролируемых условий опыта экспериментальные точки разбросаны в диапазоне $0.05\text{—}0.2 \text{ а/см}^2$. Эти значения и были приняты в расчетах. Значение j_{iw} считалось фиксированным и равным ранее определенному значению $j_{iw} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ а/см}^2$, хотя, вообще говоря, j_{iw} также могло меняться.

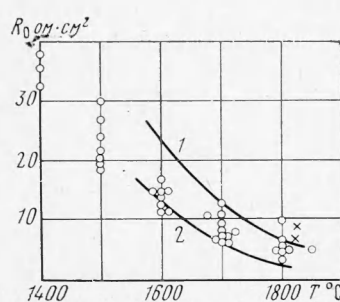
Результаты расчета по формуле (28) приведены на фиг. 5; кривая 1 соответствует значению $j_{ew} = 0.05 \text{ а/см}^2$, кривая 2 — $j_{ew} = 0.2 \text{ а/см}^2$.

Видно, что в диапазоне $1600\text{—}1800^\circ \text{С}$ экспериментальные точки находятся в пределах ожидаемого разброса. Следует отметить, что при $T_g < 1600^\circ \text{С}$ размеры области возмущения плазмы сравнимы с размерами электрода, в результате чего расчет сопротивления по формуле (28) дает завышенные значения.

В заключение обсудим условия применимости изложенной теории. Если электронная температура известна (например,



Фиг. 4



Фиг. 5

из эксперимента), то ограничения теории связаны, с одной стороны, с общими условиями применения диффузионных уравнений с постоянными коэффициентами [5], и, с другой стороны, с возможностью использования в слое пространственного заряда соотношений (23).

Отметим, что уравнение (26), полученное с помощью (23), не учитывает тенденции роста (хотя и медленного) толщины слоя пространственного заряда при больших приложенных напряжениях, в связи с чем расчет катодной области в режимах $j > j_k$ дает заниженные значения ΔV . В случае, когда электронная температура определяется по уравнениям (4), (5), добавляются ограничения, связанные с условиями их применимости [14]. В равновесной плазме ограничения менее жесткие. Основной вклад в приэлектродное падение потенциала в этом случае вносит второй член

в уравнении (25), и погрешность, связанная с приближенным определением величины N_s , слабо сказывается на результатах расчета.

Автор благодарит Г. А. Любимова за внимание к работе и обсуждение результатов и Б. В. Парфенова, любезно предоставившего необходимые экспериментальные данные работы [13].

Поступила 7 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Г. А. Приэлектродные слои резкого изменения потенциала на «горячих» электродах. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, вып. 1.
2. Пинчак А., Жукоски Э. Исследование объемных и поверхностных явлений в плазме с присадками. Прикладная магнитная гидродинамика. М., «Мир», 1965.
3. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.—Л., Гостехиздат, 1950.
4. Калихман Л. Е. Элементы магнитной гидродинамики. М., Атомиздат, 1964.
5. Блю Э., Ингольд Д., Озеров В. Диффузия электронов и ионов в нейтральном газе. Термоэмиссионное преобразование энергии, т. 2. М., Атомиздат, 1965.
6. Hiramoto T. Nonequilibrium characteristics of working plasma for magnetoplasmadynamic (MPD) generators. J. Phys. Soc. Japan, 1965, vol. 20, No. 6.
7. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Функции ионизации и рекомбинации в плазме. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 4.
8. Kerrebrock J. L. Proc. 2nd Sympos. on Eng. Asp of MHD, Philadelphia, 1961. (Рус. перев.: В сб. «Инженерные вопросы магнитной гидродинамики», М., «Мир», 1965.)
9. Kerrebrock J. L. Nonequilibrium ionization due to electron heating. Theory. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 8, pp. 1072—1080.
10. Любимов Г. А., Михайлов В. Н. К анализу области возмущения плазмы вблизи электрода. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
11. Зандберг Э. Л., Ионов Н. И. Поверхностная ионизация. М., «Наука», 1969.
12. Паттерсон Г. Н. Молекулярное течение газов. М., Физматгиз, 1960.
13. Герман В. О., Любимов Г. А., Парфенов Б. В. Исследование приэлектродного падения потенциала на молибденовом электроде в потоке аргона с присадкой калия. ПМТФ, 1970, № 4.
14. Арефьев К. М., Палеев И. И. Основы термоэлектронного и магнитогидродинамического преобразования энергии. М., Атомиздат, 1970.
15. Кэйдж, Лэб и Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.