

О ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ СЛОЯХ НА «ГОРЯЧИХ» ЭЛЕКТРОДАХ

Г. А. Любимов

(Москва)

В работах [1,2] содержится определенный подход к вопросу теоретического описания приэлектродных слоев изменения потенциала на «горячих» электродах, находящихся в потоке слабоионизованного газа. При этом предполагалось, что степень ионизации газа вблизи электрода и его температура таковы, что дебаевская длина, подсчитанная по значениям величин вблизи поверхности электрода, меньше длины свободного пробега заряженных частиц ($d \ll l$). В этом случае задача приэлектродного слоя отделяется от задачи о распределении величин в потоке газа, и ее решение служит для формулировки граничного условия. Кроме того, при решении задачи приэлектродного слоя можно считать, что в пределах этого слоя заряженные частицы движутся без столкновений.

В указанных работах задача приэлектродного слоя не решалась. Величины, необходимые для формулировки соответствующего граничного условия, задавались исходя из соображений физического характера.

В данной работе на основе решения модельных задач и более глубокого анализа рассматриваемых явлений уточняются некоторые положения работ [1,2]. В частности, показывается, что эта теория будет плохо описывать приэлектродные слои на электродах из материала, на котором ионы плохо нейтрализуются.

На основе анализа решений модельных задач о приэлектродном слое как на «поглощающих» ионы, так и на «отражающих» ионы поверхностях делается попытка построения полуэмпирической теории приэлектродного слоя. Для некоторых случаев приводится сравнение экспериментальных данных с расчетными, и, в частности, определяются экспериментальные константы, необходимые для построения теории.

Хотя приводимое сравнение экспериментальных и расчетных данных кажется удовлетворительным, необходимо иметь в виду, что экспериментальных данных еще очень мало для окончательного суждения о качестве выдвигаемой теории. Представляется необходимым проведение специальных и тщательно поставленных экспериментов по изучению приэлектродных слоев в различных условиях. На основе обработки таких экспериментов необходимо определить экспериментальные константы теории и довести ее тем самым до расчетных формул. Нужно быть готовым к тому, что результаты таких экспериментов могут во многом уточнить наши представления о явлениях, происходящих в приэлектродных слоях, и, возможно, потребуют усовершенствования теории.

1. Одним из самых существенных предположений работ [1,2] было задание электрического поля на поверхности электрода в виде

$$E = \varphi / d \quad (1.1)$$

где φ — изменение потенциала в приэлектродном слое; d — дебаевский радиус, подсчитанный по параметрам вблизи электрода. Это предположение равносильно пренебрежению распределением пространственного заряда в слое, а также фиксации толщины слоя дебаевской длиной.

Для того чтобы оценить влияние структуры приэлектродного слоя на величину E и толщину слоя, рассмотрим некоторую идеализованную задачу. Пусть параметры газа вблизи электрода таковы, что $d \ll l$ (l — длина пробега заряженных частиц). Если рассматриваемый газ состоит из основного газа и легкоионизируемой присадки ($\approx 1\%$) при $T \gtrsim 2000^\circ \text{K}$, $p \sim 1 \text{ атм}$, и условия равновесные, то число заряженных частиц невелико и длина их свободного пробега при столкновениях с нейтралами оказывается меньше длины пробега при столкновениях между собой. При этом $l \gtrsim 10^{-3} \text{ см}$. Дебаевская длина в этих условиях $d \lesssim 10^{-4} \text{ см}$. Следовательно, если толщина слоя имеет порядок d , то в пределах слоя

в рассматриваемых условиях заряженные частицы движутся без столкновений.

Пусть поверхность электрода такова, что все ионы, попадающие на поверхность, нейтрализуются («поглощающая» поверхность). Коэффициент отражения ионов от поверхности зависит от рода иона и материала поверхности, но для нейтрализации, по крайней мере, необходимо, чтобы $\Phi < U_i$ (Φ — работа выхода электрода, U_i — потенциал ионизации ионизованных атомов) [3].

В качестве модельной задачи рассмотрим задачу о диоде. Будем считать, что катод диода эмитирует электронный ток плотностью j_e и поглощает все падающие на него ионы. Анод находится при той же температуре и эмитирует электронный ток j_e и ионный ток j_i , равные потоку заряженных частиц из плазмы. Если предположить, что условия на внешней границе слоя равновесные, то

$$j_e = ne \left(\frac{kT}{2\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad j_i = ne \left(\frac{kT}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

где n определяется формулой Саха.

Предположим, что частицы начинают движение с катода и анода с нулевыми скоростями (можно показать, что учет конечных скоростей частиц не изменит существенно величину E на поверхности катода, если $T \sim 2000^\circ \text{K}$ и разность потенциалов на диоде превышает 1 e), тогда распределение заряженных частиц в слое дается выражениями (см., например, [4])

$$n_i = \frac{j_i}{e} \left(\frac{m_i}{2e(\Phi - V)} \right)^{1/2}$$

$$n_e = \frac{1}{e} \left(\frac{2\pi m_e}{kT} \right)^{1/2} \left[j_e \exp\left\{ \frac{(V - \Phi)e}{kT} \right\} + \frac{j_e}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_e}{2eV} \right)^{1/2} \right] \quad (1.3)$$

Здесь V — потенциал в рассматриваемой точке, Φ — потенциал анода, потенциал катода принят за нуль.

При $\Phi \gg 1 \text{ e}$ и $T \sim 2000^\circ \text{K}$ плотность электронов определяется в основном эмитированными электронами j_e , и, следовательно, распределение потенциала в слое описывается уравнением

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 4\pi e (n_e - n_i) = 4\pi j_i \left(\frac{m_i}{2e\Phi} \right)^{1/2} \left(\frac{\beta}{\sqrt{\tau}} - \frac{1}{\sqrt{1-\tau}} \right) \quad (1.4)$$

$$\beta = \frac{j_e}{j_i} \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \equiv \frac{j_e}{j_e}, \quad \tau = \frac{V}{\Phi}$$

В описанных выше условиях работы электрода в МГД-устройствах $\beta \ll 1$. Кроме того, электрические поля на внешней границе слоя, определяющие ток в газе, много меньше электрического поля на поверхности электрода, которые, как будет видно ниже, имеют порядок, больший 10^3 e/cm . При этом граничное условие для уравнения (1.4) имеет вид

$$E_a = -\frac{dV}{dx} = 0 \quad \text{при } V = \Phi \quad (1.5)$$

Электрическое поле на поверхности электрода, соответствующее решению уравнения (1.4), при условии (1.5) имеет вид [5]

$$E = \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/2} \left(\frac{kT}{e\Phi} \right)^{3/4} \frac{\Phi}{d} \quad (1.6)$$

а толщина слоя определяется соотношением

$$L = \left(\frac{8}{9} V \bar{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{e\varphi}{kT} \right)^{3/4} d \quad (1.7)$$

Соотношения (1.6), (1.7) показывают, что в рассматриваемом случае идеально поглощающей поверхности электрода электрическое поле на поверхности электрода меньше, чем величина (1.1), так как $kT / e\varphi \ll 1$, а толщина слоя много больше дебаевской длины. Условием применимости данной модели слоя надо считать при этом $L \ll l$, а не $d \ll l$.

Если поверхность электрода частично отражает попадающие на нее ионы, то создаются условия для накопления ионов в «потенциальной яме» около катода. В этих условиях электрическое поле на поверхности электрода зависит от числа «захваченных» ионов и их распределения и будет, вообще говоря, больше поля, определяемого (1.6). Процессы, происходящие на поверхности электрода при нейтрализации и отражении ионов, изучены слабо как теоретически, так и экспериментально [3]. Эти вопросы практически не исследовались для условий, близких к условиям работы электрода в МГД-устройствах. Кроме того, распределение величин в слое определяется, по-видимому, коэффициентом отражения и характером отражения ионов от поверхности электрода, которые зависят от материала поверхности и рода ионов.

В связи с этим решить задачу о приэлектродном слое с учетом указанных явлений в настоящее время не представляется возможным. (Аналогичные задачи для условий, характерных для плазменных термоэлементов, при некоторых ограничениях рассматривались в [6,7].) Тем не менее, представляет интерес рассмотреть другой предельный случай, противоположный рассмотренному.

Рассмотрим задачу о диоде, когда катод полностью отражает падающие на него ионы, и предположим, что распределение частиц вблизи электрода, включая «захваченные» частицы, равновесное. (Решение аналогичной задачи без учета захваченных частиц дано в [4].) В этом случае плотности электронов и ионов даются выражениями

$$n_e = n \exp \left\{ \frac{e(V - \varphi)}{kT} \right\}, \quad n_i = n \exp \left\{ - \frac{e(V - \varphi)}{kT} \right\} \quad (1.8)$$

где n — плотность частиц на внешней границе слоя. Плотностью электронов, связанной с эмитированными с катода частицами, можно пренебречь по тем же причинам ($\beta \ll 1$), что и в предыдущем примере.

Распределение потенциала описывается в этом случае уравнением

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 8\pi n e \operatorname{sh} \left[\frac{e(V - \varphi)}{kT} \right] \quad (1.9)$$

Решение уравнения (1.9) с граничным условием (1.5) дает следующие выражения для электрического поля на поверхности электрода и толщины заряженного слоя:

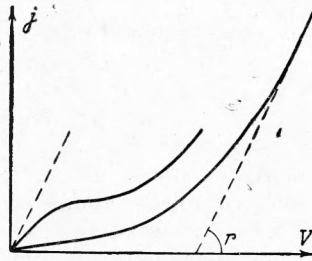
$$E = 2 \frac{\varphi}{d} \left(\frac{kT}{e\varphi} \right) \left(\operatorname{ch} \left[\frac{e\varphi}{kT} \right] - 1 \right)^{1/2}, \quad L \sim d \quad (1.10)$$

Решение (1.10) показывает, что при небольших изменениях потенциала в приэлектродном слое ($\varphi \sim 1\delta$) поля на поверхности электрода возрастают настолько, что становится возможным существенное увеличение эмиссионного тока за счет эффекта Шоттки и автоэлектронной эмиссии.

Рассмотренные предельные случаи и анализ соотношений (1.6) и (1.10) наводят на мысль, чтобы при расчете влияния приэлектродных слоев

на характеристики МГД-устройств использовать в качестве первого приближения для E полуэмпирическое соотношение вида

$$E = \beta \frac{\Phi}{d} \left(\frac{e\Phi}{kT} \right)^\alpha \quad (1.11)$$



Фиг. 1

При этом величины α , β , которые зависят, по-видимому, только от свойств материала электрода и рода ионов, должны быть определены экспериментально (из анализа вольт-амперных характеристик МГД-устройств).

Отметим, что если считать электрическое поле на поверхности электрода не зависящим явно от плотности тока, то из соображений теории размерностей можно получить

соотношение вида $E = \beta d^{-1} j (e\Phi / kT)$. Формула (1.11) соответствует аппроксимации функции j степенной зависимостью.

Очевидно, что величины α и β неравнозначны. Величина α определяет скорость нарастания электрического поля при увеличении изменения потенциала в приэлектродном слое. Величина β слабо влияет на электрическое поле и еще слабее — на окончательные результаты расчета функции $\Phi_+ = \Phi_+(j, T, \dots)$ [1, 2]. В связи с этим, по-видимому, целесообразно на первом этапе считать $\beta \equiv 1$.

Функция (1.10) с удовлетворительной для расчетов точностью может быть аппроксимирована на отрезке $1-2e$ выражением $E = 0.25\beta d^{-1} (e\Phi/kT)^3$. Следовательно, изменение α ограничено, по-видимому, пределами $-3/4 < \alpha < 3$. Теория работ [1, 2] соответствует значению $\alpha = 0$.

Для поверхностей, хорошо поглощающих ионы, α мало, и изменение потенциала Φ_+ на положительном электроде (электрод, с которого электроны поступают в поток) велико при $j > j_0^*$ (j_0^* — ток термоэмиссии). В этих условиях на внешней границе слоя существенна ударная ионизация, увеличивающая ионный ток. Основные соотношения для расчета изменения потенциала имеют вид, приведенный в [2]. На вольт-амперной характеристике МГД-устройства в этом случае будет характерный участок насыщения (см. ниже).

Если поверхность хорошо отражает ионы ($\alpha \gg 1$), то электрические поля нарастают очень быстро, при этом даже при больших токах изменение потенциала в приэлектродном слое мало. В этих условиях ударная ионизация несущественна, и ионным током можно пренебречь. Соотношение для расчета изменения потенциала в приэлектродных слоях в этом случае будет иметь вид (ср. с работой [2])

$$j = \frac{\pm j_0^* \exp \{4.39T^{-1} \sqrt{E}\} \mp j_e \exp \{-e\Phi_{\pm}/kT\}}{1 - 1/2 (1 - \psi \{ \sqrt{2e\Phi_{\pm}} / kT \})} \quad (1.12)$$

Благодаря сильному росту тока за счет электрического поля участок насыщения на вольт-амперной характеристике в этих условиях должен отсутствовать.

На фиг. 1 изображен качественный вид вольт-амперных характеристик на поглощающей (кривая 1) и отражающей поверхностях (кривая 2).

Анализ существующих многочисленных экспериментальных данных (см. ниже) показывает, что ионы калия, по-видимому, хорошо нейтрализуются на графите и плохо на вольфраме.

2. Образование приэлектродных слоев приводит к тому, что изменение потенциала в потоке газа становится отличным от разности потен-

циалов на электродах [1]. Поэтому при изучении суммарных характеристик МГД-устройств удобно трактовать приэлектродные слои как некоторое сопротивление

$$r^{\circ} = \frac{\Phi_+ - \Phi_-}{j} \quad (2.1)$$

зависящее от плотности тока. При этом, например, уравнение вольт-амперной характеристики в задаче о пропускании тока через ионизованный газ будет иметь вид

$$j(r + r^{\circ}) = jr + \Phi_+ - \Phi_- = V \quad (2.2)$$

где r — удельное внутреннее сопротивление газового промежутка.

Угол наклона вольт-амперной характеристики в начале координат равен [8]

$$\left. \frac{dV}{dj} \right|_{j=0} \approx r + 2 \frac{kT}{e} \frac{1}{j_s^* + j_i} \quad (2.3)$$

Из этого соотношения можно сделать некоторые выводы относительно измерения электропроводности электродным методом. Если измерительные электроды хорошо поглощают ионы (графит), то они обладают относительно низкой работой выхода ($\Phi < U_i$) и $j_s^* \sim j_i$. В этих условиях при $T \gtrsim 2000^\circ \text{K}$ второй член в (2.3) невелик, и при соответствующем расстоянии между электродами угол наклона характеристики в начале координат будет мало отличаться от r [8,9] (фиг. 1).

С другой стороны, если электроды хорошо отражают ионы (вольфрам), то их работа выхода высока ($\Phi \gtrsim U_i$) и ионный ток на поверхность мал (в пределе все ионы отражаются и $j_i = 0$). В этих условиях второй член в (2.3) может оказаться очень большим, так что при разумных размерах установки $r \lesssim 2kT / ej_s^*$ (например, для вольфрама при $T = 2000^\circ \text{K}$ имеем $2kT / ej_s^* \approx 300 \text{ ом}$). Очевидно, что измерение электропроводности по наклону вольт-амперной характеристики в начале координат становится невозможным (фиг. 1).

Однако, так как на отражающей поверхности электрическое поле растет очень быстро с ростом изменения потенциала в приэлектродном слое, то r° быстро убывает с ростом тока. Например, при расчетах по формуле (1.10) и $T \sim 2000 \div 2500^\circ \text{K}$ величина $\Phi_+ - \Phi_-$ довольно быстро нарастает до величины $\sim 2 \text{ в}$ и далее практически не меняется с ростом тока. Аналогичная картина имеет место и при расчетах по (1.11) при $\alpha < 3$ (см. ниже), но, конечно, величина $\Phi_+ - \Phi_-$ при этом возрастает и становится более чувствительной к температуре, чем при $\alpha = 3$. Так как величина $\Phi_+ - \Phi_-$ сначала быстро растет, а затем меняется очень слабо с ростом тока, то ясно, что с ростом тока $r^{\circ} \rightarrow 0$. При этом угол наклона вольт-амперной характеристики при больших токах должен соответствовать внутреннему сопротивлению r , а отрезок, отсекаемый прямой $rj + \Phi_+ - \Phi_- = V$ на оси V , дает изменение потенциала в приэлектродных слоях при больших токах.

3. В работе [2] приведена формула для расчета изменения потенциала в приэлектродных слоях на поглощающих ионы поверхностях с учетом ударной ионизации атомов на внешней границе слоя. Структура члена, учитывающего ударную ионизацию, в этой формуле такова:

$$\frac{n_k Q_k}{n_k Q_k + n_a Q_a} c_k (\Phi_+ - U_k), \quad c_k = 0 \quad \text{при } \Phi_+ < U_k \quad (3.1)$$

Здесь n_k , n_a — концентрации частиц присадки и основного газа, Q_k , Q_a — их сечения столкновений с электронами пучка, эмитированного

электродом и ускоренного в приэлектродном слое, c_k — экспериментальная константа ударной ионизации, U_k — потенциал ионизации присадки и φ_+ — изменение потенциала в приэлектродном слое на положительном электроде.

При конкретных расчетах в [2] было принято, что $Q_a = 2 \cdot 10^{-3} Q_k$ [10] (основной газ — аргон, присадка — калий). Известно [3], что сечение столкновений электронов с нейтралами зависит от энергии электрона. Указанное выше соотношение между сечениями имеет место при низких энергиях электронов (меньше 1 эв). При высоких энергиях электронов (≥ 5 эв) сечения аргона и других газов, применяемых в качестве основного газа, близки к газокинетическим и имеют порядок 10^{-15} см². Для калия при энергиях ~ 5 эв величина $Q_k \sim 0.3 \cdot 10^{-13} - 10^{-14}$ см² и довольно медленно убывает с ростом энергии.

Сравнение сечений столкновений атомов основного газа и присадки показывает, что в рассматриваемых условиях при концентрации присадки $\leq 1\%$ полное сечение столкновений определяется в основном атомами основного газа ($n_k Q_k + n_a Q_a \sim n_a Q_a$). Следовательно, эффективность ударной ионизации прямо пропорциональна концентрации присадки.

Величина (3.1) представляет отношение сечения ионизации присадки к полному сечению столкновений для эмитированных электронов. Если для константы c_k принять значение, полученное в электронике при измерениях в парах щелочных металлов при низких давлениях [3], то $c_k \sim 10^{-3}$. С другой стороны, величина c_k , полученная на основе обработки экспериментальных вольт-амперных характеристик по формулам работы [2], имеет порядок $c_k \sim 0.4$, т. е. значение¹ примерно на два порядка большее. Если же обрабатывать экспериментальные данные с учетом (1.6), то получатся еще большие значения для константы c_k (см. ниже).

Увеличение константы c_k для атомов щелочных металлов в тех случаях, когда пары щелочных металлов присутствуют в небольших количествах в газе с более высоким потенциалом ионизации (условия работы МГД-устройств), может быть связано со следующим обстоятельством. В рассматриваемых условиях при концентрациях присадки $\leq 1\%$ и давлении $p \sim 1$ атм длина свободного пробега для ионизирующих электронов (электронов, ускоренных в приэлектродном слое) при столкновениях с атомами основного газа примерно в $n_a Q_a / n_k Q_k \sim 10$ раз меньше, чем длина пробега при столкновениях с атомами присадки. При этом пучок ускоренных электронов интенсивно рассеивается на атомах основного газа, причем энергия электронов при столкновениях меняется незначительно. Очевидно, что вероятность ионизации присадки в данном случае может возрастать за счет ударов электронов, рассеянных атомами основного газа, и за счет ступенчатой ионизации.

Вопрос о том, насколько возрастает вероятность ионизации в рассматриваемых условиях, должен быть решен экспериментально. Одной из косвенных возможностей для определения константы c_k является изучение вольт-амперных характеристик газового промежутка, полученных в специально поставленных экспериментах. Те экспериментальные данные, которые имеются в нашем распоряжении [8,9], как будет показано ниже, не позволяют еще получить окончательное значение величины c_k .

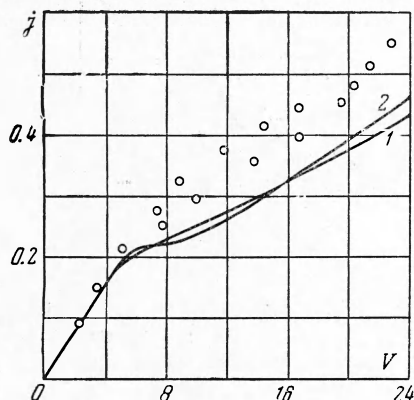
¹ Это значение отличается от приведенного в [2]. Такое различие связано с тем, что в [2] при определении c_k использовано соотношение [10] для связи между сечениями столкновений атомов присадки и основного газа. Приведенное выше значение получается, если определять c_k на основании обработки тех же экспериментов [2, 8], принимая для сечений присадки величин, указанные выше.

4. В работе [2] приведено сравнение расчетных и экспериментальных [8] вольт-амперных характеристик для задачи о пропускании тока через ионизованный газ. На фиг. 2 нанесены экспериментальные точки [8], соответствующие следующим условиям: рабочий газ — аргон с 0.4% присадки калия, $T = 2200 \pm 200^\circ \text{K}$, $p \sim 1 \text{ атм}$, электроды графитовые. На этой же фигуре нанесена расчетная кривая 1 [2], соответствующая следующим значениям определяющих параметров:

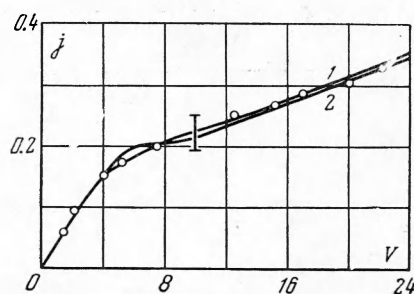
$$j_s = 0.095 \text{ а/см}^2, \quad r = 24.1 \text{ ом}, \quad c_k = 0.4, \quad \alpha = 0, \quad T = 2200^\circ \text{K} \quad (4.1)$$

Здесь α — показатель степени в формуле (1.11). Величины (4.1) определены в результате обработки осциллограммы работы [8], соответствующей 0.2% присадки калия [2] (кривая 1 на фиг. 3).

Так как в качестве электродов в [8] употреблялся графит (эмиссионные свойства в работе не указаны), т. е. поглощающая ионы поверхность, то формулы для расчета изменения потенциала в приэлектродном слое на такой поверхности содержат две экспериментальные константы: α



Фиг. 2



Фиг. 3

и c_k . Поэтому ясно, что обработка экспериментальных данных (особенно, если неизвестна работа выхода электрода) с целью определения экспериментальных констант может быть произведена неединственным образом. Для примера на фиг. 3 приведена расчетная кривая 2, соответствующая следующим значениям определяющих параметров:

$$j_s = 0.125 \text{ а/см}^2, \quad r = 24.1 \text{ ом}, \quad c_k = 1.2, \quad \alpha = -3/4, \quad T = 2200^\circ \text{K} \quad (4.2)$$

Обе кривые на фиг. 3 лежат в пределах разброса экспериментальных точек (масштаб разброса указан на фигуре). Расчетная кривая для 0.4% калия при значениях параметров (4.2) приведена на фиг. 2 (кривая 2)

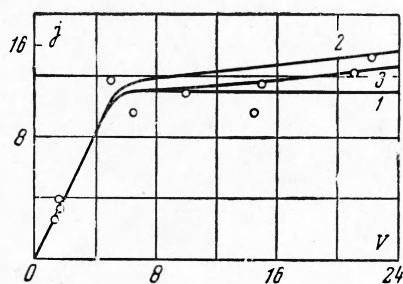
Очевидно, что обе расчетные кривые в одинаковой мере хорошо описывают экспериментальные данные [8]. Окончательный выбор значений констант α и c_k будет возможен только после обработки большого числа специальных экспериментов.

К сожалению, и обработка экспериментальных данных [9] при значениях констант $\alpha = 0$, $c_k = 0.4$ и $\alpha = -3/4$, $c_k = 1.2$ не позволяет сделать окончательного выбора значения этих констант (фиг. 4). На фиг. 4 кривая 1 соответствует теории, заменяющей приэлектродный слой поверхностью разрыва потенциала, кривая 2 — значениям $\alpha = 0$, $c_k = 0.4$ и кривая 3 — значениям $\alpha = -3/4$, $c_k = 1.2$. В условиях рассматриваемого эксперимента (низкие температуры, малые концентрации при-

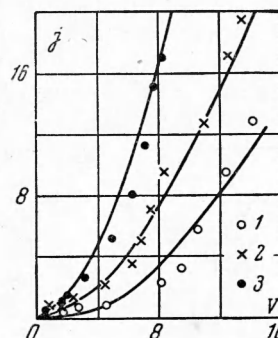
садки, плохая эмиссионная способность материала) не только развитая выше теория, но и теория разрыва потенциала дают значения, хорошо описывающие экспериментальные данные.

Рассмотрим теперь вольт-амперные характеристики, полученные при пропускании тока через аргон, содержащий около 0.5% калия, когда в качестве электродов использовался вольфрам, т. е. материал, хорошо отражающий ионы.

На фиг. 5 приведены экспериментальные точки, полученные при различных температурах электродов и газа¹. К сожалению, эти данные соответствуют случайному набору температур газа и электродов, и сопротивление промежутка независимо не измерялось.



Фиг. 4



Фиг. 5

Приближенная оценка сопротивления промежутка по измеренным значениям ($T_1^* = 2300^\circ \text{K}$, $T_2^* = 2200^\circ \text{K}$, $T_3^* = 2400^\circ \text{K}$) температуры ядра потока (эта температура измерялась методом теплового баланса и с большой точностью соответствует средней температуре газа на входе в рабочую часть) показывает, что, сопротивления, соответствующие сериям точек 2 и 3, разнятся примерно в два раза. Сопротивление, соответствующее серии точек 1, должно быть несколько больше, так как в этом случае имеет место охлаждение потока вблизи электрода. Если, следуя указанным выше соображениям, оценить сопротивление по углу наклона характеристики при больших токах, то получим

$$r_1 \approx 6 \text{ ом}, \quad r_2 \approx 4 \text{ ом}, \quad r_3 \approx 2 \text{ ом} \quad (4.3)$$

Эти величины находятся в согласии с грубыми оценками по температуре и применяются в дальнейших расчетах.

Если по формуле (2.3) рассчитать (при $j_i = 0$) угол наклона характеристики в начале координат при значениях температур, измеренных экспериментально ($T_1^\circ = 1750^\circ \text{C}$, $T_2^\circ = 2000^\circ \text{C}$, $T_3^\circ = 2300^\circ \text{C}$), то для точек 2 и 3 получим значения, значительно меньшие экспериментальных. Можно предположить, что температуры катода были измерены неточно (они измерялись обычным пирометром, точность которого невелика, особенно при высоких температурах). В связи с этим формула (2.3) была использована для определения температуры катода. Такой расчет дал следующие результаты:

$$T_1 \approx 2100^\circ \text{K}, \quad T_2 \approx 2200^\circ \text{K}, \quad T_3 \approx 2300^\circ \text{K} \quad (4.4)$$

¹ Эти данные получены Н. М. Масленниковым и любезно предоставлены нам до его опубликования в печати.

Одна из серий точек была использована для определения константы α в формуле (1.11). При этом получено значение

$$\alpha \approx 1.2 \quad (4.5)$$

Используя (4.3) — (4.5), по формулам (1.12), (2.2) были просчитаны две другие характеристики. Результаты расчета представлены кривыми на фиг. 5.

Фиг. 5 показывает, что рассчитанные таким образом кривые хорошо соответствуют экспериментальным данным, если температуры катода равны (4.4).

Анализ расчетных формул показывает, что изменением величины α нельзя добиться совпадения всех трех характеристик с экспериментальными данными, если считать температуры катода равными измеренным величинам. Кроме того, если принять экспериментально измеренные температуры катода, то расчетные характеристики 2 и 3 получатся близкими к прямым и не будут иметь характерного для экспериментальных кривых выгиба в начале координат. В связи с этим кажется вероятным, что температуры катода были измерены неточно.

Приведенное сравнение экспериментальных и расчетных вольт-амперных характеристик, а также значения экспериментальных констант носят предварительный характер. Будущие эксперименты должны показать, насколько хорошо развиваемая теория соответствует физическому содержанию рассматриваемой задачи. Эти эксперименты могут изменить и уточнить наши представления о явлениях, происходящих в приэлектродном слое, и потребовать усовершенствования теории. Тем не менее, представляется возможным использование развитой теории в качестве рабочего аппарата при обработке экспериментальных данных и при проведении предварительных расчетов.

Поступила 20 VI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Г. А. Изменение электрического потенциала вблизи стенки канала при движении ионизованного газа в магнитном поле. ПМТФ, 1963, № 5.
2. Любимов Г. А. Некоторые вопросы теории приэлектродного слоя изменения потенциала. ПМТФ, 1964, № 4.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Гостехиздат, 1952.
4. L u z z i T. E., G r o s s R. A. Magnetogasdynamic boundary conditions at a conducting wall. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 8.
5. L a n g m u i r I. The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths. Phys. Rev., 1929, vol. 33, No. 6.
6. Кучеров Р. Я., Рикенглаз Р. Э. Кинетическая теория диода, заполненного разреженной плазмой. Ж. техн. физ., 1962, т. 32, № 10.
7. Сонин Э. Б. Влияние приэлектродных областей на электросопротивление слабоионизованной плазмы. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 7.
8. C r o i t o r u Z., M o n t a r d y A.. Phenomenes de contact, tenseur de conductivite et temperature des electrons dans un gaz ionise. Rev. gen. electr., 1963, vol. 72.
9. M u l l u n e y G. Y., K y d d P. H., D i b e l i n s N. R. Electrical conductivity in flame gases with large concentration of potassium. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No. 4.
10. R o s a R. I. Physical principles of magnetohydrodynamic power generation. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No. 2.