

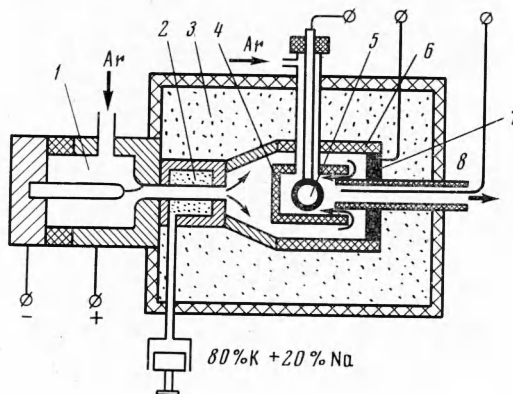
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО ПАДЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА НА МОЛИБДЕНОВОМ ЭЛЕКТРОДЕ В ПОТОКЕ АРГОНА С ПРИСАДКОЙ КАЛИЯ

В. О. Герман, Г. А. Любимов, Б. В. Парфенов

(Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования работы электрода в аргоне, содержащем 0,15% калия, при температуре от 1400 до 1800° С и давлении 1 атм в условиях теплового равновесия между газом и электродом. Полученные вольт-амперные характеристики сопоставлены с разработанной ранее [1, 2] теорией приэлектродных процессов. Установлено хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Экспериментальная установка. Схема установки приведена на фиг. 1. Аргон в количестве 1,25 г/сек поступал в плазматрон, где подогревался до нужной температуры, и входил в испаритель 2, изготовленный из пористого вольфрама. К испарителю по периферии подводился жидкий сплав 80% К + 20% Na. Расход калия составлял 0,15% расхода аргона. Нагретый аргон, содержащий пары калия и натрия, поступал



Фиг. 1

в рабочий канал 6, изготовленный из окиси алюминия. Внутри канала была помещена рабочая камера 4 в виде стакана из окиси алюминия. Поступавший в канал газ омывал рабочую камеру снаружи. Тем самым достигалось тепловое равновесие в объеме рабочей камеры — стенки, газ и рабочий электрод имели одинаковую температуру с точностью до ~ 50° С. Для термоизоляции канал был помещен в засыпку из корундового порошка 3.

Рабочий электрод 5 был изготовлен из молибдена в виде шарика диаметром 6 мм с держателем-токопроводом. В горячей зоне электрод не касался стенок канала. Во избежание конденсации калия на холодных частях держателя и в месте его крепления, а также для предотвращения разряда в нагретой части держателя, вдоль последнего продувалось небольшое количество аргона без присадки (0,1—0,5% основного расхода). Второй электрод 7, также из молибдена, располагался в конце канала. Зонд 8, изготовленный из вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм, устанавливался в выходной трубке, не касаясь ее стенок. Расстояние между концом зонда и поверхностью электрода составляло ~ 5 мм.

Используемая схема измерений аналогична описанной в [3]. Эта схема позволяла получать фотографии кривых, описываемых лучем осциллографа, представляющих собой вольт-амперные характеристики газового промежутка между электродом и зондом.

Температура электрода измерялась оптическим пирометром через выходную трубку.

Обработка экспериментов. На фиг. 2, а приведена типичная вольт-амперная характеристика, на фиг. 2, б — ее центральная часть в увеличенном масштабе. Характеристика состоит из трех основных участков (фиг. 3), каждый из которых отражает специфические закономерности приэлектродного падения потенциала в данном диапазоне плотности тока. На участке АВ, принадлежащем к анодной ветви, падение потенциала не зависит от тока. На участке ВС имеет место линейная зависимость j от U ,

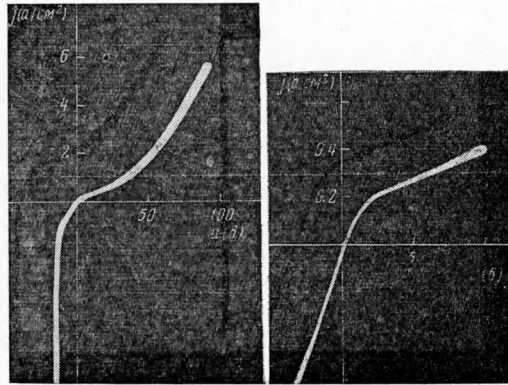
не меняющаяся при переходе от анодного режима к катодному. На участке *CD* нарастание тока с ростом падения потенциала имеет нелинейный характер. Для описания трех участков характеристики можно предложить следующие эмпирические формулы:

$$U = U_a \quad \text{участок } AB \quad (1)$$

$$j = U / R_0 \quad \text{участок } BC \quad (2)$$

$$j = j^* \exp \{ a \sqrt{U} \} (1 + cU) \quad \text{участок } CD \quad (3)$$

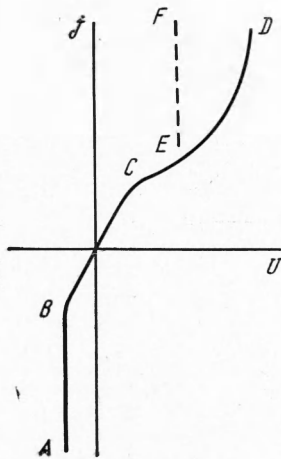
Здесь *U* — приэлектродное падение потенциала, *j* — плотность тока, протекающего через электрод, *U_a*, *R₀*, *j**, *a*, *c* — параметры данной характеристики, не зависящие от тока и падения потенциала.



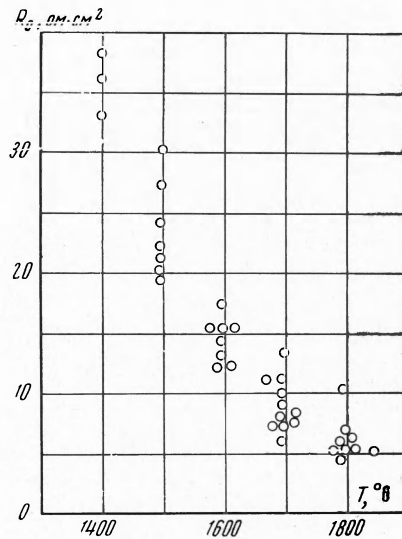
Фиг. 2

Обработка экспериментальных данных сводилась к подбору значений параметров для каждой отдельной вольт-амперной характеристики, полученной в эксперименте.

На графиках фиг. 4—7 представлены значения соответствующих параметров в зависимости от температуры. (В ходе экспериментов температура регулировалась, а все остальные условия поддерживались неизменными.)



Фиг. 3



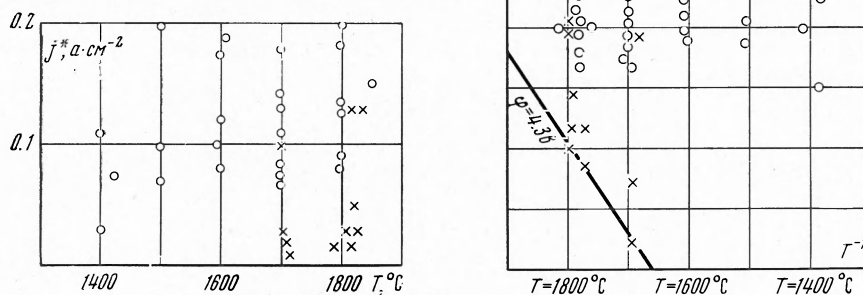
Фиг. 4

Крестиками обозначены значения параметров, полученные в ходе наладочных экспериментов, когда система подачи [присадки не обеспечивала расчетной концентрации калия в потоке.

Обсуждение результатов. Измеряемая разность потенциалов между электродом и зондом складывается из падения потенциала в области пространственного заряда вблизи электрода, падения потенциала в области амбиполярной диффузии и изменения потенциала в невозмущенной плазме¹ вне диффузионной области [2].

Протяженность области пространственного заряда в рассматриваемых условиях имеет порядок нескольких длин свободного пробега, поэтому в дальнейшем при трактовке результатов эксперимента будем считать, что в этой области частицы движутся без столкновений.

Падение потенциала в диффузионной области, так же как и невозмущенной области, зависит от тока и мало отличается для катодной и анодной областей, когда разница температур электронов и тяжелых частиц отсутствует [2]. В связи с этим можно ожидать, что в рассматриваемых условиях (аргон с калием) при малых токах характеристика должна быть линейной и угол наклона ее должен быть одним и тем же для катодной и анодной ветви характеристики. Экспериментальные кривые (см. формулу (2) и фиг. 2) подтверждают этот вывод.



Фиг. 5 а, б

Отметим, что величина R_0 в формуле (2), характеризующая суммарное сопротивление диффузионной и невозмущенной области, отличается от сопротивления слоя невозмущенной плазмы между электродом и зондом за счет большого сопротивления диффузионной области, связанного с уменьшением концентрации заряженных частиц в этой области [2]. При увеличении тока сопротивление плазмы между зондом и электродом должно падать как за счет роста концентрации заряженных частиц в диффузионной области, так и за счет роста электропроводности, связанной с увеличением температуры электронов в аргоно-калиевой плазме.

Экспериментальные данные по падению потенциала вблизи анода качественно согласуются с этим выводом (см. формулу (1), фиг. 2). С другой стороны, увеличение тока выше тока эмиссии электрода связано с нарастанием потенциала в слое пространственного заряда вблизи катода, что приводит к увеличению эффективного сопротивления плазмы между электродом и зондом в катодном режиме. Отражением этого является перелом характеристики в точке C (фиг. 3). Качественный вид суммарной характеристики в катодном режиме вблизи $j = j_0$, отражающий оба описанных выше процесса, зависит от соотношения между величинами j_0 , j_i , R_0 . В условиях описываемых экспериментов концентрация заряженных частиц вне диффузионной области при отсутствии тока $n_e = n_i \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Благодаря нейтрализации ионов на поверхности электрода, концентрация заряженных частиц вблизи поверхности электрода примерно на два порядка ниже, чем в невозмущенной плазме [2]. Следовательно, при малых токах ионный ток на электрод $j_i \sim 10^{-3} \text{ а/см}^2$. Эта величина много меньше величины, соответствующей точке перегиба C на вольт-амперных характеристиках. Таким образом, можно ожидать, что в рассматриваемых условиях точка перегиба характеристики C соответствует току эмиссии электронов.

В [4] аналогичные характеристики обрабатываются иначе. За величину тока эмиссии принимается ток в точке D , т. е. максимальный уровень тока, достигаемый в распределенном разряде (дальнейшее увеличение тока приводит к появлению катодных пятен и возникновению дугового разряда). Однако при таком предположении затруднительно объяснить довольно большое падение потенциала в точке D ($15-20 \text{ в}$ — в [4] и $50-100 \text{ в}$ — в наших экспериментах).

¹ Термин «невозмущенная плазма» относится к области потока, где отсутствуют градиенты концентрации заряженных частиц.

Несмотря на значительный разброс экспериментальных данных, можно с определенностью сказать, что величина тока эмиссии с электрода в потоке $j_{\theta} \approx j^* \approx j_c$ в рассматриваемых условиях была существенно выше величины тока эмиссии для молибдена в вакууме. Для сравнения на фиг. 5, б, где экспериментальные значения j^* представлены в координатах Ричардсона, дана расчетная прямая для плотности тока термоэмиссии при величине работы выхода $4,3 \text{ эв}$. Этот факт можно объяснить «активацией» поверхности электрода в результате химической реакции с потоком газа или осаждения пленок. Весьма слабая температурная зависимость для тока эмиссии (см. фиг. 5, а) объясняется, по-видимому, тем, что эффективная работа выхода поверхностного слоя электрода является функцией температуры. Последнее может быть связано с изменением состава поверхностного слоя при изменении температуры. К сожалению, малый температурный диапазон измерений не позволяет сделать более определенных выводов.

Основную часть катодной ветви вольт-амперной характеристики составляет участок CD . Его характерная особенность заключается в том, что с электрода снимается ток, значительно превышающий величину тока эмиссии. Благодаря малому падению потенциала вне слоя пространственного заряда при больших токах (см. выше) эта часть характеристики описывает изменение потенциала в области пространственного заряда вблизи катода.

Физические процессы, обеспечивающие увеличение тока сверх тока эмиссии, могут быть разделены на две группы. К первой относится эффект Шоттки и термоавтоэлектронная эмиссия, благодаря которым увеличивается электронная составляющая тока, ко второй — ударная ионизация (прямая и ступенчатая), вызывающая увеличение ионной составляющей. Подробное рассмотрение совместного действия этих двух факторов при условии равенства электронной и ионной температуры и отсутствия столкновений в слое пространственного заряда содержится в [1, 2]. Если пренебречь плотностью хаотического ионного тока j_i , то соответствующая формула для расчета падения потенциала в слое пространственного заряда будет иметь вид

$$i = j_e \exp \left\{ \frac{4.39}{T} \sqrt{E} \right\} [1 + C_a (U - U_{ia}) + C_k (U - U_{ik})] \quad (4)$$

Здесь U_{ia} , U_{ik} — потенциалы ионизации аргона и калия, C_a , C_k — величины, зависящие от вероятности ударной ионизации и концентрации аргона и калия, E — напряженность электрического поля на поверхности электрода. Из общих соображений в работе [1] показано, что величина E может быть представлена в виде

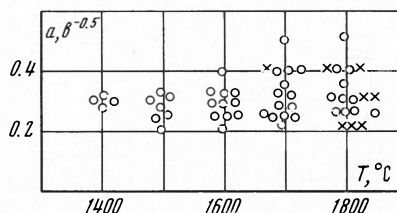
$$E = \beta \frac{U}{d} \left(\frac{eU}{kT} \right)^\alpha \quad (5)$$

где α , β — константы, определяемые свойствами поверхности электрода; d — эффективная толщина слоя пространственного заряда, равная по порядку величины дебаевской длине, подсчитанной по параметрам вблизи поверхности электрода.

Отличие температуры электронного газа от температуры тяжелых частиц приводит к росту концентрации заряженных частиц. При этом хаотический ионный ток из плазмы будет возрастать по сравнению со случаем $T_e = T_g$, а эффективная толщина слоя пространственного заряда будет убывать. Если предположить, что нарастание электронной составляющей плотности тока происходит быстрее, чем нарастание j_i , и что величина d слабо зависит от плотности тока, то на основании (4), (5) можно предложить аппроксимационную формулу (3) для описания части CD катодной ветви вольт-амперной характеристики. Формула (3) получается из (4), (5), если положить $\alpha = 0$, $\beta = 1$, $4.39 / T \sqrt{d} = a$, а также упростить выражение, учитывая ударную ионизацию. Вместо отдельного учета результатов ионизации аргона и калия в (3) фигурирует параметр c , характеризующий суммарную эффективность ударной ионизации всех компонент газа.

Сформулированные выше предположения нуждаются в более обширном экспериментальном доказательстве, но тот факт, что (3) хорошо аппроксимирует имеющиеся характеристики, свидетельствует в пользу этих предположений.

Фиг. 6 показывает, что величина a в формуле (3) оказалась практически не зависящей от температуры. Отсюда можно сделать вывод о слабой зависимости толщины слоя пространственного заряда d от температуры в рассматриваемых условиях. Величина d ,



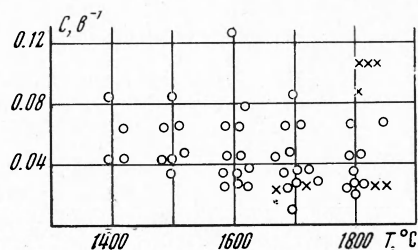
Фиг. 6

вычисленная по a , имеет порядок 10^{-4} см, что согласуется с предположением о малой толщине слоя пространственного заряда по отношению к длине свободного пробега.

Для того чтобы оценить возможную величину констант ударной ионизации в формуле (4), воспользуемся данными по вероятности ионизации p_i для аргона и калия. На основе данных работ [5, 6] легко получить, что при низких энергиях электронов ($U \lesssim 2U_i$), когда формула для тока имеет вид (4),

$$p_{ia} \approx 0.02 (U - U_{ia}), \quad p_{ik} \approx 0.01 (U - U_{ik}) \quad (6)$$

При энергиях $U < 15$ э могут быть ионизованы только атомы калия, но вероятность столкновения с ними мала вследствие малой концентрации присадки. Тем не



Фиг. 7

менее, так как электроны теряют малую долю энергии при упругом соударении с атомами аргона, можно ожидать некоторого увеличения ионного тока за счет ионизации рассеянными электронами. Очевидно, что в этом случае в формуле (4) $C_k \lesssim 0.01$. При падениях потенциала порядка $15 \lesssim U \lesssim 30$ э ионизуются Ar, причем вероятность ионизации рассчитывается по (6), и, следовательно, соответствующая величина в формуле (4) $C_a \gtrsim 0.02$. При энергиях электронов $100 > U > 30$ э вероятность ионизации слабо зависит от энергии и $p_i \sim 0.3$. При больших падениях потенциала (порядка нескольких потен-

циалов ионизации) электрон обладает энергией, достаточной для того, чтобы ионизовать U/U_i атомов, причем в силу высокой вероятности ионизации все акты ионизации произойдут в результате немногих соударений. Если все образовавшиеся при этом ионы уйдут на электрод, то соответствующий прирост ионного тока будет равен

$$i_i = j_a U/U_i = j_a C_a U, \quad C_a \sim 0.06 \quad (7)$$

Это выражение имеет ту же структуру, что и соответствующие члены в формуле (4), причем для этого процесса $C_a \lesssim 0.06$. Аппроксимация экспериментальных вольт-амперных характеристик на участке CD выражением (3) производилась в области высоких приэлектродных падений. Поэтому величина c в формуле (3) должна лежать в пределах $0.02 \lesssim c \lesssim 0.06$. Полученные экспериментальные значения (см. фиг. 7) удовлетворительно согласуются с этим выводом.

Поступила 31 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Г. А. Приэлектродные слои резкого изменения потенциала на горячих электродах. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 1.
2. Любимов Г. А., Михайлов В. Н. К анализу области возмущения плазмы вблизи электрода. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
3. Герман В. О., Любимов Г. А., Парфенов Б. В. Экспериментальное исследование работы электрода в потоке воздуха, содержащего присадку калия. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, № 3.
4. V i b l a r z O., E u s t i s R. H. Discharge characteristics in a seeded plasma flow. Electr. from MHD, 1968, vol. 1, Vienna, 1968.
5. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.—Л., Гостехиздат, 1952.
6. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. М., Атомиздат, 1964.