

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. И. Романов, А. С. Тихоцкий, Р. Хернберг, Переход от диффузного к контрагированному режиму протекания тока на "горячих" электродах МГД-генератора открытого цикла, *ТВТ*, 1990, том 28, выпуск 2, 371–379

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.81

11 февраля 2025 г., 07:34:34



УДК 621.311.29

© 1990 г.

*А. И. Романов, А. С. Тихоцкий,**Институт высоких температур Академии наук СССР,  
Москва, СССР**Р. Хернберг (R. Hernberg)**Политехнический институт, г. Тампере, Финляндия  
(Tampere University of Technology, Finland)*

## ПЕРЕХОД ОТ ДИФFUЗНОГО К КОНТРАГИРОВАННОМУ РЕЖИМУ ПРОТЕКАНИЯ ТОКА НА «ГОРЯЧИХ» ЭЛЕКТРОДАХ МГД-ГЕНЕРАТОРА ОТКРЫТОГО ЦИКЛА

Экспериментально исследованы характеристики электрического разряда на «горячих» керамических электродах, стоящих в потоке низкотемпературной плазмы с добавками соединений щелочных металлов. Экспериментально показано, что вплоть до плотности тока  $10 \text{ А/см}^2$  протекание тока на «горячие» аноды осуществляется в диффузном режиме. Переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному на «горячих» катодах происходит при существенно меньших значениях плотности тока. Сравнение с результатами ранее проведенных исследований пробоя пограничного слоя на «холодных» катодах показало, что и на «горячих» катодах пробой пограничного слоя происходит в соответствии с классической теорией Пашена. Полученные результаты используются при анализе электрического разряда на комбинированных электродах МГД-канала.

Для обеспечения высокой эффективности МГД-генератора промышленного масштаба необходимо свести к минимуму тепловые потери в МГД-канале, уменьшить величины приэлектродного падения потенциала. Для этого необходимо повышать температуру огневых стенок МГД-канала  $T_w$ . Можно было ожидать, что повышение  $T_w$  приведет к увеличению критической плотности тока, при которой происходит переход от диффузного к контрагированному режиму протекания тока от плазмы на поверхность электрода.

Максимальное значение  $T_w$  ограничено возможностями материалов, используемых для создания электродов, а также режимом протекания тока на поверхность электрода (диффузный или контрагированный), поскольку керамические электроды могут длительно работать только в диффузном режиме протекания тока (в качестве «горячих» электродов, как правило, используются электроды, изготовленные из керамики на основе двуокиси циркония или хромитов лантана и иттрия [1]).

Детальных экспериментальных исследований процессов перехода от диффузного режима протекания тока к контрагированному на «горячих» керамических электродах практически не проводилось. Исключением являются работы [2, 3], в которых на лабораторной установке проведены исследования процесса контракции на анодах из двуокиси циркония, изготовленных методом плазменного напыления [2] и на «горячих» катодах, изготовленных из хромита лантана [3]. Теоретический анализ [4, 5] показал, что как на катодах, так и на анодах значение критической плотности тока  $j_{кр}$ , при которой происходит переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному, существенно увеличивается при увеличении  $T_w$ .

Исследование работы керамических электродов имеет важное значение для создания комбинированных электродов, состоящих из чередующихся керамических и металлических частей [6].

Переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному на «горячих» керамических электродах может быть обусловлен как процессами, протекающими в пограничном слое плазмы над поверхностью электрода, так и развитием перегретной неустойчивости в теле керамического электрода и на границе керамика — металлический токовывод. Этот механизм может иметь место при относительно невысокой величине удельной электрической проводимости керамики, используемой для изготовления электродов.

Чтобы в экспериментах четко разделить эти механизмы, в данной работе использовались электроды, изготовленные из хромита лантана, удельная электрическая проводимость которого даже при температуре 400 К достаточно велика (3 См/м [1]). Это позволило избежать развития контракции, обусловленной джоулевым разогревом керамики.

Экспериментальные исследования характеристик электрического разряда на электродах из хромита лантана проводились на экспериментальном стенде Политехнического института г. Тампере (ТТКК) [7]. В опытах использовались полусферические электроды диаметром 5 (Д5) и 15 мм (Д15), что позволило расширить диапазоны изменения значений удельных конвективных тепловых потоков к поверхности электрода  $q_w$  и  $T_w$ , при которых проводились исследования. Экспериментальные исследования характеристик электрического разряда на электродах из хромита лантана проводились при следующих условиях: скорость потока плазмы 15 м/с, температура плазмы 2700 К, концентрация атомов присадки (цезия или калия)  $10^{20}$  м<sup>-3</sup>,  $q_w=0,5-1,2$  МВт/м<sup>2</sup>,  $T_w=1000-2200$  К.

Эксперименты проводились в нестационарном температурном режиме работы электрода, т. е. электрод помещался в поток плазмы и по мере его прогрева на электрод подавались периодические импульсы напряжения. Продолжительность одного импульса составляла 0,5 с, за это время напряжение между электродами увеличивалось от 0 до 400 В. Импульсы напряжения на электроды подавались через 1,5 с. Температура поверхности электрода достигала своего стационарного значения за 30–40 с. Таким образом, по мере увеличения  $T_w$  регистрировалось ~15–20 вольт-амперных характеристик (ВАХ): Затем при стационарном значении  $T_w$  регистрировалось от 5 до 40 ВАХ. Зонд располагался на расстоянии 2 мм от поверхности электрода.

В ходе экспериментов проводилась автоматическая регистрация на аналоговый магнитофон следующих параметров электрического разряда: тока через электрод, разности потенциалов между электродами, разности потенциалов зонд — электрод.

В опытах с электродами Д15 температура поверхности электрода измерялась методом фотопирометрии. Анализ возможности использования этого метода при проведении экспериментальных исследований в МГД-канале проведен в [8]. Чтобы максимально уменьшить ошибку в измерении яркостной температуры поверхности электрода, связанную с влиянием излучения потока плазмы, в данных экспериментах фототриграфирование электрода проводилось через интерференционный светофильтр на длине волны 671 нм. Как показано в [8], это позволяет практически полностью исключить влияние излучения потока плазмы на точность измерения температуры поверхности электрода. Были также проведены специальные опыты, в которых между вольфрамовой ленточной лампой, используемой в качестве источника сравнения, и пирометром находился поток плазмы. Проведенные измерения показали, что в используемом диапазоне длин волн ( $\approx 670$  нм) наличие потока плазмы не оказывает влияния на показания пирометра.

При расчете температуры поверхности электрода (Д15) по измеренной яркостной температуре степень черноты материала электрода принималась равной 0,64.

Погрешность измерения  $T_w$  этим методом составляла 100 К. Фототриграфирование было синхронизировано с регистрацией электрических параметров разряда, как и скоростная съемка поверхности электрода.

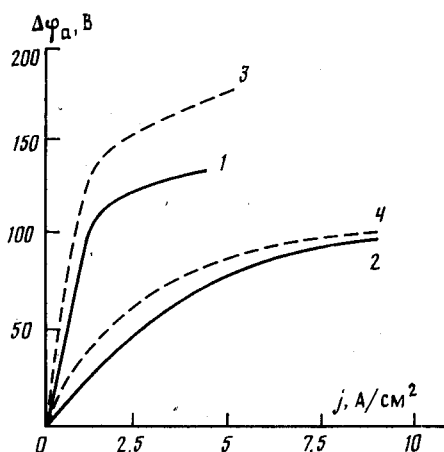
В опытах с электродами диаметром 5 мм для измерения температуры

поверхности электрода использовался двухцветовой автоматический микропирометр МП-6000 [9]. С помощью микропирометра измерялась яркостная температура поверхности электрода на двух длинах волн (650 и 800 нм) и цветовая температура. Проведенные исследования показали, что в условиях эксперимента электрод излучает как серое тело. Поэтому в дальнейшем для электродов Д5 в качестве  $T_w$  принималась цветовая температура поверхности электрода. Результаты измерений яркостной и цветовой температур также регистрировались на магнитофоне синхронно с записью электрических параметров разряда.

Максимальное значение температуры поверхности электрода (в отсутствие тока) составляло 1850 К для электродов Д15 и 2000 К для Д5. Плотность тока на электрод  $j$  определялась как отношение измеренной величины тока к площади электрода.

Характерные ВАХ электрического разряда на аноде представлены на рис. 1. По мере увеличения плотности тока значения  $T_w$  увеличива-

Рис. 1. Вольт-амперные характеристики электрического разряда на аноде диаметром 5 мм из хромита лантана для цезиевой присадки с  $n_a = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (сплошные кривые) и для калиевой присадки с  $n_a = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (штриховые кривые): 1 -  $T_w = 1400 \text{ К}$  ( $j = 0$ ),  $T_w = 1800 \text{ К}$  ( $j = 4 \text{ А/см}^2$ ), 2 - 1950 (0), 2200 (9), 3 - 1600 (0), 1900 (5), 4 - 2000 К (0), 2280 К (9)



лись. Измерения с помощью микропирометра МП-6000 показали, что увеличение  $T_w$  происходит плавно в соответствии с увеличением тока через электрод.

Фото- и скоростная киносъемка поверхности электрода (скорость съемки 1000 к/с) с использованием кинокамеры «Нусат» с хорошим пространственным разрешением (размер изображения электрода на киноплёнке был близок к его действительному размеру) не обнаружили неравномерного нагрева плазмы над поверхностью электрода и локального разогрева отдельных участков поверхности электрода.

Проведенные исследования разряда на электроде показали, что вплоть до максимальных плотностей тока ( $\approx 1,2$  и  $10 \text{ А/см}^2$ ), полученных соответственно в экспериментах с электродами Д15 и Д5, на электродах имел место диффузный режим протекания тока. При этих максимальных значениях плотности тока через электрод величина  $T_w$  увеличивалась (по сравнению с  $T_w$  при нулевом токе) на 30–50 К (электрод Д15) и на 300–500 К (Д5).

Величина прианодного падения потенциала уменьшалась с увеличением температуры поверхности электрода и уменьшением потенциала ионизации присадки. При относительно низких значениях  $T_w = 1400$ – $1700 \text{ К}$  величина  $dV_a/dj$  заметно уменьшалась при плотностях тока 1– $2 \text{ А/см}^2$ . Это явление, по-видимому, обусловлено уменьшением сопротивления области пространственного заряда из-за неравновесной ионизации (в этой области) электронным ударом молекул компонент продуктов сгорания.

При больших температурах поверхности электрода величина  $dV_a/dj$  плавно уменьшается по мере увеличения плотности тока через электрод, приближаясь к нулю при значениях, превышающих  $7$ – $8 \text{ А/см}^2$ .

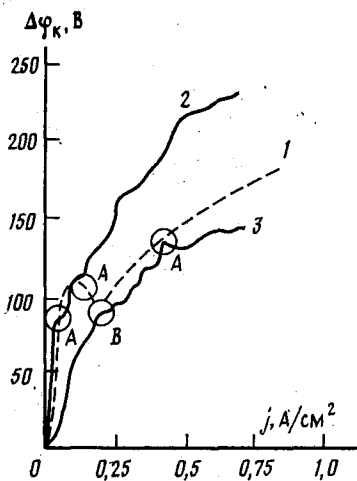


Рис. 2

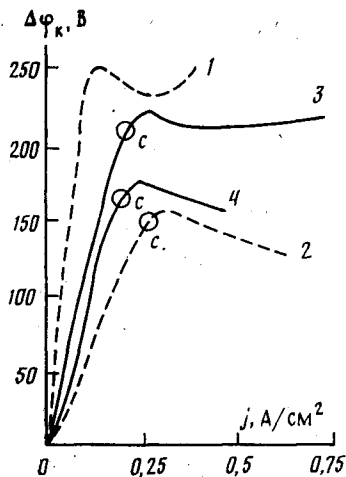


Рис. 3

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики электрического разряда на катоде диаметром 15 мм из хромита лантана: 1 — калиевая присадка,  $n_a = 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_w = 1530 \text{ К}$ , 2, 3 — цезиевая присадка,  $n_a = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (2 —  $T_w = 1400 \text{ К}$ , 3 — 1620); точка А — появление дуги на поверхности электрода, В — появление разогретого пятна на поверхности электрода

Рис. 3. Вольт-амперные характеристики электрического разряда на катоде диаметром 5 мм из хромита лантана: 1, 2 — калиевая присадка,  $n_a = 9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , 3, 4 — цезиевая присадка,  $n_a = 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (1 —  $T_w = 1800 \text{ К}$ , 2 — 1890, 3 — 1475, 4 — 1930)

В ряде работ [4, 5] условие  $dV/dj=0$  принималось в качестве критерия перехода от диффузного режима протекания тока к контрагированному. По-видимому, в наших опытах плотность тока на электроде Д5 была близка к критической. Следует отметить, что полученные в экспериментах значения диффузной плотности тока на анодах Д5 ( $\approx 10 \text{ А/см}^2$ ) в несколько раз превышают значения плотности тока в МГД-канале промышленного масштаба. Поэтому на основе полученных результатов можно сделать вывод, что при температуре поверхности электрода, превышающей 1900–2000 К, протекание тока через область пространственного заряда на аноде не приводит к переходу от диффузного режима работы электрода к контрагированному.

Для анодов из хромита лантана протекание тока не приводит (вплоть до  $j=10 \text{ А/см}^2$ ) к развитию электротермической неустойчивости и неоднородному разогреву материала электрода.

Характеристики электрического разряда на «горячих» катодах существенно отличаются от разряда на «горячих» анодах.

На рис. 2, 3 приведены характерные ВАХ электрического разряда на «горячих» катодах.

Как будет показано ниже, в наших опытах максимальное значение критической плотности тока не превышало  $0,3 \text{ А/см}^2$ . Оценочные расчеты, проведенные по методике [10, 11], показывают, что в этом случае температура плазмы на границе области пространственного заряда составляет не менее 2100 К. Легко показать, что в этом случае падение потенциала в квазинейтральной области пограничного слоя не превышает 5–15 В. Поэтому далее за падение потенциала в области пространственного заряда принималась разность потенциалов между зондом и электродом.

Анализ ВАХ и результатов скоростной киносъемки разряда показал, что во всех экспериментах с катодом Д5, а также при использовании калиевой присадки с катодом Д15 переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному сопровождается появлением дуги на поверхности электрода, уменьшением величины прикатодного падения потенциала на 20–70 В и увеличением тока через электрод на 0,1–0,2 А.

Величины предпробойной плотности тока составляют  $0,1-0,3 \text{ А/см}^2$ . Критическая плотность тока практически не зависит от температуры поверхности электрода (при изменении  $T_w$  от 1400 до 2000 К). Характерное время перехода от диффузного режима протекания тока к контрагированному не превышает  $\tau=0,1 \text{ мс}$  (оценка величины  $\tau$  проводилась на основе анализа скоростной киносъемки разряда и зависимостей тока через электрод и прикатодного падения потенциала от времени).

В ряде опытов было отмечено уменьшение угла наклона ВАХ, т. е. уменьшение сопротивления области пространственного заряда. Значение падения потенциала в области пространственного заряда  $u_z$ , при котором происходит уменьшение сопротивления этой области, как правило, на 20–40 В меньше величины  $U_{пр}$ .

В случае использования цезиевой присадки при  $T_w$ , превышающей 1450–1500 К (электрод Д15), переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному происходил следующим образом. На поверхности электрода, вблизи его лобовой точки, образовывалась ярко светящаяся область (пятно), при этом свечения плазмы над этой областью не наблюдалось (пятно образовывалось за время, меньшее 0,1 мс). Образование пятна сопровождалось малым (на  $\sim 5-10 \text{ В}$ ) уменьшением прикатодного падения потенциала и малым (до 0,05 А) увеличением тока через электрод (точка В на рис. 2). По мере увеличения тока через электрод эта область разогрева увеличивается в размерах (характерный линейный размер меняется от долей миллиметра до нескольких миллиметров). При плотности тока через электрод  $0,1-0,3 \text{ А/см}^2$  увеличение размеров разогретой области керамики прекращается, над поверхностью этой области становится заметным (регистрируется скоростной киносъемкой) разогрев плазмы. При дальнейшем увеличении плотности тока через электрод на его поверхности может образоваться дуга (дуга образуется, как правило, на нижней по потоку границе разогретой области керамики). При образовании дуги размеры области разогрева керамики не меняются, слабо уменьшается величина прикатодного падения потенциала.

При более высоких значениях  $T_w$  в лобовой точке электрода область неравномерного разогрева керамики при переходе к контрагированному режиму протекания тока образуется на границе между областями поверхности электрода с температурами больше и меньше 1400–1500 К.

Следует отметить, что при увеличении тока через электрод на фоне разогретой области появляются хорошо отличимые друг от друга ярко светящиеся мелкие пятна. Дуга образуется из одного из этих пятен. В каждой разогретой области одновременно горела только одна дуга. При наличии на поверхности электродов двух разогретых областей дуга может гореть в каждой из этих областей.

При резком отключении тока через электрод свечение плазмы исчезает, а на поверхности электрода продолжают наблюдаться разогретые области керамики, интенсивность свечения которых постепенно уменьшается. За время между двумя последовательными импульсами подачи напряжения на электроды (1,5 с) температура разогретой области керамики сравнивается с температурой соседних областей керамики электрода.

Необходимо отметить, что неравномерный разогрев поверхности катода не может быть обусловлен развитием электротермической неустойчивости в керамике, поскольку при работе этого же электрода в анодном режиме неравномерного разогрева поверхности анода не наблюдалось при плотностях тока, даже превосходящих в несколько раз плотность тока на катоде, при которой начинался неравномерный разогрев керамики.

Как отмечалось выше, в экспериментах с «горячими» катодами, в которых переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному сопровождался появлением дуги на поверхности электрода, значения критической плотности тока составляли  $0,1-0,3 \text{ А/см}^2$ .

В литературе не имеется надежных данных о значениях работы вы-

хода для электрода из хромита лантана в потоке низкотемпературной плазмы с присадкой щелочных металлов. Поэтому нельзя провести надежное сравнение значений критической плотности тока со значениями плотности тока термоэмиссии  $j_s$ . Однако отсутствие явно выраженной зависимости критической плотности тока от  $T_w$  показывает, что величины  $j_{кр}$  и  $j_s$  не совпадают.

Оценки показали, что в условиях, характерных для проведенных экспериментов, наличие тока термоэмиссии не приводит к существенному изменению величины падения потенциала в области пространственного заряда и напряженности электрического поля в нем. При проведении оценок использовалась модель [10, 11] и задавался линейный профиль температуры в пограничном слое.

Действительно, в предположении о том, что значения  $j_i$  и  $j_e$  постоянны в области пространственного заряда, а его протяженность больше нескольких длин свободного пробега ионов и атомов калия (или цезия) и электронов в продуктах сгорания, можно получить

$$U_d = \sqrt{\frac{8}{9} \frac{d^3}{\epsilon_0} \left( \frac{j_i}{\mu_i} - \frac{j_e}{\mu_e} \right)}, \quad (1)$$

$$E_w = \sqrt{2 \frac{d}{\epsilon_0} \left( \frac{j_i}{\mu_i} - \frac{j_e}{\mu_e} \right)}, \quad (2)$$

где  $U_d$  — падение потенциала в области пространственного заряда;  $d$  — толщина слоя пространственного заряда;  $j_e$ ,  $j_i$  — плотности электронного и ионного токов в области пространственного заряда;  $\mu_e$ ,  $\mu_i$  — подвижности электронов и ионов присадки в продуктах сгорания;  $E_w$  — напряженность электрического поля на поверхности электрода.

Отношение подвижности электрона к подвижности иона калия в продуктах сгорания составляет 560, для ионов цезия это отношение равно 670. При  $T_w = 1800$  К,  $q_w = 0,6$  МВт/м<sup>2</sup>,  $U_d = 100$  В и концентрации атомов присадки  $10^{20}$  м<sup>-3</sup> величина  $j_s$ , рассчитанная по формуле  $j_s = \frac{1}{4} e n_s v_s(T_d)$ , составляет 100 А/м<sup>2</sup>, где  $v_s(T_d)$  — средняя тепловая скорость электронов при температуре газа на границе области пространственного заряда  $T_d$ .

Величина  $j_{кр}$  не превышает 0,3 А/см<sup>2</sup>, поэтому плотность электронного тока в разряде также не превышает этой величины. Следовательно, отношение  $j_i/j_e$  не меньше 0,025, а  $\mu_e/\mu_i \approx 500$ . Таким образом,  $j_i\mu_e/j_e\mu_i > 10$ . Следовательно, отношение  $j_i/\mu_i$  по крайней мере в 10 раз больше  $j_e/\mu_e$ . (Для оценки отношения  $j_i/j_e$  вместо  $j_e$  использовалась максимальная величина предпробойного тока, которая регистрировалась в экспериментах, поэтому отношение  $j_i/j_e$  может быть только больше.) Следовательно, при расчете  $U_d$  и  $E_w$  по формулам (1), (2) членом  $j_e/\mu_e$  можно пренебречь.

В [10, 11] на основе классической теории Пашена — Таунсенда был проведен анализ экспериментальных данных по пробое пограничного слоя на «холодных» неэмитирующих катодах.

На рис. 4, 5 приведены результаты обработки по методике [10, 11] экспериментальных данных, полученных при исследовании пробоя пограничного слоя на «горячих» катодах. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные, полученные при исследовании «холодных» неэмитирующих катодов [10–14]  $W_{кр} = v_{кр} \langle l_e \rangle / d$  (под пробоем принимается появление дуги на электроде сразу после диффузного протекания тока).

На рис. 6 приведены средние энергии электронов в области пространственного заряда, при которых происходит уменьшение сопротивления области пространственного заряда ( $W_{es} = U_s \langle l_e \rangle / d$ ).

Как видно из рис. 4, результаты исследований пробоя на «холодных» и «горячих» катодах достаточно хорошо согласуются, следовательно, в случае «горячих» катодов пробой пограничного слоя также происходит в соответствие с теорией Пашена. В этом случае критической величиной, определяющей переход от диффузного режима протекания тока к конт-

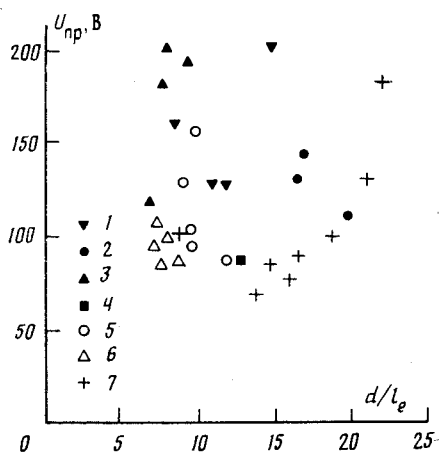


Рис. 4

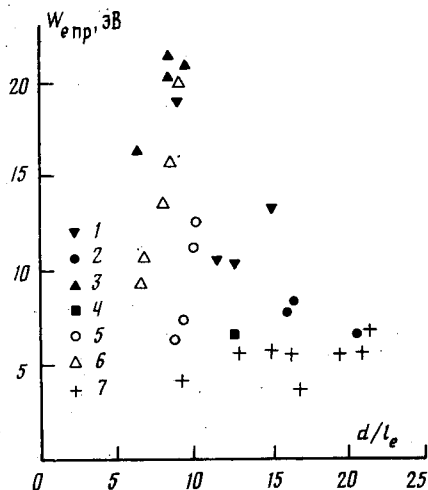


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость напряжения пробоя пограничного слоя от отношения  $d/l_e$  (электроды из хромита лантана – калиевая присадка: 1 – диаметр электрода 5 мм, 2 – 15; цезиевая присадка: 3 – диаметр электрода – 5 мм, 4 – 15; медные электроды: 5 – опыт К26 [10], 6 – опыт К22 [10], 7 – [14])

Рис. 5. Зависимость средней энергии электрона, получаемой им в электрическом поле в области пространственного заряда, при которой происходит пробой пограничного слоя на катоде, от отношения  $d/l_e$ . Обозначения см. на рис. 4

рагированному, будет не плотность тока, а падение потенциала в области пространственного заряда.

На основе представленных на рис. 4–6 результатов можно провести анализ режимов протекания тока на комбинированные электроды МГД-канала открытого цикла. Как показано в [15, 16], распределение удельного конвективного теплового потока на поверхности комбинированного электрода является существенно неравномерным. При этом  $q_w$  на медное ребро электрода может составлять 5–10 МВт/м<sup>2</sup> [16].

На рис. 7 приведена зависимость  $u_d = f(d/l_e)$ , рассчитанная для различных величин  $q_w$ . Здесь же приведено и обобщение результатов исследований пробоя пограничного слоя на «холодных» [10–14] и «горячих» катодах. Анализ приведенных на рис. 7 результатов показывает, что в ряде случаев, например при  $q_w \approx 5$  МВт/м<sup>2</sup>, уменьшение сопротивления в области пространственного заряда из-за неравновесной ионизации молекул продуктов сгорания электронным ударом начинается при  $u_d < u_{пр}$  при данном значении  $d/l_e$ . В этом случае на поверхности медного ребра комбинированного электрода возможны большие плотности тока, что и наблюдалось в [17]. Необходимо отметить, что в [3] на «горячем» катоде из хромита лантана, как и в наших исследованиях, наблюдалось два вида контрагированного разряда – в виде дуги и в виде разогретого пятна. В [3] пятно образовывалось при  $T_w > 2000$  К. В [3] предполагается, что при  $T_w > 2000$  К переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному (образование пятна) обусловлен развитием электротермической неустойчивости в плазме над поверхностью электрода. В [3] значение  $T_w$  изменялось путем нагрева электрода током от внешнего источника. Тепловой поток от плазмы на электрод в опытах не измерялся. Оценочные расчеты показывают, что величина  $q_w$  в этих опытах лежит в пределах 0,01–0,05 МВт/м<sup>2</sup>. На рис. 7 приведены зависимости  $u_d$  от  $d/l_e$ , рассчитанные для величины  $q_w = 0,025$  МВт/м<sup>2</sup> и  $T_w = 2000$  К. Из рис. 7 следует, что в условиях экспериментов [3] кривая  $u_d = f(d/l_e)$  может и не пересекать кривую Пашена. В этом случае классический механизм пробоя слоя газа (Пашена – Таусенда) не реализуется. Переход от диффузного режима протекания тока к контрагирован-



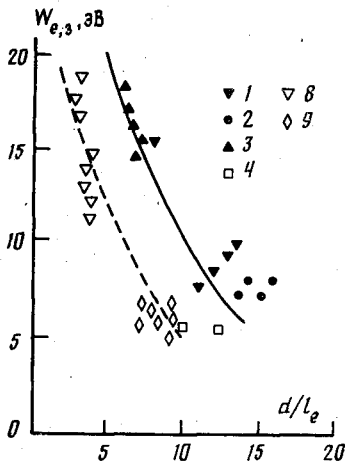


Рис. 6

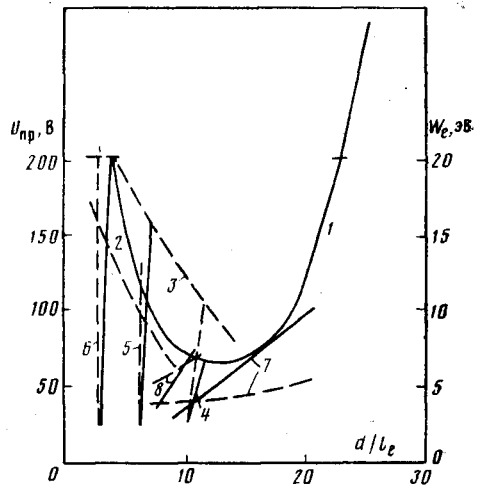


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость средней энергии электронов, при которой происходит уменьшение сопротивления области пространственного заряда, от отношения  $d/l_e$  (медные электроды [10]: 8 – опыт К23, 9 – опыт К27; остальные обозначения см. на рис. 4)

Рис. 7. Результаты обобщения экспериментальных данных: 1 – зависимость напряжения пробоя от  $d/l_e$ ; 2 – зависимость  $W_{e,з}$  от  $d/l_e$  – соответствует минимальным, 3 – максимальным значениям  $W_{e,з}$ , наблюдавшимся в эксперименте; расчетная зависимость падения потенциала в области пространственного заряда  $U_d$  и средней энергии электрона, получаемой им в электрическом поле в области пространственного заряда,  $W_e$  от отношения  $d/l_e$  (расчет по методике [10]: 4 – концентрация атомов калия в потоке  $1,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $T=600 \text{ К}$ ,  $q_w=1 \text{ МВт/м}^2$ ; 5 –  $1,5 \cdot 10^{22}$ , 600, 2; 6 –  $1,5 \cdot 10^{22}$ , 600, 5; 7 –  $1,5 \cdot 10^{21}$ , 2000, 0,025; 8 –  $1,5 \cdot 10^{22}$ , 1800, 1,05)

ному в этом случае может быть обусловлен и другими механизмами, например предложенными в [4, 5].

Следует отметить, что для условий наших опытов, проведенных на стенде ТТКК, расчетные зависимости  $u_d=f(d/l_e)$  всегда пересекают кривую Пашена. На рис. 7 приведена зависимость  $u_d=f(d/l_e)$ , характерная для условий экспериментов на стенде ТТКК. Это в первую очередь связано с тем, что величины  $q_w$  на стенде ТТКК в 10–20 раз превышали соответствующие величины в опытах [3]. Поэтому, несмотря на феноменологическое сходство между результатами [3] и полученными в данных опытах с цезиевой присадкой (электрод Д15,  $T_w > 1460 \text{ К}$ ), переход от диффузной формы разряда к контрагированной приводил к появлению на поверхности электрода не дуги, а разогретого пятна; механизмы, обуславливающие переход от диффузного режима протекания тока к контрагированному, могли быть и различными.

Проведенные экспериментальные исследования характеристик электрического разряда на «горячих» катодах и анализ экспериментальных данных показывают, что в широком диапазоне изменения определяющих параметров ( $q_w$ ,  $T_w$ ) реализуется электростатический механизм пробоя.

Однако в других условиях при уменьшении  $q_w$  происходит увеличение протяженности области пространственного заряда (при заданном падении потенциала в ней), что ведет к увеличению  $u_{пр}$ . В этом случае, из-за того, что в отличие от «холодных» катодов плотность тока термоэмиссии на «горячих» катодах может достигать значения в несколько ампер на квадратный сантиметр, на «горячих» катодах может реализоваться электротермический механизм перехода от диффузного режима протекания тока к контрагированному при величине падения потенциала в области пространственного заряда, меньшей величины  $u_{пр}$ , определяемой кривой Пашена.

Следует отметить, что в случае использования комбинированных катодов величины удельных тепловых потоков на участки керамики, рас-

положенные вниз по потоку за металлическим ребром, температура огневой поверхности которого существенно меньше температуры керамики, будут меньше, чем в случае отсутствия «холодного» предвключенного участка. При определенных условиях это может привести к тому, что на этой керамической части комбинированного электрода не будет реализован электростатический механизм пробоя пограничного слоя (ввиду образования достаточно протяженной области пространственного заряда). Это позволит обеспечить диффузный режим протекания тока на электрод при плотностях тока, существенно превышающих те величины  $j_{кр}$ , которые наблюдались в наших экспериментах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Залкин В. И., Кириллов В. Г., Пахомов Е. П., Романов А. И. VIII Междунар. конф. по МГД-преобразованию энергии. Москва, 12–18 сентября 1983. Т. 4. С. 13.
2. Вирник А. М., Зыкова Н. М., Куракина Т. С., Мельников Е. В. // ТВТ. 1976. Т. 14. № 2. С. 426.
3. Васильева И. А., Лап А. А., Сурков Г. М., Юндеев Д. Н. VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Тез. докл. Ташкент, 1987. С. 89.
4. Хаит В. Д. // ТВТ. 1977. Т. 15. № 3. С. 496.
5. Бронин С. Я., Колобов В. М. VIII Междунар. конф. по МГД-преобразованию энергии. Москва, 12–13 сентября 1983. Т. 1. С. 287.
6. Залкин В. И., Казакевич О. Я., Кириллов В. В. и др. VIII Междунар. конф. по МГД-преобразованию энергии. Москва, 12–18 сентября 1983. Т. 4. С. 13.
7. Hernberg R., Nakala E., Kirillov V. V., Tikhotsky A. S. Там же. Т. 1. С. 231.
8. Залкин В. И., Кириллов В. В., Синельщиков В. А. и др. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 1. С. 158.
9. Шейндлин М. А., Кириллин А. В., Хейфиц Л. М., Ходаков К. А. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 4. С. 839.
10. Hernberg R., Tikhotsky A. S. Proc. XXIV Symp. Eng. Aspects of Magnetohydrodynamics. June 24–27, 1986. Butte, Montana. USA. P. 307.
11. Hernberg R., Nousiainen K., Tikhotsky A. S. IX Conf. on MHD-Electrical Power Generation. Japan. November. 1986. P. 696.
12. Кириллов В. В., Тихоцкий А. С., Хернберг Р. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 1. С. 22.
13. Hernberg R., Karema T., Kirillov V. V. et al. Proc. XXIV Symp. Eng. Aspects of Magnetohydrodynamics. June 24–27, 1986. Butte, Montana. USA. P. 307.
14. Буренков Д. К., Залкин В. И., Кириллов В. В. и др. // ТВТ. 1976. Т. 14. № 2. С. 359.
15. Кириллов В. В., Залкин В. И., Семенов В. Д. // Теплоэнергетика. 1975. № 11. С. 19.
16. Бигюрин В. А., Желнин В. А. Физико-технические проблемы создания МГДЭС. Матер. научно-техн. совещ. стран-членов СЭВ и СФРЮ. Киев, 2–8 сентября 1984. № 1. С. 156.
17. Burenkov D. K., Akchurin I. X., Krapivny V. F. et al. IX Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation, Japan. November 1986. V. 3. P. 969.

Поступила в редакцию  
01.11.88