

УДК 537.525.5

**ОБ ЭФФЕКТЕ «ЭЛЕКТРОННОГО» ОХЛАЖДЕНИЯ  
НА ТЕРМОЭМИССИОННОМ ДУГОВОМ КАТОДЕ**

*А. М. Дороднов, Н. П. Козлов, Я. А. Помелов*

Рассмотрен баланс энергии на термоэмиссионном дуговом катоде, работающем в среде аргона при низких давлениях. Экспериментально показана решающая роль «электронного» охлаждения как основного механизма отвода энергии, поступающей на катод из плазмы.

В работе анализируется баланс энергии на вольфрамовом термоэмиссионном катоде, работающем в среде аргона при давлении  $p = 20$  мм рт. ст. в диапазоне токов  $I = 100 - 500$  а. При работе термоэмиссионного катода в условиях дугового разряда к нему подводится энергия за счет потока тепла из плазмы  $Q_{пл}$  и нагрева теплом Джоуля  $Q_{дж}$  при протекании по катоду тока. Отвод энергии от катода осуществляется посред-

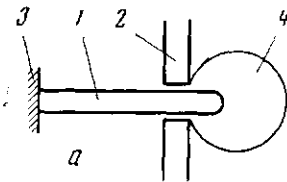


Рис. 1

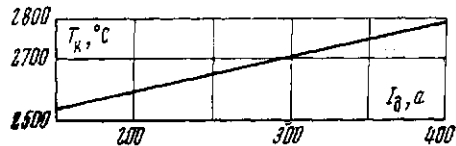


Рис. 2

Рис. 1. Схема «поджатого» катода (а) и фотографии разряда на «поджатом» стержневом катоде (б) — синий фильтр; в — красный фильтр;  $I = 200$  а,  $p = 20$  мм рт. ст.:

1 — стержневой катод; 2 — экран; 3 — державка; 4 — шаровая катодная область

Рис. 2. Экспериментальная зависимость температуры активной рабочей зоны катода от величины разрядного тока;  $p = 20$  мм рт. ст.

ством излучения с его поверхности  $Q_{изл}$  теплоотводом в конструкцию  $Q_t$  и за счет эмиссии электронов из катода  $Q_e = I_e \Phi_{эф}$  («электронное» охлаждение), где  $I_e$  — величина электронного тока на катоде,  $\Phi_{эф}$  — эффективный потенциал выхода электрона из катода. Кроме того, часть энергии может отводиться от катода за счет конвективного теплообмена с окружающим газом, а также в результате протекания процесса эрозии электрода в разряде. Как показывают эксперименты, при работе в неподвижной среде при низких давлениях конвективный теплообмен пренебрежимо мал. Вследствие того обстоятельства, что процесс эрозии термокатода носит характер испарения при его рабочей температуре [1], также пренебрежимо малыми являются и эти потери энергии. В силу того, что в условиях эксперимента катод работает в стационарном режиме с высокой точностью, осуществляется равенство

$$Q_{пл} + Q_{дж} = Q_t + Q_{изл} + Q_e. \tag{1}$$

При анализе будут использованы результаты измерений на так называемом «поджатом» стержневом катоде (рис. 1). На поджатом стержневом

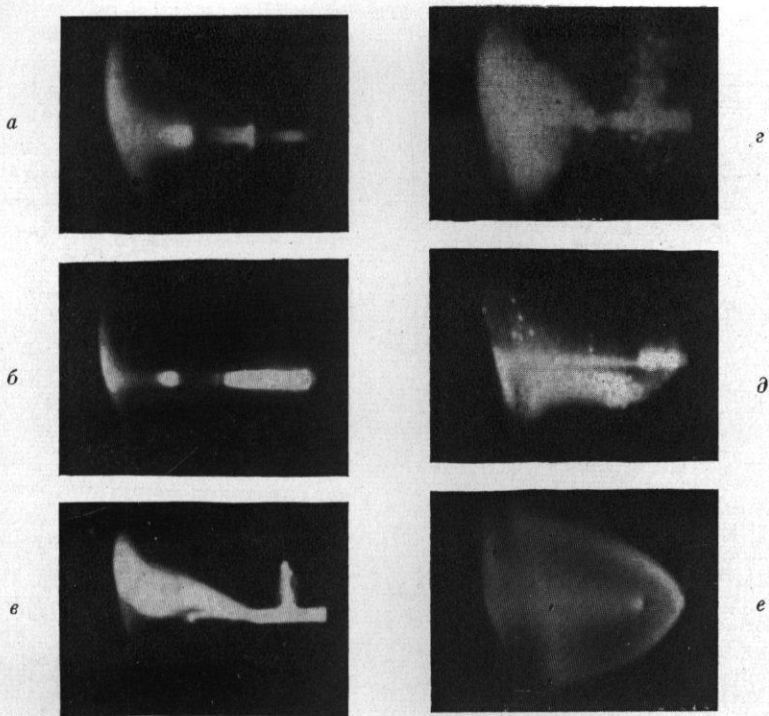


Рис. 5. Кинограмма разрушения термоэмиссионного стержневого катода от джоулева нагрева при критически большом токе, снятая кинокамерой СКС. Катод — справа, анод — слева

катоде его активная рабочая поверхность, фиксируемая экраном, остается неизменной при увеличении разрядного тока. При этом рабочая температура катода, измеряемая оптическим микропирометром, является с высокой степенью точности однородной по активной рабочей поверхности (при  $0 \leq x \leq x_k$ ) и возрастает с увеличением разрядного тока (рис. 2).

Для получения количественных данных по величинам  $Q_T$ ,  $Q_{изл}$  и  $Q_{дж}$  рассмотрим так называемый «внутренний» баланс энергии на катоде, приняв следующую модель. Катодный стержень длиной  $l_0$  и диаметром  $d_0$  с полусферическим концом (рис. 3) в его объеме, граничащем с дугой и характеризуемым координатой  $x_k$ , нагрет до некоторой однородной температуры  $T_k$ , определяемой экспериментально. Можно предположить, что в стационарном режиме в результате теплопроводности осуществляется квазиоднородный режим передачи тепла вдоль стержня при одновременном излучении энергии с его поверхности и выделении в его объеме тепла Джоуля. Температура стержня в державке принимается равной  $T_0$  (измеряется экспериментально). Такое приближенное рассмотрение для термокатода было ранее предложено в работе [2].

Запишем баланс энергии для элементарного объема стержневого катода:

$$dQ_T(x) + dQ_{изл}(x) = dQ_{дж}(x), \quad (2)$$

причем

$$dQ_T(x) = -\lambda [T(x)] F \frac{d^2 T(x)}{dx^2} dx, \quad (3)$$

$$dQ_{изл} = \varepsilon [T(x)] \sigma \pi d_0 T^4(x) dx, \quad (4)$$

$$dQ_{дж}(x) = I^2 \frac{\rho [T(x)]}{F} dx. \quad (5)$$

Здесь  $F$  — площадь сечения стержня;  $\sigma$  — константа Стефана — Больцмана,  $\lambda [T(x)]$ ,  $\varepsilon [T(x)]$ ,  $\rho [T(x)]$  — соответственно коэффициент теплопроводности, степень черноты и удельное сопротивление материала катода.

Учитывая (3), (4), (5), из (2) получим

$$\frac{d^2 T(x)}{dx^2} = \frac{\sigma \pi d_0}{F} \frac{\varepsilon [T(x)]}{\lambda [T(x)]} T^4(x) - \frac{I^2}{F^2} \frac{\rho [T(x)]}{\lambda [T(x)]}. \quad (6)$$

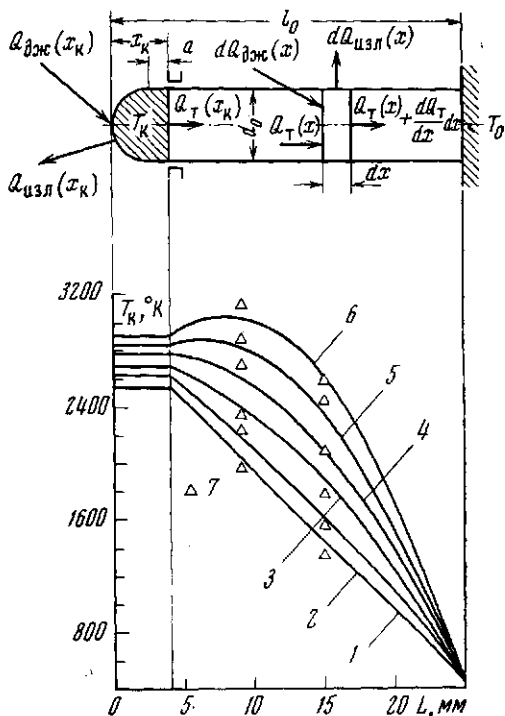


Рис. 3. Схема энергетического баланса и расчетные профили распределения температуры на «поджатом» стержневом вольфрамовом катоде в среде аргона,  $p = 20$  мм рт.ст.:

1 —  $I = 150$  а; 2 — 225; 3 — 300; 4 — 350; 5 — 400; 6 — 450; 7 — экспериментальные точки температурного профиля

В выражении (6)  $\lambda [T(x)]$ ,  $\varepsilon [T(x)]$ ,  $\rho [T(x)]$  для вольфрама аппроксимируются параболическими зависимостями в интервале рабочих температур катода.

Уравнение (6) с граничными условиями  $T = T_k$  при  $x = x_k$  и  $T = T_0$  при  $x = l_0$  решалось численным интегрированием. В результате этой операции были получены профили распределения температуры вдоль стержневого катода. Результаты расчетов для «поджатого» стержневого вольфрамового катода, работавшего в среде аргона при  $p = 20$  мм рт. ст. для различных экспериментально измеренных его рабочих температур  $T_k$  (различных токов разряда) приведены на рис. 3. При расчетах принималось  $d_0 = 3$  мм,  $l_0 = 25$  мм,  $T_0 = 450^\circ$  К.

Правильность выбранного приближенного метода расчета проверялась экспериментально путем пирометрических измерений температуры вдоль стержневого катода, причем точки, полученные экспериментально, с удовлетворительной точностью легли на расчетные кривые (рис. 3).

При принятой модели для энергии, подводимой к катоду в его активной рабочей зоне, получим

$$Q_k = Q_T(x_k) + Q_{изл}(x_k) - Q_{дж}(x_k), \quad (7)$$

причем

$$Q_T(x_k) = -\lambda(T_k) F \frac{dT}{dx} \Big|_{x=x_k}, \quad (8)$$

$$Q_{изл}(x_k) = \varepsilon(T_k) F_0 \sigma T_k^4. \quad (9)$$

Здесь

$$F_0 = 2\pi R(R+a), \quad (10)$$

$$Q_{дж}(x_k) = 4,78R^3\rho j^2 + 4\pi\rho j^2 \left[ \frac{(R+a)^3}{3} - \frac{R^3}{3} \right]. \quad (11)$$

Последнее выражение получено оценочным путем из условия равномерности распределения плотности тока по активной поверхности катода  $F_0$ . Далее данным методом могут быть найдены полные вклады энергии, подводимые или отводимые через отдельные механизмы:

$$Q_T = -\lambda(T_0) F \frac{dT}{dx} \Big|_{x=l_0}, \quad (12)$$

$$Q_{дж} = Q_{дж}(x_k) + \int_{x_k}^{l_0} dQ_{дж}, \quad (13)$$

$$Q_{изл} = Q_{изл}(x_k) + \int_{x_k}^{l_0} dQ_{изл}. \quad (14)$$

Общий баланс энергии выражается в этом случае следующим образом:

$$Q_k = Q_T + Q_{изл} - Q_{дж}. \quad (15)$$

Эффективный «внутренний» вольт эквивалент энергии, выделяемой на катоде, может быть найден из выражения

$$V_k = Q_k/I. \quad (16)$$

Зависимости отдельных членов уравнения «внутреннего» энергетического баланса (15) и  $V_k$  для «поджатого» вольфрамового стержневого катода, работавшего в среде аргона при  $p = 20$  мм рт. ст. от величины разрядного тока, представлены на рис. 4. Результаты расчета показывают что с увеличением тока величина джоулева нагрева катода растет более быстро, чем суммарная величина потерь  $Q_T + Q_{изл}$ . Далее при некотором токе разряда осуществляется равенство  $Q_{дж} = Q_T + Q_{изл}$ . Это означает, что катод, как твердое тело не воспринимает энергии из плазмы. При дальнейшем увеличении тока эффективный «внутренний» вольт экви-

валент энергии, выделяемой на катоде, становится отрицательным, т. е.  $Q_{дж} > Q_T + Q_{изл}$ . При этом кривые распределения температуры вдоль стержневого катода (рис. 3) при больших токах разряда имеют резко выраженный максимум на некотором расстоянии от его активной рабочей зоны вследствие перегрева катода теплом Джоуля. Эти результаты при рассмотрении уравнения (1) свидетельствуют о решающей роли «электронного» охлаждения на термоэмиссионном катоде как основного механизма, компенсирующего не только энергию, поступающую на катод из плазмы, но при достаточно больших токах даже часть джоулева нагре-

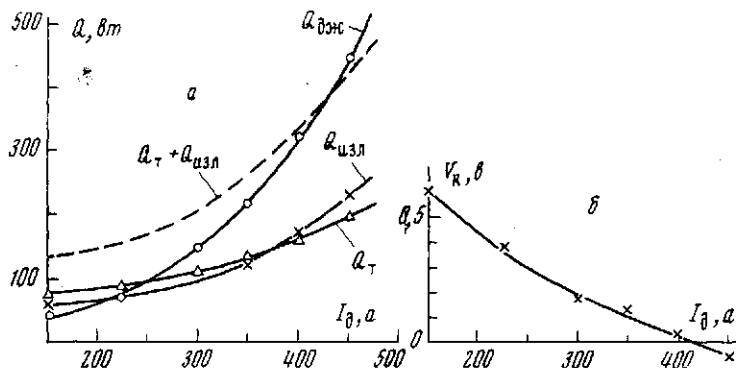


Рис. 4. Расчетные зависимости для отдельных членов уравнения баланса энергии  $Q_{дж}$ ,  $Q_{изл}$ ,  $Q_T$  от величины разрядного тока для «поджогатого» вольфрамового катода (а) и зависимость  $V_K$  от тока разряда (б)

ва. Таким образом, уравнение баланса энергии на термоэмиссионном катоде, как уже было показано в работе [1], с хорошей точностью может быть записано следующим образом:

$$Q_{пл} \approx I_i \varphi_{эф}. \quad (17)$$

Полученные выводы хорошо подтверждаются при экспериментах на вольфрамовых стержневых катодах, работающих при критически больших токах разряда. Результаты киносъемки камерой СКС момента разрушения стержневого катода от джоулева нагрева вне его активной рабочей зоны при критически большом токе приведены на рис. 5. Из кинограммы видно, что стержневой катод вследствие наличия «электронного» охлаждения, устойчиво работающий в зоне, граничащей с разрядом при критической величине тока, начинает сильно разогреваться теплом Джоуля на его части, удаленной от рабочего сферического конца, т. е. там, где отсутствует электронное охлаждение. Этот эффект приводит к термическому взрыву вне активной рабочей зоны, сопровождающемуся выбросом материала электрода. В дальнейшем происходит разрушение катода в месте термического взрыва и перестройка разряда на оставшуюся часть катодного стержня.

Таким образом, наличие «электронного» охлаждения обеспечивает чрезвычайно высокую работоспособность термокатода в пределах его активной рабочей зоны, так что его стойкость в разряде определяется лишь из условия перегрева его теплом Джоуля при протекании по нему критически больших токов. Полученные данные свидетельствуют также о решающей роли электронной эмиссии в переносе тока на термоэмиссионном катоде.

МВТУ  
им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию  
11 X 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Дороднов, Н. П. Козлов, Я. А. Помелов. Теплофизика высоких температур, 9, № 3, 1971.
2. Н. Н ü g e l, G. K r ü l l e. Beitrage aus der plasmaphys., В. 9, Н. 2, 87, 1969.