ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2011, том 49, № 2, с. 177–186

УДК 531.9, 537

ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛЬФРАМОВОГО КАТОДА В СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГЕ

© 2011 г. К. А. Бахметьев, А. В. Коновалов, О. А. Синкевич, И. С. Самойлов

Московский энергетический институт (технический университет)

E-mail: oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru

Поступила в редакцию 18.11.2009 г.

Предложена модель, позволяющая рассчитывать токи эмиссии катода и его вольт-амперную характеристику с учетом явлений в прикатодном слое плазмы. Учитывается влияние ионов и электронов плазмы, термоавтоэмиссионных процессов, излучения, приходящего из плазмы, и испарение материала катода. В теле катода рассчитываются поля электрического потенциала и температуры с учетом джоулева тепловыделения. В ходе численного моделирования получены условия возникновения неоднозначности вольт-амперной характеристики прикатодного слоя в отсутствие образования жидкого катодного пятна. Полученные характеристики позволяют оценить ресурс и эффективность использования плазмотронов с вольфрамовым катодом и аргоном в качестве рабочего тела для ряда плазменных технологий.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время с развитием высоких технологий все более широкое применение в самых различных индустриальных процессах получают электродные генераторы низкотемпературной плазмы (плазмотроны). Как показывает практика, ресурс работы плазмотронов в основном определяется ресурсом работы катода [1–6].

Процессы в приэлектродном плазменном слое оказывают существенное воздействие на катод, приводят к возникновению в нем термических напряжений и образованию жидкой фракции в приповерхностном слое катода. Процессы, приводящие к разрушению катода, зависят от протекающего тока и времени работы катода. Проявление механизмов разрушения катода хорошо видно на рис. 1 и 2 из [1, 5, 6, 7]. На рис. 1 из [5] приведены фотографии катода после рабочих испытаний, на которых заметны сколы и трещины на поверхности катода. Единственным механизмом, который может приводить к таким последствиям, является возникновение в теле катода значительных механических напряжений, обусловленных сильно неоднородным температурным полем внутри катода. Этот процесс приводит к тому, что материал становится хрупким, и в результате с поверхности катода могут отделяться целые куски материала катода в твердом состоянии с возможным образованием в прикатодном слое пылевой плазмы. На рис. 2 из [7] приведены результаты испытания катода с образованием жидкой фазы на поверхности катода. На нем зафиксирован отрыв фрагмента вольфрамового катода с линейным размером около 0.2 мм. Отрыву предшествовало образование жидкой фазы на поверхности катода с последующим оплавлением шейки конического "носика" катода, выполненного из вольфрамового прутка диаметром 5 мм.

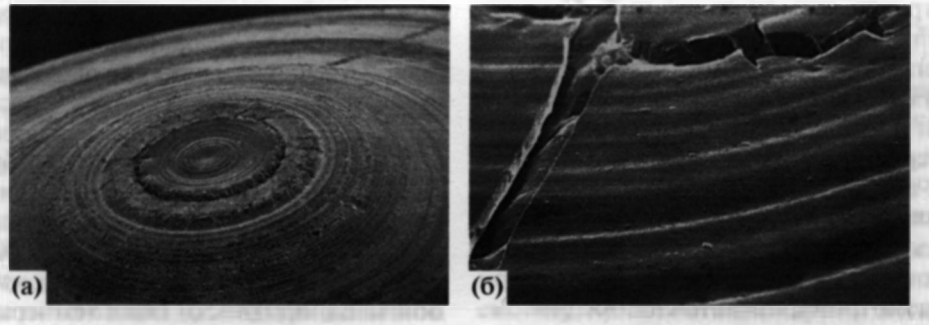

Рис. 1. Характерный вид вольфрамового катода после 30 мин испытаний, d = 3 мм [5]: (а) – общий вид поверхности катода, (б) – увеличенное изображение трещин.

Рис. 2. Последовательность из 5 кадров, следующих через 300 мкс, с экспозицией кадра 2 мкс. Ток дуги – 200 А, расход азота – 1 г/с [7].

Это привело к значительной эрозии материала катода, в проведенных опытах она составила более 10^{-9} г/Кл.

Приведенные механизмы разрушения [5, 8] оказывают значительное, если не доминирующее, воздействие на скорость разрушения термоэмиссионных катодов на основе вольфрама. Фотоснимок на рис. 1 демонстрирует наличие двух характерных эрозионных зон. В центре поверхность катода оплавлена в виде круга диаметром около 1.6 мм, а на периферии наблюдается кольцевая зона, пронизанная глубокими трещинами без следов плавления и простирающаяся до края цилиндрической вольфрамовой вставки. Исходя из этих наблюдений, можно предположить, что катод подвергается двум типам эрозии. В центре, где температура поверхности достигает температуры плавления, эрозия определяется процессом сублимации материала, а на периферийной кольцевой зоне имеет место скалывание вольфрама в результате разгрузки термонапряжений. Следует принять во внимание, что на фото представлен катод, подвергавшийся, кроме стационарной тепловой нагрузки, также переходным процессам при включении и выключении плазмотрона. Повышенные термомеханические напряжения, приводящие к сколам, могли возникать в переходных режимах. Поэтому важным результатом является прямое экспериментальное наблюдение уноса крупных фрагментов во время стационарной работы плазмотрона, представленное рис. 2.

Таким образом, на катоде плазмотрона реализуются одновременно два эрозионных процесса: испарение материала с жидкой или твердой поверхности и термомеханический скол крупных фрагментов. Скорость эрозии, связанная со сколом, на порядок превышает скорость эрозии, обусловленную испарением. Кроме материала катода и типа плазмообразующего газа, основными факторами, влияющими на разрушение материала, являются процессы, связанные с температурными и электрическими явлениями в прикатодном слое и в теле самого катода.

Для инженерного проектирования катода с максимальными ресурсными характеристиками необходимы детальные данные о потоках теплоты (расчеты температурного и электрического полей катода), которые невозможно получить без адекватных моделей процессов в прикатодном слое дуги. Экспериментальное изучение локальных параметров плазмы в этих областях затруднено. Численное моделирование также сопряжено как со значительными трудностями математического рода, так и с отсутствием надежных данных об элементарных процессах. Поэтому результаты численного моделирования процессов в катоде и вблизи его поверхности [2, 8–13] зачастую не согласуются друг с другом. Часто в расчетах используются модели, не имеющие достаточного физического обоснования [3, 14–22]. Так, в [20] делается попытка объяснить "дефицит термоэлектронной эмиссии" без учета тока обратных электронов плазмы и без детального анализа эффекта Шоттки.

Экспериментальное исследование механизмов разрушения катодов крайне затруднено, и их основные результаты сводятся к получению интегральных характеристик, таких, как ВАХ прикатодного слоя и унос материала катода. Только сейчас начинают появляться работы с результатами измерений локальных характеристик, но их погрешность достаточно велика. Например, в [6] измерены поля температур поверхности катода, но погрешность определения температуры составляет 250–300 К (максимальное значение не превышает 3500 К).

В экспериментах обнаружены как растущие [23], так и падающие [14] ВАХ прикатодного слоя. В теоретических работах также получены растущие и падающие ВАХ, но отсутствуют исследования механизмов, приводящих к возникновению различных ВАХ. В работах [9, 10] получена растущая ВАХ и указывается на возможность существования падающей ветви, но сама падающая ветвь в [9] не рассматривается, поскольку считается неустойчивой и поэтому требующей другого математического описания. В серии работ [15, 16, 24–26] изучается механизм, приводящий к возникновению неоднозначной ВАХ, связанный с образованием катодного пятна из-за существенной неоднородности поля температур и, соответственно, поверхностной эмиссии. В случае относительно однородного поля температур на поверх-

ности катода модель [16] приводит к монотонно растущей ВАХ, хотя в экспериментах обнаружены и немонотонные ВАХ. Основной недостаток модели процессов на катоде и вблизин него, включая образование катодного пятна, в рассматриваемых работах [15, 16, 24–26] связан с отсутствием учета фазовых переходов в материале катода и изменения характера эмиссии.

В настоящее время отсутствуют четкие границы, позволяющие в пространстве рабочих параметров выделить области влияния различных механизмов переноса заряда и эрозии материала катода, поэтому важным становится изучение разнообразных процессов в самом катоде и в окружающей его плазме, определяющих работоспособность катода. Представляет практический интерес выявления режимов работы катода без образования жидких пятен и с равномерной эмиссией электронов с рабочей поверхности.

Одной из основных целей данной работы является демонстрация того, что неоднозначность ВАХ может возникать из-за процессов в приэлектродном плазменном слое при однородном поле температур на катоде и отсутствии жидкого катодного пятна. Существование неоднозначной ВАХ может приводить к ряду специфических нестационарных процессов [7], которые необходимо учитывать при интерпретации экспериментов.

С использованием методик расчета процессов в окружающей катод плазме, предложенных в [17, 18], устанавливаются предельные эмиссионные характеристики однородно нагретого твердотельного катода. Эти предельные эмиссионные характеристики однородно нагретого твердотельного катода позволяют установить границы возникновения жидкого катодного пятна. Для вольфрамового катода предложенная модель позволяет рассчитать поля температур в неоднородно нагретом катоде, построить вольт-амперную характеристику катода, рассчитать эрозию материала и определить условия возникновения жидкой фазы. Опираясь на результаты работ [1, 2, 4, 5, 7, 17, 18] и данные нашего численного моделирования, можно выделить доминирующие механизмы разрушения материалов катодов и предложить физически более обоснованные объяснения наблюдаемой эмиссии электронов, характера эрозии материала катода и рециклинг вольфрама.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Приведем одну из известных моделей, позволяющую решить самосогласованную задачу – рассчитать стационарные поля температур T и электрического потенциала φ внутри катода с учетом процессов в приэлектродном слое плазмы. Распределение температуры и электрическо-

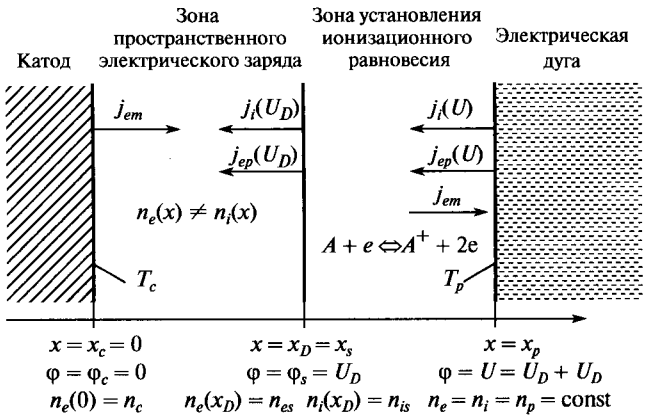

Рис. 3. Схема прикатодного слоя дугового разряда.

го потенциала внутри катода описывается системой уравнений

$$\nabla(\lambda\nabla T) + q_J = 0, \ \nabla(\sigma\nabla\varphi) = 0. \qquad (1)$$

Здесь λ и σ – соответственно теплопроводность и электропроводность материала катода, зависящие от температуры; $q_J = \sigma\mathbf{E}^2 \equiv \mathbf{j}^2/\sigma$ – джоулево тепловыделение; $\mathbf{E} = \nabla\varphi$ – вектор напряженности электрического поля; $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ – вектор плотности тока. Зная эти поля, можно рассчитать поле температурных напряжений, возникающих в катоде.

Расчет полей температуры и электрического потенциала, т.е. решение системы (1) при заданных граничных условиях, является стандартной, хорошо изученной задачей, которую позволяют решать большое количество вычислительных пакетов. Основной сложностью рассматриваемой задачи является получение граничных условий на поверхности катода с учетом процессов в окружающей катод плазме. Перенос энергии и заряда между катодом и плазмой определяется, прежде всего, процессами в узкой (по сравнению с размерами катода и столба дуги) прикатодной области, в простейшем случае состоящей из бесстолкновительного слоя пространственного электрического заряда и слоя установления ионизационного равновесия.

Расположение прикатодных слоев пространственного электрического заряда (бесстолкновительный слой) и области установления ионизационного равновесия приведено на рис. 3. В рассматриваемой модели полагается, что в прикатодном слое имеет место термическое равновесие $T_i = T_e = T_p$. Здесь и далее подстрочные индексы i, e и p относятся к характеристикам соответственно ионов, электронов и плазмы (в столбе электрической дуги). Для стационарной электрической дуги на границах зон пространственного электрического заряда и установления ионизационного

равновесия выполняется следующее уравнение баланса потоков энергии:

$$\begin{gathered} Q = Q_{em} - Q_i - Q_{ep} - Q_{pl} + Q_\lambda = 0, \\ Q_{em} = j_{em}(U_D + 2k_BT_c/q_e), \\ Q_i = j_i(I + 2k_BT_p/q_e), \\ Q_{ep} = j_{ep}(U_D + 2k_BT_p/q_e), \\ Q_{pl} = \alpha k_BT_pj_{\text{tot}}/q_e. \end{gathered} \tag{2}$$

Здесь Q_{em} – плотность потока тепла, приносимого электронами с поверхности катода на границу прикатодного слоя; Q_i и Q_{ep} – плотности потоков тепла, уносимых с границы прикатодного слоя на поверхность катода ионами и электронами плазмы соответственно; Q_{pl} – плотность теплового потока, уносимого полным электрическим током в глубь столба дуги; U_D – падение напряжения в слое пространственного заряда; I – потенциал ионизации плазмообразующего газа; T_c – температура поверхности катода; k_B – константа Больцмана; q_e – заряд электрона. Согласно [2, 3, 17] коэффициент α представляет собой сумму коэффициентов, учитывающих перенос энтальпии электрическим током электронов ($\alpha_h = 2.5$) и перенос тепла посредством термодиффузии (α_{TD}). Коэффициент α_{TD} может принимать значения в диапазоне от 0.5 (для слабоионизованной плазмы) до 0.7 (для плазмы, в которой преобладают кулоновские столкновения). В дальнейшем будем считать, что $\alpha = 3.2$. Плотностью потока тепла Q_λ вследствие теплопроводности в рассматриваемой модели пренебрегаем, поскольку термическое равновесие, как было сказано выше, уже достигнуто.

Токи эмиссии j_{em}, ионов j_i и обратных электронов плазмы j_{ep} рассчитываются в рамках локального термодинамического равновесия (ЛТДР):

$$j_{em} = A_{em}T_c^2\exp\left[-\frac{W - \Delta W}{k_BT_c}\right], \tag{3}$$

$$j_i = \frac{1}{4}q_en_{i,s}\sqrt{\frac{8k_BT_p}{\pi m_i}}, \tag{4}$$

$$j_{ep} = \frac{1}{4}q_en_{e,s}\sqrt{\frac{8k_BT_p}{\pi m_e}}\exp\left(-\frac{q_eU_D}{k_BT_p}\right), \tag{5}$$

$$j_{\text{tot}} = j_i + j_{em} - j_{ep}. \tag{6}$$

Здесь n – концентрация соответствующих частиц; индекс "s" указывает на то, что данная величина берется на границе бесстолкновительного слоя ($x = x_s$); m – масса соответствующей частицы; W – работа выхода с поверхности катода; $\Delta W = \sqrt{q_e^3E_c/\varepsilon_0}$ – снижение работы выхода за счет эффекта Шоттки; A_{em} – постоянная Ричардсона; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Уравнение для тока эмиссии (3) учитывает эффект Шоттки, для расчета которого необходимо значение напряженности электрического поля в области пространственного электрического заряда у поверхности катода E_c. Найдем E_c с учетом тока обратных электронов плазмы из решения задачи о распределении потенциала φ внутри бесстолкновительного слоя, которое описывается уравнением Пуассона [8]

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = -\frac{q_e}{\varepsilon_0}\left(\sum_{k=1}^{z}kn_{i,k} - n_{em} - n_{ep}\right). \tag{7}$$

Концентрации связаны с плотностями соответствующих токов соотношениями

$$j_{em} = q_en_{em}v_{em},\ \ j_{ep} = q_en_{ep}v_{ep},\ \ j_{i,k} = kq_en_{i,k}v_{i,k}. \tag{8}$$

Здесь и далее подстрочный индекс "k" используется для обозначения характеристик k-кратно заряженных ионов, v – скорости соответствующих частиц. При отсутствии процессов ионизации и рекомбинации плотности электрических токов электронов, эмитированных с поверхности катода j_{em} и идущих из плазмы j_{ep}, а также k-кратных ионов $j_{i,k}$ в одномерном слое остаются постоянными. Соответствующие скорости частиц v для бесстолкновительного движения можно определить из закона сохранения полной энергии:

$$\begin{gathered} m_ev_{em}^2/2 - q_e\varphi(x) = C_{em} \equiv \text{const}, \\ m_ev_{ep}^2/2 - q_e\varphi(x) = C_{ep} \equiv \text{const}, \\ m_iv_{i,k}^2/2 + kq_e\varphi(x) = C_k \equiv \text{const}. \end{gathered} \tag{9}$$

Считается, что полная энергия эмитированных электронов у поверхности катода по порядку величины не превосходит энергию теплового движения, соответствующую температуре поверхности катода T_c, а полная механическая энергия электронов и ионов плазмы на границе прикатодного слоя определяется температурой плазмы T_p.

Полагая распределение электронов плазмы максвелловским, находим их среднюю скорость движения $v_{ep,\text{eff}}$ на границе прикатодного слоя после преодоления потенциального барьера $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_c \equiv \equiv U_D > 0$.

$$\begin{gathered} v_{ep,\text{eff}} = \frac{1}{4}v_{T,ep}f\left(\frac{q_e\Delta\varphi}{k_BT_p}\right), \\ \text{где}\ \ f(y) = \frac{\exp(-y)}{\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_{\sqrt{y}}^{+\infty}\exp(z^2)\,dz}. \end{gathered} \tag{10}$$

Эффективные скорости эмитированных электронов с поверхности катода и ионов плазмы при $x = x_s$ имеют вид

$$\begin{gathered} v_{em,\text{eff}} = 0.5v_{T,em} = \sqrt{2k_BT_c/(\pi m_e)}, \\ v_{i,k,\text{eff}} = 0.5v_{i,T,k} = \sqrt{2k_BT_p/(\pi m_i)}. \end{gathered} \tag{11}$$

Подстрочный индекс "T" у скорости указывает, что это – средняя арифметическая скорость движения частиц при соответствующей темпера-

туре (для эмитированных электронов – T_c, для ионов и электронов плазмы – T_p).

Поскольку имеют место следующие оценки:

$$k_BT_c < 0.5\ \text{эВ},\quad k_BT_p = 1\text{–}7\ \text{эВ},\quad q_e\Delta\varphi > 5\ \text{эВ}, \tag{12}$$

константы в формулах (9) можно определить из следующих граничных условий:

$$\begin{gathered} x = 0:\ v_{em} = 0,\quad \varphi = \varphi_c; \\ x = x_s:\ v_{i,k} = v_{i,k,\text{eff}},\quad v_{ep} = v_{ep,\text{eff}},\quad \varphi = \varphi_s. \end{gathered} \tag{13}$$

С учетом (9) и (13) уравнение (7) принимает вид

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0}\left\{\sum_{k=1}^{z} j_{i,k}\sqrt{\frac{m_i}{2kq_e[\varphi_s-\varphi]+2k_BT_p/\pi}} - j_{em}\sqrt{\frac{m_e}{2q_e(\varphi-\varphi_c)}} - j_{ep}\sqrt{\frac{m_e}{m_ev_{ep,\text{eff}}^2-2q_e(\varphi_s-\varphi)}}\right\}. \tag{14}$$

Уравнение (14) допускает первый интеграл:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 + \left\{\sum_{k=1}^{z} j_k\sqrt{\frac{2m_i[\varphi_s-\varphi]}{kq_e}+\frac{2m_ik_BT_p}{\pi(kq_e)^2}} - j_{em}\sqrt{\frac{2m_e[\varphi-\varphi_c]}{q_e}} - j_{ep}\sqrt{\left(\frac{m_ev_{ep,\text{eff}}}{q_e}\right)^2-\frac{2m_e[\varphi_c-\varphi]}{q_e}}\right\} = C = \text{const}. \tag{15}$$

Константу интегрирования C можно найти из условий

$$\begin{gathered} E(x=x_s) = E_s \equiv (n_{e,p}/n_{e,s})\,j_{\text{tot}}/\sigma_P, \\ \varphi(x=x_s) = \varphi_s, \end{gathered} \tag{16}$$

где σ_P – электропроводность плазмы; комплекс $(n_{e,p}/n_{e,s})$ учитывает отличие концентраций носителей заряда (электронов) в плазме ($n_{e,p}$) и на границе $x = x_s$ ($n_{e,s}$). С учетом выражения (16) из (15) находим напряженность электрического поля на поверхности катода E_c

$$E_C^2 \equiv E^2(x=0) = E_0^2 + \frac{2}{\varepsilon_0}\left\{\sum_{k=1}^{z} j_{i,k}\left[\sqrt{\frac{2m_i\Delta\varphi}{kq_e}+\frac{m_ik_BT_p}{2\pi(kq_e)^2}}-\sqrt{\frac{m_ik_BT_p}{2\pi(kq_e)^2}}\right] - j_{em}\sqrt{\frac{2m_e\Delta\varphi}{q_e}} - j_{ep}\left[\sqrt{\left(\frac{m_eV_{ep,\text{eff}}}{q_e}\right)^2-\frac{2m_e\Delta\varphi}{q_e}}-\frac{m_eV_{ep,\text{eff}}}{q_e}\right]\right\}. \tag{17}$$

При условии $k_BT_p \gg q_e\,\Delta\varphi$ из уравнения (17) получаем обобщение известной формулы Маккоуна, учитывающее электрическое поле в плазме и ток обратных электронов:

$$E_C^2 = E_0^2 + \frac{2}{\varepsilon_0}\sqrt{\frac{2m_i\Delta\varphi}{q_e}}\left\{\sum_{k=1}^{z}\frac{j_{i,k}}{\sqrt{k}} - (j_{em}+j_{ep})\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\right\}. \tag{18}$$

Если пренебречь вкладом E_0 и токами обратных электронов плазмы, то получим формулу Маккоуна (Mackeown) [3, 9].

Связь между концентрациями ионов в дуге $n_{i,p}$ и на границе слоя $n_{i,s}$ установления ионизационного равновесия можно найти, решая уравнение баланса ионов [18]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(D_i\frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}x}\right) + k_in_an_e - k_rn_e^2n_i = 0; \tag{19}$$

$$\begin{gathered} x = x_p \to \infty:\quad n_i = n_e = n_p, \\ x = x_D \equiv x_s:\quad -D_i(n_{i,s})\frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}x} = n_{i,s}\sqrt{\frac{k_BT_p}{2\pi m_i}}. \end{gathered} \tag{20}$$

Здесь k_i, k_r, $K = k_i/k_r$ – константы ионизации, рекомбинации и ионизационного равновесия соответственно. Из-за процессов перезарядки ионов коэффициент диффузии D_i зависит от локальной концентрации атомов n_a, которая сама изменяется в слое:

$$\begin{gathered} D_i = \frac{k_BT_i}{m_i}\left(n_aQ_{ia}\sqrt{\frac{8k_BT_i}{\pi m_i}}\right)^{-1} = D_p\frac{n_{a,p}}{n_{a,s}}, \\ D_p \equiv D_i(x=x_p), \end{gathered} \tag{21}$$

где Q_{ia} – полное сечение столкновения атом–ион. Используя уравнение состояния плазмы $n_\Sigma \equiv p/(k_BT_p) = n_i + n_e + n_a$ (p – давление в плазме) и считая, что в слое установления ионизационного равновесия выполняется условие электрической нейтральности $n_i(x) = n_e(x)$, находим первый интеграл уравнения (19). Подставив этот интеграл в граничные условия (20), получим трансцендентное уравнение для определения концентрации ионов на границе слоя $n_{i,s}$

$$A^2\alpha^2 + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1-2\alpha_s}{1-2\alpha_p}\right) - (3+4k)(\alpha_p-\alpha_s)(\alpha_p+\alpha_s) - \frac{1}{3}(\alpha_p-\alpha_s)\times\left[(1-2\alpha_s)^2+(1-2\alpha_s)(1-2\alpha_p)+(1-2\alpha_p)^2\right] = 0. \tag{22}$$

Здесь $\alpha = \dfrac{n_i}{n_\Sigma}$, $A = \sqrt{\dfrac{k_BT_p}{2\pi m_ik_rn_\Sigma^2D_p}}$,

$$K = 2\left(\frac{2\pi m_ek_BT_p}{h^2}\right)^{1.5}\exp\left(-\frac{q_eI}{k_BT_p}\right),$$

$$k_r = 4\pi\sqrt{\frac{8k_BT_p}{\pi m_e}}\left(\frac{q_e^2}{6\pi\varepsilon_0k_BT_p}\right)^5\ln(\Lambda),$$

где Λ – кулоновский логарифм.

Падение напряжения в слое установления ионизационного равновесия в условиях термического равновесия определяется по распределению Больцмана

$$U_i = \frac{k_BT_p}{q_e}\ln\left(\frac{n_{i,p}}{n_{i,s}}\right) = \frac{k_BT_p}{q_e}\ln\left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s}\right). \tag{23}$$

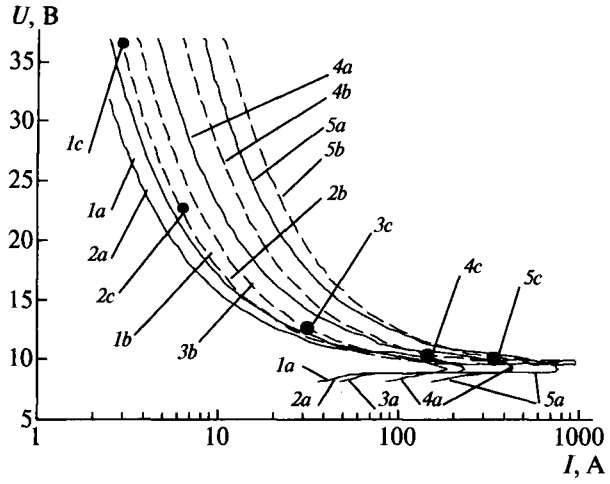

Рис. 4. ВАХ прикатодного слоя (зависимость полного падения напряжения $U \equiv U_D + U_i$ от полного тока I через поверхность катода); длина катода $l = 14$ мм; радиус катода: *1* – 0.975 мм, *2* – 0.985 мм, *3* – 1.1 мм, *4* – 1.5 мм, *5* – 2 мм; модели: *a* – данная работа (сплошные кривые); *b* – [3, 9] (штриховые кривые); *c* – экспериментальные данные [14] (точки).

Уравнение (23) устанавливает связь переменных T_c, U_D, T_p. Зная эту связь, можно вычислить плотность теплового потока, отдаваемого плазмой в тело катода:

$$\begin{gathered} q_{\text{tot}} = q_i + q_{ep} - q_{em} + \varepsilon_T q_r^+ - q_r^- - q_{\text{subl}}, \\ q_i = j_i\left[I + U_D + 2k_B T_p/q_e - (W - \Delta W)/q_e\right], \\ q_{ep} = j_{ep}\left[2k_B T_p + (W - \Delta W)\right]/q_e, \\ q_{em} = j_{em}\left[2k_B T_c + (W - \Delta W)\right]/q_e, \quad q_{\text{subl}} = h_{SG} J_{\text{subl}}. \end{gathered} \tag{24}$$

Здесь q_i и q_{ep} – плотности потоков тепла, приносимых из плазмы ионами и электронами соответственно; q_{em} – плотность потока энергии, затрачиваемой на эмиссию электронов с поверхности катода; $\varepsilon_T(T_c)$ – степень черноты материала катода; $q_r^+(T_p)$ – плотность потока излучения, падающего на поверхность катода [27]; $q_r^- = \varepsilon_T \sigma_0 T_c^4$ – плотность потока излучения, эмитированного с поверхности катода; q_{subl} – плотность потока тепла в результате эрозии материала катода за счет его сублимации и испарения. Плотность потока массы J_{subl} за счет сублимации и испарения материала катода можно найти через давление насыщенных паров p_s и тепловую скорость движения молекул:

$$J_{\text{subl}} = \frac{1}{4} m_c \frac{p_s(T_c)}{k_B T_c} \sqrt{\frac{8k_B T_c}{\pi m_c}}. \tag{25}$$

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАТОДА

Чтобы получить предельные характеристики однородно нагретого катода, используем простейшую модель катода с адиабатически изолированными боковыми стенками. Анализ проводится для вольфрамового катода цилиндрической формы и аргоновой плазмы применительно к экспериментам [5, 6]. Для цилиндрического катода с адиабатическими боковыми стенками задача сводится к решению системы одномерных уравнений

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\lambda \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right) + q_J = 0, \quad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\sigma \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}x}\right) = 0. \tag{26}$$

Здесь x – координата вдоль оси катода. Граничные условия на границе с плазмой и у основания катода имеют следующий вид соответственно:

$$\begin{gathered} x = x_c = 0\colon\ \lambda(\mathrm{d}T/\mathrm{d}x) = q_{\text{tot}}, \quad \sigma(\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}x) = j_{\text{tot}}; \\ x = x_w = l\colon\ T = T_w = 400\ \text{K}, \quad \varphi = \varphi_w = 0. \end{gathered} \tag{27}$$

Электропроводность металлов при температурах, больших характеристической температуры Дебая T_D (для вольфрама $T_D = 383$ K), с точностью до 1% обратно пропорциональна температуре:

$$\sigma = \sigma_0 T/T_D, \quad \sigma_0 \equiv \sigma(T_D). \tag{28}$$

При решении этой задачи необходимо использовать зависимости, определяющие граничные условия на границе контакта с плазмой: поток теплоты в катод из плазмы и плотность электрического тока на поверхности катода, полученные из анализа процессов в прикатодном слое.

Система уравнений (26), (27) допускает аналитическое решение, которое связывает температуру поверхности катода с основными параметрами задачи:

$$\int_{\theta_w}^{\theta_c} \frac{\tilde{\lambda}(\eta)}{\sqrt{\tilde{q}_{\text{tot}}^2 + 2\tilde{j}_{\text{tot}}^2 \int_{\eta}^{\theta_c} \tilde{\lambda}(\xi)\xi\,\mathrm{d}\xi}}\,\mathrm{d}\eta = \frac{l}{d}. \tag{29}$$

Здесь l и d – длина и диаметр катода соответственно.

Решение (29) исходной системы уравнений представлено в безразмерном виде с использованием следующих безразмерных величин:

$$\begin{gathered} \theta = \frac{T}{T_s}, \quad \tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{\lambda(T_s)}, \quad \tilde{j} = \frac{j \exp\left(\dfrac{q_e W}{k_B T_s}\right)}{A_{em} T_S^2}, \\ \tilde{q} = \frac{d}{\lambda(T_s) T_s} q, \quad A = \frac{A_{em}^2 T_s^4 d^2}{\sigma_0 T_D \lambda(T_s)} \exp\left(-\frac{2q_e W}{k_B T_s}\right). \end{gathered} \tag{30}$$

На рис. 4 для катодов различного радиуса приведены результаты расчета ВАХ прикатодного слоя с использованием уравнения (29). Здесь дано сопоставление расчетов по (29) (сплошные кривые) с расчетами по модели работ [3, 9] (штриховые кривые) и с экспериментальными данными, полученными в [17] (точки). Расчеты по предлагаемой модели (уравнения (1)–(13) для приэлектродных слоев и уравнение (29)) демонстрируют

возможность образования неоднозначной ВАХ даже при отсутствии жидкой фракции и позволяют найти границы возникновения жидкого катодного пятна. Из рис. 4 видно, что представленная модель дает заниженные значения прикатодного падения напряжения по сравнению с экспериментом [14]. В расчетах авторов представлены падения напряжения в зоне пространственного электрического заряда (слое Дебая) и слое установления ионизационного равновесия. В экспериментах могло измеряться падение напряжения в более широкой области, включающей зону пространственного электрического заряда и слоев установления ионизационного и термического равновесия. Поэтому падение напряжения могло оказаться большим. Кроме того, следует учитывать, что в прикатодном слое температуры электронов и ионов могут различаться. Для полного анализа наряду с уравнениями баланса частиц необходимо решать уравнения баланса энергии для электронов и ионов.

Для практических приложений и понимания процессов, происходящих на поверхности термоэмиссионного катода, представляет интерес оценка возможности протекания достаточно больших токов (порядка нескольких кА) через эмиссионную поверхность порядка 1 мм^2. В литературе [11, 17] обсуждаются различные факторы, которые могут приводить к данному эффекту:

1) шероховатость катода, приводящая к увеличению поверхности эмиссии и локальному увеличению напряженности электрического поля вблизи катода;

2) изменение структуры материала катода, приводящее к дополнительному изменению работы выхода с поверхности катода;

3) влияние фото- и ионно-электронной эмиссии.

Все эти факторы трудно учесть, поэтому желательно получить оценки предельных токов (в данной работе применительно к вольфрамовому катоду) с учетом проверенных механизмов. Предложенная авторами модель справедлива, если максимальная температура поверхности катода меньше температуры плавления $T_c < T_s$ (для вольфрама $T_s = 3693$ K). Проведенные расчеты показывают, что при достаточно больших значениях температуры поверхности катода (3200 K $< T_c <$ < 3693 K) наблюдается монотонный рост плотности тока при увеличении температуры катода и постоянном значении прикатодного падения напряжения, поэтому максимально возможное значение плотности тока с поверхности твердого вольфрамового катода можно получить при температуре плавления. На рис. 5 (кривая *1*) представлена предельная ВАХ вольфрамового катода (при $T_c = T_s$).

Согласно рис. 5 максимальное значение тока, которое можно получить с одного 1 мм^2 твердого

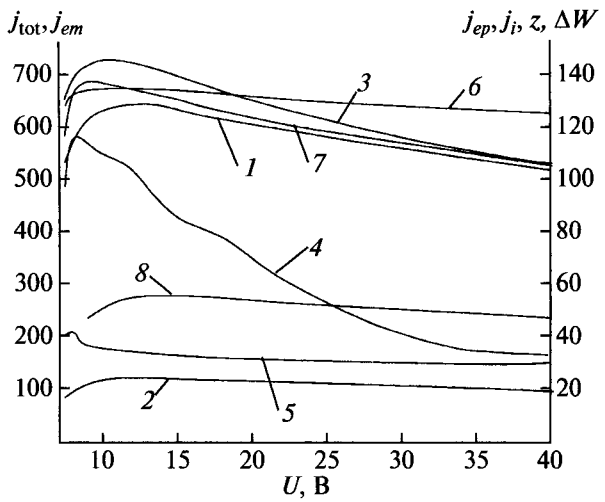

Рис. 5. Предельные (при температуре поверхности катода $T_c = T_s = 3693$ K) характеристики прикатодного слоя однородного катода. По модели (1)–(25): *1* – полный ток (j_{tot}, А/мм^2); *2* – ионный ток (j_i, А/мм^2); *3* – ток эмиссии (j_{em}, А/мм^2); *4* – ток обратных электронов (j_{ep}, А/мм^2); *5* – отношение полного тока электронов к току ионов ($z = (j_{em} + j_{ep})/j_i$); *6* – снижение работы выхода (ΔW, 10^{-2} В). Полный ток при других моделях слоя: *7* – модель без учета слоя ($n_{i,s} =$ $= n_{i,p}$) (j_{tot}, А/мм^2); *8* – модель прикатодного слоя по формуле (31) [3, 28] (j_{tot}, А/мм^2).

вольфрамового катода без образования жидкой фазы, составляет около 640 А (кривая *1*). Таким образом, при оценке эмиссионных свойств термокатода можно обходиться без учета перечисленных ранее факторов, хотя они и могут оказывать влияние на получаемые характеристики при других режимах работы и других материалах катодов.

Из рис. 4 и 5 ясно видно, что представленная в данной работе модель описывает как растущую, так и падающую ветви ВАХ. Этот результат демонстрирует одно из важных достоинств модели, поскольку нет теоретических работ, представляющих данную особенность при однородном температурном поле (хотя в работе [9] высказывается предположение о возможности существования второй ветви ВАХ, но в [15, 16] получена только падающая, а в [9, 10] – растущая ВАХ). Подчеркнем еще раз, что в экспериментах наблюдается как падающая ВАХ прикатодного слоя [14], так и растущая ВАХ [23] (см. рис. 2.22 и 3.24 из [2]). Неоднозначность ВАХ, приведенная на рис. 4, в первую очередь определяется тем, что в случае катода конечной длины температура поверхности катода T_c сильно зависит от рассматриваемого режима. Когда температура поверхности катода зафиксирована (на рис. 5 $T_c = T_s = 3693$ K), немонотонность ВАХ возникает из-за неоднозначной за-

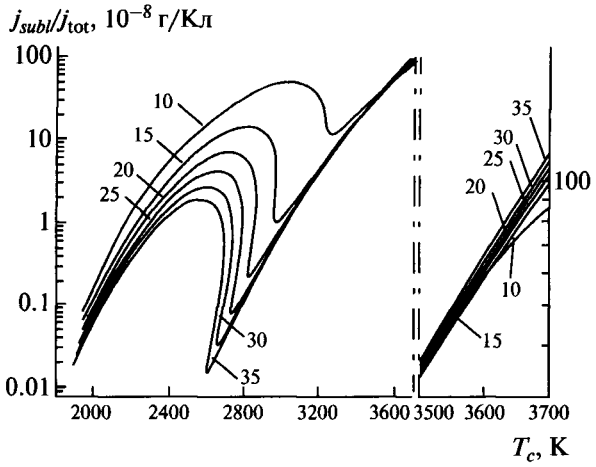

Рис. 6. Зависимость характеристики "грамм–кулон" J_{subl}/j_{tot} от температуры поверхности катода T_c для различных значений прикатодного падения напряжений U (В).

висимости температуры плазмы T_p от прикатодного падения напряжения, которая приводит к неоднозначной зависимости снижения работы выхода ΔW (кривая *6*).

Как отмечалось ранее, наиболее важной задачей исследования режимов работы катода является увеличение срока его службы. Поэтому с практической точки зрения представляет интерес зависимость интенсивности эрозии от температуры катода и тока, представленная на рис. 6. При сопоставлении данных расчета с экспериментом следует иметь в виду, что эта зависимость учитывает только поток массы за счет сублимации частиц и не учитывает унос в плазму осколков разрушения катода. Поэтому данный график можно рассматривать только как минимальную характеристику скорости разрушения катода. Зависимость характеристики "грамм–кулон" от прикатодного падения напряжения является немонотонной: при низких температурах ($T < 3500$ K) увеличение напряжения приводит к уменьшению характеристики, а при высоких ($T > 3600$ K) – к увеличению. Это полностью объясняется неоднозначностью ВАХ прикатодного слоя, так как собственно сублимация материала катода не зависит от напряжения.

Система уравнений для приэлектродного слоя (1)–(13) близка к модели, представленной в работе [3], и поэтому результаты численного моделирования были сопоставлены с численными расчетами [3, 15, 16] и результатами эксперимента [14] (рис. 4). Основное отличие моделей заключается в выборе значений концентрации электронов на границе зоны пространственного электрического заряда ($x = x_s$) и в учете влияния электронов на распределение электрического поля внутри бесстолкновительного слоя (см. (17), (18)). Допущение о том, что вклад электронов при расчете влияния эффекта Шоттки незначителен из-за множителя $\sqrt{m_e/m_i}$ (для аргона около 3×10^{-3}), в ряде режимов не выполняется. Так, например, из кривой *5* на рис. 5 видно, что доля ионного тока составляет около 4% от полного. Поэтому в результате снижение работы выхода с учетом только ионного тока на 5% больше, чем в описанной выше модели. На рис. 5 дано сопоставление предельных характеристик катода, полученных для различных моделей расчета. Кривая *1* соответствует модели, описываемой выражениями (19)–(22). Кривая *7* получается при условии, что концентрация на границе $x = x_s$ совпадает с концентрацией электронов в электрической дуге $(n_{i,p} = n_{i,s})$. Кривая *8* получена с использованием формулы (15) из работы [3]:

$$n_{i,s} = n_{i,p}\frac{0.8}{2+\alpha}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{k_B T_P}{m_i D_p k_r n_{i,p}^2}}. \qquad (31)$$

Формула (31) была получена в работе [28] при аппроксимации результатов численного моделирования. В нашем случае значения концентрации электронов на границе зоны пространственного электрического заряда получены из решения задачи об установлении ионизационного равновесия (уравнение (19) с граничными условиями (20)). Следует отметить, что модели процессов внутри слоя установления ионизационного равновесия, используемые в данной работе и статьях [3, 15, 16, 28], были одинаковыми, т.е. рассматривалась однократно ионизованная плазма с постоянной температурой внутри слоя установления ионизационного равновесия ($T_i = T_e = T_p = \text{const}$). Несмотря на то что основное отличие моделей слоя заключается только в условиях сопряжения с бесстолкновительным слоем, данные кривых *1* и *7* на рис. 5 по току различаются примерно в 2 раза.

Расчет ВАХ для катодов соответствующих диаметров также проведен в [16] (кривые *b* на рис. 4), где представлено сопоставление данных расчетов по модели [3] с экспериментом [14] (точки *c* на рис. 4). Это сопоставление расчетов, проведенное в работах [3, 15, 16], с экспериментом [17] вызывает недоумение, поскольку температура поверхности катода при больших токах существенно превышает температуру плавления вольфрама ($T_s = 3693$ K), в то время как сама модель [3, 15, 16] справедлива лишь для твердой ровной поверхности катода. Появление на поверхности катода жидкой фазы согласно визуальным наблюдениям [7] (см. рис. 2) приводит к искривлению поверхности катода, следовательно, изменяются эмиссионные характеристики катода. Кроме того, катодное пятно постоянно перемещается в пространстве, но этот существенный фактор в работах [3, 15, 16] не учитывается. В результате

сопоставление данных, полученных в [16], с экспериментальными значениями [14], по крайней мере для экспериментальных точек 2*c*, 3*c* и 4*c*, по мнению авторов, не является корректным. В рассматриваемой модели температура поверхности катода не превышает температуру плавления вольфрама (см. рис. 5, на котором представлена ВАХ при $T_c = T_s = 3693$ K), и поэтому сопоставление наших данных с экспериментом [14] кажется более корректным.

Отметим основные преимущества предлагаемой модели процессов в катоде и прикатодном слое.

1. Модель демонстрирует возможность возникновения в экспериментах неоднозначной вольт-амперной характеристики прикатодного слоя в отсутствие жидкого катодного пятна. В работах [3, 15, 16] при численном моделировании воспроизводился только падающий участок; возможно, что используемая программа не "улавливала" режимы, соответствующие растущему участку ВАХ.

2. Из решения баланса ионов (22) получено соотношение между концентрациями электронов и ионов на границе бесстолкновительного и ионизационного слоев. В работах [3, 15, 16] соотношение между концентрациями электронов и ионов на границе бесстолкновительного и ионизационного слоев бралось из аппроксимации экспериментальных данных [14], с которыми впоследствии и сравнивались результаты расчетов.

3. В расчете снижения работы выхода учитывается влияние электронных токов. Показано, что учет влияния электронных компонент приводит к уменьшению снижения работы выхода и к ее немонотонной зависимости от падения напряжения в прикатодном слое, что, в свою очередь, приводит к немонотонной зависимости всех составляющих электрического тока. В [3, 15, 16] учтена только ионная составляющая электрического тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика и создана программа численного расчета процессов в прикатодном слое, учитывающая влияние ионов и электронов плазмы, термоавтоэмиссионных процессов, излучения плазмы и испарение материала катода. Предлагаемая методика позволяет оценивать предельные характеристики термоэмиссионного катода, работающего в режиме без образования жидкого катодного пятна, рассчитывать токи эмиссии катода и ВАХ прикатодного слоя. Численная программа базируется на совместном решении дифференциальных уравнений для полей температуры и электрического потенциала в теле катода и кинетики процессов в плазменных слоях вблизи поверхности катода. Получены нелинейные по температуре граничные условия для потока теплоты и плотности электрического тока из плазмы на катод, которые упрощают процедуру численного эксперимента.

Результаты численного моделирования коррелируют с экспериментальными данными [14] и демонстрируют возможность образования неоднозначной ВАХ, включающей растущую и падающую ветви, когда температура поверхности катода не превышает температуры плавления его материала, т.е. в режиме без образования жидкого катодного пятна.

Предлагаемая модель может быть использована для оценки влияния различных факторов на скорость разрушения катода и указания пути по увеличению ресурса работы катода. Дальнейшее принципиальное развитие модели должно быть связано с учетом фазовых превращений в материале катода, включая учет жидкой фазы на поверхности катода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Samoilov I.S., Asinovsky E.I., Zhelobtsova G.A., Ivanov P.P., Isakaev E.Kh., Ochkan' A.L.* Erosion of the Tungsten Cathode in a Commercial Plasmatrone // High Temp. Mater. Processes. 2007. V. 11. P. 37.
2. *Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В., Аныпаков А.С., Хвесюк В.И., Дюжев Г.А., Дандарон Г.-Н.Б.* Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. Новосибирск: Наука, 1982. 158 с.
3. *Benilov M.S., Marotta A.A.* Model of the Cathode Region of Atmospheric Pressure // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 1869.
4. *Асиновский Э.И., Иванов П.П., Исакаев Э.Х., Очкань А.Л., Самойлов И.С., Желобцов Г.А.* Исследование эрозии катода промышленного плазмотрона // Сб. докл. Первой конф. по инновационной деятельности. М.: ОИВТ РАН, 2005. С. 77.
5. *Самойлов Т.С., Амиров Р.Х., Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Катаржис В.А., Коновалов А.В., Спектр Н.О., Синкевич О.А., Чиннов В.Ф.* Эрозия вольфрамового катода в плазмотроне // Матер. V Всерос. конф. по физической электронике (ФЭ-2008). Махачкала. Окт. 26–30. 2008. С. 140.
6. *Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф.* Исследование полей температуры на поверхности вольфрамового катода сильноточной дуги с помощью высокоскоростной матрицы // ТВТ. 2008. Т. 46. № 6. С. 820.
7. *Чиннов В.Ф., Горячев С.В.* Скоростная визуализация процессов эрозии и разрушения катодов // (http://www.videoscan.ru/page/801).
8. *Синкевич О.А., Стаханов И.П.* Физика плазмы (стационарные процессы в частично ионизованном газе). М.: Высш. шк., 1991. 191 с.
9. *Мойжес Б.Я., Рыбаков А.Б.* О переходе дугового разряда с распределенной эмиссией в режим с катодным пятном // ЖТФ. 1970. Т. XL. Вып. 7. С. 2020.

10. *Мойжес Б.Я., Немчинский В.А.* К теории цилиндрического катода в дуге высокого давления // ЖТФ. 1975. Т. XLV. Вып. 6. С. 1212.
11. *Цыдыпов Б.Д.* Динамика нестационарных процессов в сильноточных плазменных системах. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2002. 268 с.
12. *Мойжес Б.Я., Немчинский В.А.* К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде // ЖТФ. 1972. Т. XLII. Вып. 5. С. 1001.
13. *Мойжес Б.Я., Немчинский В.А.* К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде. II // ЖТФ. 1973. Т. XLIII. Вып. 11. С. 2309.
14. *Neumann W.* The Mechanism of the Thermoemitting Arc Cathode. Berlin: Akademie-Verlag, 1987. 120 p.
15. *Benilov M.S., Cunha M.D.* Heating of Refractory Cathodes by High-Pressure arc Plasmas: II // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 603.
16. *Benilov M.S., Cunha M.D.* Heating of Refractory Cathodes by High-Pressure Arc Plasmas: I // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 1736.
17. *Мойжес Б.Я., Немчинский В.А.* К вопросу об аномально высокой эмиссии неиспаряющегося термокатода в дуговом разряде // ЖТФ. 1974. Т. XLIV. Вып. 12. С. 2539.
18. *Бахметьев К.А., Синкевич О.А.* Особенности тепловых режимов вольфрамового катода в сильноточном дуговом разряде // Тр. XVII Школы-семинара молодых уч. и спец. под рук. акад. РАН А.И. Леонтьева "Проблемы газодинамики и тепломассообмена в аэрокосмических технологиях". Жуковский, 2009. Т. 2. С. 27.
19. *Коновалов А.В., Синкевич О.А.* Численное моделирование состояния катода сильноточной электрической дуги // Тез. докл. 33-й Междунар. конф. по физике плазмы и УТЦ. Звенигород, 2006. С. 267.
20. *Полищук В.П.* Баланс энергии и механизм переноса заряда на поверхности термокатода в дуговом разряде // ТВТ. 2005. Т. 43. № 1. С. 11.
21. *Lowke J.J.* A Unifield Theory of Arc and Their Electrodes // J. Phys. IV Fr. 1997. V. 7. № 4. P. 283.
22. *Morrow R., Lowke J.J.* A One-Dimentional Theory for the Electrode Sheaths of Electric Arcs // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 634.
23. *Olsen H.M.* Thermal and Electrical Properties of an Argon Plasma // Phys. Fluids. 1959. V. 2. P. 614.
24. *Benilov M.S.* Near-Cathode Phenomena in HID Lamps // IEEE Trans. Ind. Appl. 2001. V. 37. № 4. P. 986.
25. *Benilov M.S.* Nonlinear Surface Heating of a Plane Sample and Modes of Current Transfer to Hot Arc Cathodes // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. № 5. P. 6480.
26. *Benilov M.S., Carpaij M., Cunha M.D.* 3D Modelling of Heating of Thermionic Cathodes by High-Pressure Arc Plasmas // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 2124.
27. *Чиннов В.Ф.* О роли ВУФ-излучения в прианодной области сильноточных плазмотронов с расширяющимся анодным каналом // ТВТ. 2002. Т. 40. № 4. С. 533
28. *Benilov M.S.* The Ion Flux from a Thermal Plasma to a Surface // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. № 2. P. 286.