

Труды МАИ. 2023. № 129
Trudy MAI, 2023, no. 129

Научная статья
УДК 537.58, 621.455, 536.24
DOI: [10.34759/trd-2023-129-09](https://doi.org/10.34759/trd-2023-129-09)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И ЭРОЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МНОГОКАНАЛЬНОМ ПОЛОМ КАТОДЕ

Мария Владимировна Черкасова

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

maria-post@mail.ru

Аннотация. В статье представлена двумерная физико-математическая модель тепловых и электрических процессов в многоканальном полом катоде с прокачкой плазмообразующего газа. Предлагается модель описания эрозионных процессов в катоде: испарение, распыление и осаждение катодного материала (рециклинг). Рассматривается течение частично ионизованной плазмы с примесью катодного материала. Модель использована при расчете характеристик экспериментальных конструкций катодов. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом.

Ключевые слова: полый катод, дуговой разряд, частично ионизованная плазма, эрозия, распыление

Для цитирования: Черкасова М.В. Моделирование тепловых и эрозионных процессов в многоканальном полом катоде // Труды МАИ. 2023. № 129. DOI: [10.34759/trd-2023-129-09](https://doi.org/10.34759/trd-2023-129-09)

Original article

SIMULATION OF THERMAL AND EROSION PROCESSES IN A MULTICHANNEL HOLLOW CATHODE

Mariya V. Cherkasova

Moscow Aviation Institute (National Research University), MAI,

Moscow, Russia

maria-post@mail.ru

Abstract. The article is devoted to the study and modeling of work processes in a multichannel hollow cathode. A similar cathode design is used in various plasma devices and high-current electric rocket engines. The design is relevant for use in electron closed-drift engines or ion engines currently being developed worldwide for use in powerful transport space systems.

The article presents the theoretical foundations of two-dimensional modeling of thermal, electrical and erosion processes in a multichannel packed hollow cathode operating in an arc mode with pumping of plasma-forming gas. The formulated system of equations allows calculating the local and integral characteristics of the cathode based on the minimum possible set of input parameters. Distribution of cathode temperature, current densities in cathode body and plasma channels, plasma-forming gas pressure in channels, concentration of charged and neutral particles are simulated. Also described is a model of erosion processes, which includes processes of evaporation, sputtering, recycling, which makes it possible to calculate local and integral erosion of the cathode.

The article also presents the results of an experimental study of several samples of multichannel cathodes and compares the results of the experiment and design modeling for a number of key parameters: cathode temperature and cathode voltage drop depending on the consumption of plasma-forming gas and discharge current. An important point is the comparison of the results of cathode erosion. The model predicts the voltage-current dependencies and the erosion rate within the 10% of accuracy, while the temperature calculation is affected by an error of about 20%. The results show that the proposed model correctly describes the parameters of the cathode and can be used in the design of this type of cathodes.

Keywords: hollow cathode, arc discharge, plasma, erosion, sputtering, recycling

For citation: Cherkasova M.V. Simulation of thermal and erosion processes in a multichannel hollow cathode. *Trudy MAI*, 2023, no. 129. DOI: [10.34759/trd-2023-129-09](https://doi.org/10.34759/trd-2023-129-09)

Введение

Полые катоды различных конструкций применяются как плазменные источники в различных технологических процессах плазмохимии и обработки поверхностей (сварка, очищение, напыление, создание пленочных покрытий заданной структуры). Также полые катоды в качестве источников электронов используются в плазменной эмиссионной электронике и в космической технике: в двигателях Холла, в магнитоплазменных двигателях и в ионных двигателях, поскольку такие катоды характеризуются конструкционной простотой и надежностью. Однако эрозионные процессы в катодном узле ограничивают срок службы и катода, и всего устройства в целом. В современных условиях для вывода

на орбиту большой полезной нагрузки, а также для дальних космических перелетов необходимы электроракетные двигатели большой мощности (100 кВт - 1 МВт). Такие задачи могут быть реализованы при помощи магнитоплазменных или ионных двигателей. И в конструкции таких двигателей для обеспечения уровня силы тока свыше 100 А и в качестве источника электронов разрабатываются многоканальные полые катоды (рисунок 1), так как они способны выдерживать высокие токовые разряды с ограниченным массовым расходом при более низкой рабочей температуре и напряжении разряда, чем одноканальные катоды [1,2]. К тому же, термоэмиссионные многоканальные катоды более эффективны с точки зрения массы узла, конструкции и энергопотребления, поскольку не требуют внешнего нагревателя. В каналах полого катода формируется достаточно плотная плазма с



Рисунок 1. Набивной многоканальный катод конструкции НИИ ПМЭ МАИ.

малой долей примеси катодного материала, так как скорость эрозии относительно небольшая. Соответственно такие конструкции способны обеспечить необходимые сроки службы устройства до 20 000 часов. Корректное математическое моделирование процессов в электродном узле плазменного устройства позволит прогнозировать рабочие характеристики катода и срок службы катода на стадии конструирования, а также существенно сократить затратные натурные

эксперименты. Сложность разработки модели эрозионных процессов обусловлена необходимостью предварительной разработки модели всех физических процессов в катоде, поскольку для расчета эрозии необходима информация обо всех электрических, тепловых и плазменных процессах в устройстве. Ранее автором была разработана квазиодномерная физико-математическая модель процессов в одноканальном полом катоде в дуговом режиме с прокачкой плазмообразующего газа [3]. Данная статья является продолжением исследований по тематике полого катода, но для более общего класса конструкции катодов и при двумерном моделировании. Рассмотрение двумерной модели является единственным способом достижения уровня детализации, необходимого для приемлемой количественной оценки механизмов, определяющих срок службы катода. К сожалению, технически сильно ограничены возможности измерения параметров плазмы внутри канала катода (особенно в многоканальных катодах), что позволяет сравнивать результаты моделирования и эксперимента только по интегральным параметрам режима или по параметрам на срезе катода, а это затрудняет верификацию модели.

Особенности физических процессов в полых катодах

Рассматривается физико–математическая модель полого катода в виде цилиндрической оболочки, заполненной металлическими стержнями, в дуговом режиме без внешнего источника нагрева и без магнитного поля (установившийся автономный тепловой режим) с прокачкой плазмообразующего газа. В дуговом разряде эмиссия электронов происходит непрерывно с макроскопических участков катода в результате действия высокой температуры или сильного электрического

поля у поверхности катода. При этом катодное падение напряжения имеет величину порядка 20–30 В. Холодный рабочий газ, чаще всего используют инертный газ, протекает в каналах со скоростью несколько метров в секунду, прежде чем он достигнет области фронта ионизации. В области фронта, испускаемые в результате термоэмиссии электроны, обладающие достаточной энергией, ионизируют газ. Внутри каналов катода возникает особая область – внутренний положительный столб, разряда или, так называемая активная зона катода, в которой происходит интенсивная генерация сильно ионизованной (степень ионизации 10%-100%) и достаточно плотной плазмы газового разряда за счет неравновесных ударно-

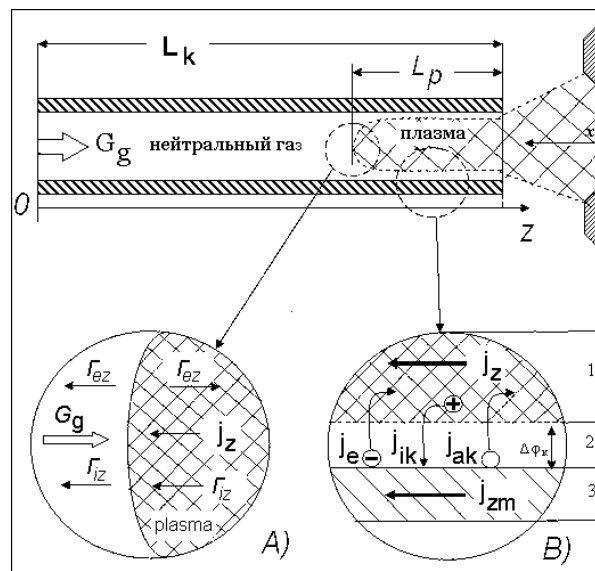


Рисунок 2. Схема характерных областей внутри канала полого катода.

А) – область амбиполярной диффузии; В) – прикатодная область

радиационных и ионизационных процессов (рисунок 2). В этой области вблизи внутренней поверхности стенки формируется двойной электрический слой, задающий прикатодный скачок потенциала рисунок 2 В). На этом рисунке указаны области: 1 - плазма внутреннего столба разряда, 2 – прикатодный слой, 3

– стержень набивки катода. Плазменную область и нейтральный газ разделяет область амбиполярной диффузии (рис. 2 А).

Между плазмой и поверхностями каналов катода устанавливается разность электрических потенциалов, которая может достигать нескольких вольт, что приводит к образованию особого слоя ($\sim 10^{-4}$ см) вдоль внутренних поверхностей катода (стержней и оболочки). Наличие скачка потенциала в этом слое оказывает существенное и специфическое влияние на процессы переноса в этих областях, заключающееся в также скачкообразном изменении потоков энергии, импульса, числа частиц, заряда. Как ионы, так и электроны, генерируемые в плазме, могут перемещаться сквозь двойной слой и воздействовать на поверхность каналов катода. Ионы из плазменного столба бомбардируют внутреннюю поверхность каналов, помогая катоду поддерживать температуру, необходимую для термоэлектронной эмиссии. В прикатодной области происходят основные превращения частиц и энергообмен с плазмой.

Тепловое состояние стержней набивки и внешней оболочки катода

Сложные катодные узлы из-за наличия большого числа составных элементов следует рассматривать как объект с некоторыми усредненными эффективными свойствами. Поэтому задача формулируется для отдельного элемента катода, характерные продольные размеры которого велики по сравнению с поперечными размерами, к тому же, изменение параметров по длине стержня (особенно в зоне

ионизационного фронта) существенно сильнее, чем по радиусу катода. В такой ситуации правомерно применить метод расщепления переменных [4,5].

Под элементом катода будем подразумевать его простейшую структурную единицу. В случае многоканального катода такой единицей является нить, стержень или трубка, из которых, может быть собран катод. Для достаточно больших N «обойма» катода может быть в принципе произвольной формы (окружность, квадрат и т.п.). Очевидно, граничные условия на поверхности отдельных элементов сложного катода будут существенно различаться. Так, например, периферийные элементы с точки зрения особенностей тепло-, массо- и электрообмена находятся в иных условиях, чем внутренние, поскольку каждый внутренний элемент обменивается энергией со смежными элементами. А периферийные элементы и оболочка катода излучают энергию в окружающую среду. Соответственно, формулировка граничных условий при постановке задачи расчета состояния каждого структурного элемента представляет наибольшую трудность. Поэтому формулируемая система уравнений обязательно должна быть дивергентной для катода в целом. В подобной ситуации, теоретическое исследование систем должно обязательно проводиться в тесной связи с экспериментом.

Рассмотрим тепловую модель набивного катода, составленного из плотно упакованных N цилиндрических стержней в цилиндрической оболочке. С учетом азимутальной симметрии задачи, уравнение теплопроводности примет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot q_r) + \frac{\partial}{\partial z} (q_z) = \rho_m j_m^2, \quad (1)$$

где q_z - плотность потока тепла вдоль стержня, q_r - плотность потока тепла по радиусу катода, ρ_m - удельная электропроводность металла, j_m - плотность тока в стержне катода. Для получения проекции уравнения теплопроводности по длине стержня, в соответствии с принципом расщепления, уравнение (1) проинтегрировано по элементу объема стержня $dV = S_m dz$, с учетом поверхностных источников тепла $q_{кр}$ - в области активной зоны (энергообмен с плазмой и тепловое излучение) и $q_{кн}$ - плотность потока излучения в области течения нейтрального газа:

$$\frac{d[S_m q_m(z)]}{dz} + Z_{кр} q_{кр} + Z_{кн} q_{кн} = \rho_m j_m^2 S_m, \quad (2)$$

где S_m - площадь поперечного сечения индивидуального стержня, q_m - плотность потока энергии в стержне катода, $Z_{кр}$ - периметр, "омываемый" плазмой и $Z_{кн}$ - периметр, "омываемый" нейтральным газом. Полагая, что продольный тепловой

поток обусловлен теплопроводностью стержня $q_m(z) = -\lambda_m \frac{dT}{dz}$ и вводя характерный

поперечный масштаб $h^* = \frac{S_m}{Z_{кр}}$, получаем уравнение теплопроводности для

отдельного стержня в составе набивного полого катода:

$$\lambda_m \frac{d^2 T}{dz^2} - \frac{1}{h^*} q_{кр} - \frac{1}{h^*} \bar{l}_n q_{кн} + \rho_m j_m^2 = 0, \quad (3)$$

где λ_m - коэффициент теплопроводности металла стержня.

В составе моделируемых тепловых потоков учитываются:

- плотность потока энергии, уносимой излучением

$$q_{изл} = \varepsilon_{эфф}(T) \cdot \sigma_{С-Б} \cdot (T)^4, \quad (4)$$

где σ_{C-B} – постоянная Стефана-Больцмана; $\varepsilon_{эфф}$ – эффективная степень черноты поверхности стержня; причем, рассчитывается переизлучение горячих областей стержня, находящихся в активной зоне разряда, на более холодные области, не «смачиваемые» плазмой [6]

- теплообмен между стержнем набивки и плазмой в каналах, окружающих стержень

$$q_p = j_{ik} \cdot a_E \left(\Delta\varphi_k + \frac{\langle E_i \rangle}{e} \right) + j_{ik} \cdot a_H (V_i - \varphi_{эфф}) - j_{em} \cdot \varphi_{эфф}, \quad (5)$$

где j_{ik} – плотность ионного тока на поверхность стержня, $\langle E_i \rangle$ – средняя энергия ионов на границе двойного слоя, $\Delta\varphi_k$ – прикатодный скачок потенциала на поверхности стержня, a_E – коэффициент аккомодации кинетической энергии ионов, V_i – потенциал ионизации атома плазмообразующего газа, $\varphi_{эфф}$ – эффективная работа выхода электрона из металла стенки, a_H – коэффициент аккомодации энергии рекомбинирующего иона; в приведенном выражении первые два слагаемые учитывают теплообмен с ионами, которые затем отражаются от поверхности в виде ионов и в виде атомов (в экспериментальном исследовании [7], было получено, что наилучшее согласование с экспериментом получается при использовании величины коэффициента аккомодации кинетической энергии иона 0,8), третье слагаемое представляет собой плотность потока энергии, уносимой электронами, эмитируемыми из металла;

- плотность потока энергии, приносимой атомами из плазмы на стержень катода, запишется следующим образом:

$$q_a = \frac{1}{4} n_a \langle u_a \rangle 2k_B T_a, \quad (6)$$

где n_a – концентрация атомов в плазме канала, $\langle u_a \rangle$ – средняя скорость атомов и T_a – температура атомов; при этом атомы, образовавшиеся в результате нейтрализации ионов на стенке, возвращают в плазму часть энергии, т.е. существует плотность потока энергии обратных “восстановленных” атомов

$$q_a^{обп} = (1 - a_E) j_{ik} \left(\Delta\varphi_k + \frac{\langle E_i \rangle}{e} \right). \quad (7)$$

Что касается граничных условий, то, как правило, известна температура закрепленного конца стержня, т.е.

$$\text{при } z = 0 \text{ задано } T = T_0. \quad (8)$$

Для незакрепленного конца стержня предполагается, что в основную роль играют потери энергии излучением:

$$-\lambda_m \frac{dT}{dz} = \varepsilon_{эфф}(T) \cdot \sigma_{С-Б} \cdot (T)^4 + q_T, \quad (9)$$

где q_T – плотность потока энергии с торцевой части поверхности стержня.

Таким образом, уравнение продольной теплопроводности (3) рассматривается с поверхностными источниками тепла (4) – (7) и граничными условиями (8),(9). Метод решения полученного уравнения при заданной плотности ионного тока на катод и известном размере активной плазменной зоны подробно рассмотрен в [3].

Рассмотрим радиальный перенос тепла в конструкции набивного катода. Поскольку, цилиндрические стержни соприкасаются друг с другом практически в одной точке (рис. 3), то определяющим будет процесс переноса тепла через плазму,

заполняющую каналы между стержнями в активной зоне катода. С одной стороны, стержни набивки полого катода, или другие элементы наполнения оболочки катода, имеют отношение длины стержня к его радиусу $\frac{L_k}{r_{kp}} \gg 1$. С другой стороны,



Рисунок 3. Форма каналов, образуемых стержнями набивки.

распределение источников тепловыделения по поверхности стержня в установившемся режиме катода постоянно. Поэтому, в соответствии с принципом расщепления переменных [4,5], вдали от концов стержня его температуру можно считать независимой от осевой координаты z . Тогда радиальное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_p \frac{dT}{dr} \right) + \sigma_p E_p^2 = 0 \quad (10)$$

где E_p – напряженность поля в плазме канала, λ_p и σ_p – теплопроводность и электропроводность плазмы, соответственно. В предположении о постоянстве коэффициента теплопроводности, решение уравнения (10) имеет вид

$$T(r) = -\frac{\sigma_p E_p^2}{4\lambda_p} r^2 + C, \quad (11)$$

где константа C принимается равной значению температуры центрального стержня $T(z, r=0)$.

Плазма в каналах полого катода в дуговом режиме является частично ионизованной, поэтому в процессах переноса необходимо учитывать наличие трех сортов частиц: атомов, ионов и электронов. Теплопроводность плазмы рассчитывается как сумма теплопроводностей электронов и тяжелых частиц с учетом неизотермичности плазмы $\lambda_p = \lambda_e + \lambda_H$, $H=i,a$. Коэффициент теплопроводности электронов согласно [8]

$$\lambda_e = \frac{2,4}{1 + \frac{\nu_{ei}}{\sqrt{2}(\nu_{ei} + \nu_{ea})}} \cdot \frac{k_B^2 n_e T_e}{m_e (\nu_{ei} + \nu_{ea})},$$

где ν_{ei} и ν_{ea} – частоты столкновений электрон-ион и электрон-атом, T_e – температура электронов, n_e – концентрация электронов, m_e – масса электрона, k_B – постоянная Больцмана. Теплопроводность тяжелых частиц рассчитывается по правилу смеси:

$$\lambda_H = k_B \sum_{r=i,a} n_r \nu_r \ell_r,$$

где ℓ_r - средняя длина свободного пробега частиц сорта r , ν_r - средняя арифметическая скорость соответствующего сорта частиц, информация по сечениям и частотам столкновений получена из источников [9–11]. Предполагается, что температуры атомов и ионов в плазме примерно равны $T_i \approx T_a = T$. Поскольку, в

неизотермической плазме $\frac{\lambda_e}{\lambda_i} = \frac{\nu_e}{\nu_i} = \sqrt{\frac{T_e m_i}{T_i m_e}} \gg 1$, теплопроводность будет

преимущественно определяться электронами. Согласно правилу смеси [8], удельная электропроводность плазмы в целом определяется как

$$\frac{1}{\sigma_p} = \frac{1}{\sigma_{ea}} + \frac{1}{\sigma_{ei}},$$

где удельная электропроводность плазмы за счет электронов

$$\sigma_e = \frac{X_i}{2,62 \cdot 10^{11} \cdot Q_{ea} \cdot \sqrt{T_e}},$$

где Q_{ea} – сечение столкновений электрон-атом, и удельная электропроводность плазмы за счет ионов

$$\sigma_i = \frac{X_i \cdot T^{3/2}}{65,8 \cdot \ln(\Lambda)}, \text{ кулоновский логарифм } \ln(\Lambda) = \ln\left(\frac{1,24 \cdot 10^7 \cdot T^{3/2}}{\sqrt{n_e}}\right).$$

В формулах электропроводности введена степень ионизации плазмы $X_i = \frac{n_e}{n_i + n_a}$.

Метод расщепления переменных позволил разделить решения уравнения теплопроводности по осевому и радиальному направлениям (1) и (10). Однако, расчет теплового состояния катода в целом невозможен без информации о состоянии плазмы, как мощном источнике тепловых потоков, о плотности тока, температуре электронов и концентрациях частиц. То есть тепловая задача сама по себе замкнутой не является. В рассмотренных уравнениях в неявной форме присутствует несколько существенных параметров, для которых нет ни исходных данных, ни явных хотя бы полуэмпирических соотношений. Такие величины как, длина активной зоны в каналах катода и прикатодный скачок потенциала должны быть получены в процессе решения полной замкнутой системы уравнений состояния катода и плазмы. Коэффициенты сформулированных уравнений зависят от искомой температуры катода, кроме того, коэффициенты уравнения задаются разрывными функциями, так как взаимодействие с плазмой происходит только в активной зоне катода, а теплообмен рассматривается по всей длине каналов.

Процессы электрообмена с плазмой в каналах

Важнейшей особенностью взаимодействия катода с ионизованным газом является интенсивный перенос электрических зарядов. Тепловое состояние катода в области привязки газового разряда к катоду существенно зависит от процессов электрообмена, прежде всего, на поверхности катода, в прикатодном слое и внутри тела самого катода. Электрообмен определяется плотностями тока эмиссии электронов из металла: за счет термо-, авто- или термоавтоэлектронной эмиссии $j_e(T, E_k, \dots)$, вторичной электронной эмиссии, вызванной бомбардировкой ионами - j_{ei} и метастабильными атомами - $j_{эм}$, так называемым обратным током- $j_{еобр}$ и потоками ионов из прикатодного слоя $j_{ик}$. Кроме того, возможен вклад в электронный ток на поверхности катода за счет фотоэффекта j_v . Вторичной эмиссией электронов при бомбардировке нейтральными атомами ввиду низких энергий атомов в прикатодной области можно пренебречь. Таким образом, плотность электрического тока на катоде может быть представлена в виде:

$$j_n = j_e(T, E_k, \dots) - j_{еобр} + j_{ик} + \gamma \cdot j_{ик},$$

где $\gamma = \gamma_i + \gamma_m + \gamma_v$; а $\gamma_i = \gamma_i(W_i)$ - коэффициент вторичной эмиссии при бомбардировке ионами с энергией W_i , $\gamma_m = f_m m N_m$ - коэффициент вторичной эмиссии при бомбардировке метастабильными атомами (f_m - геометрический фактор, m - число вторичных электронов на один метастабильный атом, N_m - число метастабильных атомов на ион). $\gamma_v = f_p P N_v$ - коэффициент фотоэмиссии (f_p -

геометрический фактор, P - выход фотоэлектронов в электронах на квант, N_v - число образующихся квантов на один ион). Записанное соотношение по сути и является уравнением электрообмена плазмы с катодом.

Вопросы электрообмена тесно связаны с физикой электронной и ионной эмиссии с поверхности катода и потоком ионов из прикатодной области. Даже в простом случае термоэмиссии с учетом эффекта Шоттки

$$j_{\nu}(T, E_k) = AT^2 \exp\left(\frac{e}{k_B} \frac{Sh\sqrt{eE_k} - \varphi_s}{T}\right),$$

нужно знать значение напряженности электрического поля на поверхности катода - E_k . В формуле термоэмиссии использованы обозначения: A – постоянная Ричардсона, $\varphi_{эфф} = \varphi_s - Sh \cdot \sqrt{e \cdot E_k}$ - работа выхода металла стержня с учетом эффекта Шоттки, Sh – число Шоттки. В целом, строго эта подзадача не может быть решена вне задачи газового разряда в целом, т.е. совместного рассмотрения катода и прикатодной области, положительного столба разряда.

Процессы переноса в прикатодной области в частном случае дугового разряда рассматриваются на основе совместного решения законов сохранения числа частиц, заряда, импульса и энергии компонент ионизованного газа. При этом считается, что вблизи катода имеется область, в которой падение потенциала определяет величину прикатодного скачка потенциала и происходят основные превращения частиц и энергообмен – двойной электрический слой. Расчёты показали [12], что вблизи поверхности катода происходит интенсивная хаотизация направленных скоростей электронов, которые они приобретают в области двойного электрического слоя.

Значение средней энергии электронов достигает в области фронта ионизации величины близкой к величине прикатодного скачка потенциала и затем заметно падает; кроме того, наблюдается подобие полного теплового потока и потока числа электронов. Ограничением для применения модели является требование разреженности газа, когда длина свободного пробега частиц превышает размер двойного электрического слоя.

Плотность ионного тока в прикатодной области известна из теории слабых столкновений [12] и может быть записана в виде:

$$j_{ik} = \xi_{\lambda} \cdot e \cdot \frac{\frac{D_{ad}}{2r_k} \cdot Nu_D \cdot \langle n_i \rangle}{\xi_{\lambda} \cdot \langle u_i \rangle + \frac{D_{ad}}{2r_k} \cdot Nu_D} \cdot \langle u_i \rangle, \quad (12)$$

D_{ad} – коэффициент амбиполярной диффузии ионов, Nu_D – диффузионное число Нуссельта, $\langle n_i \rangle$ – средняя концентрация ионов в плазме, $\langle u_i \rangle$ – средняя скорость движения ионов в плазме, которую можно принять равной средней арифметической максвелловской скорости; ξ_{λ} – коэффициент, зависящий от выбранной модели ионизационного слоя, например, из теории зондов для неизотермической плазмы

[13] $\xi_{\lambda} = 0,38 \sqrt{\frac{T_e}{T_i}}$, r_k – условный средний радиус плазменного канала.

Для продольной плотности электронного тока j_{ez} в плазме можно использовать обобщенный закон Ома

$$j_{ez} \approx \frac{\sigma_p}{1 + \frac{v_{ea}}{v_{ei}}} \left(E_z + \frac{L_k}{en_e} \frac{dP_e}{dz} \right), \quad (13)$$

где E_z – напряженность поля в плазме, P_e – давление электронного газа.

Для определения скоростей плазменных процессов рассматривалась отдельная задача кинетики. Учитывались неравновесное распределение атомов по состояниям и каскадные процессы в ударно-радиационном обмене [3].

Течение частично ионизованной плазмы в каналах полого катода рассмотрено в рамках гидродинамической модели вязкого течения со скольжением в узком длинном канале. Следует отметить необходимость комбинированного описания неравновесных течений с использованием гидродинамических и кинетических моделей [14], что позволяет применить специальные методики расчета [15]. Вязкость трехкомпонентной неизотермической плазмы рассчитана по правилу смеси [8], и определено давление смеси с граничным условием истечения потока из каналов со звуковой скоростью, с учетом рекомендаций, изложенных в работе [16].

Эрозионные процессы и течение многокомпонентной плазмы

Построение модели эрозионных процессов является актуальной задачей для практического применения катодов. Наибольший интерес представляют величины интегральной и локальной эрозии. Следует, к сожалению, отметить, что практически во всех экспериментах измеряется суммарная удельная эрозия или интегральная эрозия, и нет данных по локальной эрозии. Возможными причинами изменения поверхности стержней катода могут быть: термическое испарение, распыление при бомбардировке ионами плазмообразующего газа; также возможна конденсация эродированных атомов и ионов металла в новом месте канала в

результате конвективного переноса (рециклинг). Бомбардирующие поверхность ионы газа могут отражаться в плазму в виде ионов, нейтральных или возбужденных атомов (рисунок 4).

Испарение атомов с поверхности происходит со скоростью, описываемой соотношением [17,18]:

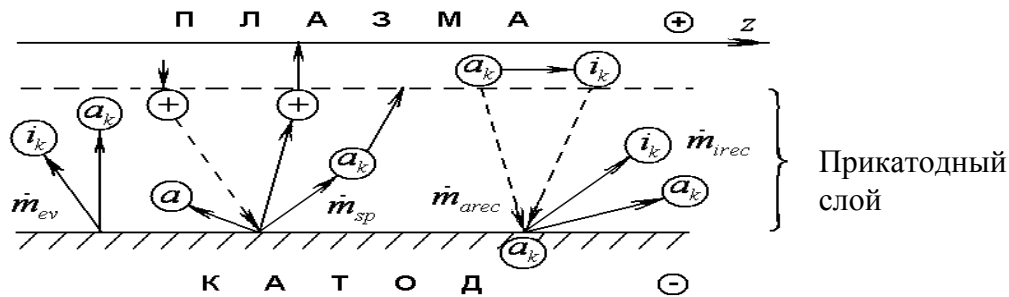


Рисунок 4. Возможные элементарные процессы на поверхности

$$\dot{m}_{ev}(T^*) = C_{ev} \cdot (k_B T^*)^{-1/2} \cdot \exp\left(-\frac{eE_{ev}}{k_B T^*}\right), \quad (14)$$

где T^* - температура приповерхностной группы атомов, “возбужденных” ударом бомбардирующего иона; C_{ev} и E_{ev} - константы аппроксимации, причем величина E_{ev} обычно принимается равной энергии сублимации или энергии испарения.

Скорость распыления поверхности можно записать через соотношение, предложенное в [19]:

$$\dot{m}_{sp} = j_{ik} \cdot \frac{M_a}{F} \cdot Y(E, T^*), \quad (15)$$

где M_a - молярная масса атомов мишени, F - число Фарадея, j_{ik} - плотность ионного тока на катод, Y - коэффициент распыления:

$$Y = Y_0 \cdot (k_B T^*)^{-1/2} \cdot \exp\left(-\frac{eE_{ev}}{k_B T^*}\right), \quad (16)$$

где Y_0 [Дж^{1/2}] полуэмпирическая постоянная, учитывающая зависимость коэффициента распыления от угла падения бомбардирующего иона. Сопоставление результатов экспериментов с теоретической скоростью процесса чистого испарения показало, что наблюдаемая эрозия не может быть объяснена только процессом испарения [20, 21].

При использовании катодов экспериментально возможно определить величину средней удельной эрозии

$$g = \frac{\Delta m}{I \cdot \Delta t} \left[\frac{\kappa \mathcal{E}}{K \mathcal{L}} \right], \quad (17)$$

где Δm - суммарный унос массы, I – сила тока разряда, Δt - длительность работы катода при заданном режиме. Для полых катодов в дуговом режиме при небольших плотностях ионного тока процессы испарения и распыления протекают независимо, и суммарный унос массы можно определить как сумму потерь массы в каждом процессе $\dot{m} = \dot{m}_{ev} + \dot{m}_{sp}$. Соответственно, удельная эрозия по отдельным процессам также суммируется $g = g_{ev} + g_{sp}$.

В модели рассматриваются режимы, при которых концентрации атомов и ионов примеси материала катода существенно меньше концентрации атомов и ионов плазмообразующего газа. Как показали расчёты и эксперименты [22,23,24] это предположение оправдывается для большинства полых катодов, работающих в режиме термоэмиссии. Моделирование проводится в цилиндрической системе координат с учетом азимутальной симметрии расположения стержней набивки. Эрозия поверхности стержней набивки рассматривается по слоям набивки, начиная от центрального стержня. Для описания поперечного размера канала введем

условный эффективный “радиус” канала – $r_{эфф}$. При относительно небольшом изменении уровня поверхности стержней в каналах катода можно записать локальное изменение концентраций атомов и ионов примеси в составе плазмы по длине канала:

$$\frac{S_p}{2\pi \cdot r_{эфф}} \frac{d}{dz} (v_z n_{ik} m_{ik}) = \dot{m}_{i,sp} + \dot{m}_{i,ev} + \sum_n^{i,a} R_{ni} \dot{m}_{n,rec} + \frac{S_p}{2\pi \cdot r_{эфф}} m_{ik} W_{ek}; \quad (18)$$

$$\frac{S_p}{2\pi \cdot r_{эфф}} \frac{d}{dz} (v_z n_{ak} m_{ak}) = \dot{m}_{a,sp} + \dot{m}_{a,ev} + \sum_n^{i,a} R_{na} \dot{m}_{n,rec} - \frac{S_p}{2\pi \cdot r_{эфф}} m_{ak} W_{ek}; \quad (19)$$

где n_{ak} , n_{ik} – концентрация атомов и ионов примеси, $m_{ak} \cong m_{ik}$ – масса ионов и атомов примеси, $\dot{m}_{a,sp}$, $\dot{m}_{i,sp}$ – скорость распыления массы в виде атомов и ионов, $\dot{m}_{a,ev}$, $\dot{m}_{i,ev}$ – скорость испарения массы в виде атомов и ионов, $\dot{m}_{a,rec}$, $\dot{m}_{i,rec}$ – плотность потоков массы атомов и ионов примеси из плазмы на поверхность катода, a_a , a_i – коэффициенты прилипания атомов и ионов примеси, R_{ia} , R_{ai} , R_{ii} , R_{aa} – коэффициенты отражения атомов и ионов, W_{ek} – скорость ионизации примеси, $r_{эфф}$ – “эффективный” радиус канала и S_p – смачиваемый плазмой периметр канала.

Система уравнений (18), (19), с учетом скоростей процессов (14) и (15), решается совместно с системой уравнений движения пятикомпонентной (e – электроны, a – атомы плазмообразующего газа, i – ионы плазмообразующего газа, ak – атомы материала катода, ik – ионы материала катода) неизотермической частично-ионизованной плазмы:

$$-\nabla P_s + \ell_s \cdot n_s \cdot E_r = M_{rs}, \quad (20)$$

где $M_{rs} = \sum_i n_s \cdot v_{st} \cdot m_{st} (v_{rs} - v_{rt})$, E_r – радиальная напряженность электрического поля в канале, v_{rs} и v_{rt} – искомые диффузионные скорости компонент примеси, частоты

столкновений $v_{st} = n_t \cdot g_{st} \cdot Q_{st}$, средняя арифметическая скорость $g_{st} = \sqrt{\frac{8k_B \cdot T_{st}}{\pi \cdot m_{st}}}$,

приведенная масса $m_{st} = \frac{m_s \cdot m_t}{m_s + m_t}$ и приведенная температура $T_{st} = T_s \cdot \frac{m_{st}}{m_s} + T_t \cdot \frac{m_{st}}{m_t}$,

Q_{st} – среднее сечение столкновений соответствующих частиц с передачей импульса [9–11, 25]. Кроме того, в систему добавляется уравнение неразрывности.

Полученные в результате решения системы диффузионные скорости компонент плазмы позволяют определить локальные скорости оседания атомов и ионов примеси на поверхность канала (скорость рециклинга):

$$\dot{m}_{a,rec} = \frac{m_{ik}}{e} \cdot \frac{2X_i}{1+X_i} \cdot \frac{j_{ik}}{X_i} \cdot X_{ak}, \quad (21)$$

$$\dot{m}_{i,rec} = \frac{m_{ak}}{F} \cdot \frac{j_{ik}}{X_i} \cdot X_{ik}. \quad (22)$$

Поскольку, процессы испарения и распыления атомов и ионов материала катода независимы, общие скорости процессов получаются суммированием $\dot{m}_{a,sp} + \dot{m}_{i,sp} = \dot{m}_{sp}$

и $\dot{m}_{a,ev} + \dot{m}_{i,ev} = \dot{m}_{ev}$. Тогда локальная убыль массы:

$$\dot{m}_g \frac{d(X_{ik} + X_{ak})}{dz} = -\dot{m}_w$$

$$\dot{m}_w = a_a \dot{m}_{a,rec} + a_i \dot{m}_{i,rec} - (\dot{m}_{sp} + \dot{m}_{ev}) = \dot{m}_{rec} - (\dot{m}_{sp} + \dot{m}_{ev}), \quad (23)$$

где X_{ak} и X_{ik} относительные концентрации компонент примеси, $\dot{m}_g = \frac{G_g \cdot m_{ik}}{L_k \cdot 2\pi r_{эфф} \cdot m_i}$,

G_g –массовый расход плазмообразующего вещества. Эта система уравнений должна решаться при естественном краевом условии, что концентрация ионов и атомов примеси в начале канала равна нулю, а потом примесь выносится из канала потоком газа.

Локальная скорость уноса массы (23) может изменять знак в зависимости от того, какой из процессов – разрушения или осаждения преобладает в данной точке поверхности. Также локальный унос массы позволяет отслеживать динамику изменения поверхности стержней и оболочки катода по всей длине.

Апробация модели на конкретных катодных узлах

С сожалением приходится констатировать ограниченное количество доступных экспериментальных данных для апробации модели.

Было выполнено моделирование характеристик многополостного вольфрамового катода в составе магнитоплазменного двигателя с газообразным литием в качестве рабочего вещества (эксперимент НИИ ПМЭ МАИ). Схема конструкции катода приведена на рисунке 5. Внешний корпус катода 1 выполнен из вольфрама: внешний радиус трубки $R_1=26$ мм, толщина $h_1=3$ мм. Заканчивается корпус молибденовой вставкой 2 той же толщины. Узлы 4,6,8,9 для катода являются соединительными, поэтому при моделировании работы катода не рассматриваются. Внутренняя молибденовая трубка 3 с внутренним диаметром $d_2=24$ мм и толщиной $h_2=9$ мм имеет по внешней поверхности винтовую нарезку с шагом 5 мм и высотой зубца 0,5 мм. Через эти каналы пропускается газообразный литий, массовый расход газа $G_g=100$ мг/с. Внутри молибденовой трубки находится

графитовый нагреватель 5: внешний радиус $R_3=5$ мм, длина $l_3=180$ мм, мощность нагревателя $W=5$ кВт. Применение нагревателя вызвано тем, что для работы дугового разряда со щелочным металлом в качестве плазмообразующего газа,

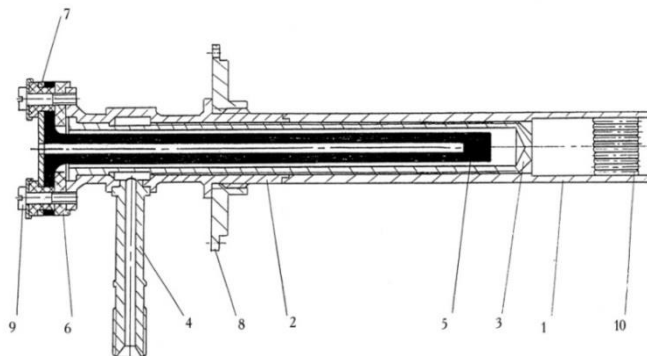


Рисунок 5. Схема устройства многоканального полого катода.

необходим дополнительный подогрев рабочего вещества. Тело самого катода набрано из вольфрамовой проволоки диаметром $d=3$ мм длиной $L=40$ мм в количестве $N=190$ штук. В эксперименте ток разряда составил $I_p=3$ кА. В ходе эксперимента было измерено распределение температуры стержней по радиусу на открытом торце катода (рис. 6). Для центральной части графика (внутренние нити набивки) соответствие рассчитанной и измеренной температуры хорошее. Однако измерения температуры по длине катода не проводилось.

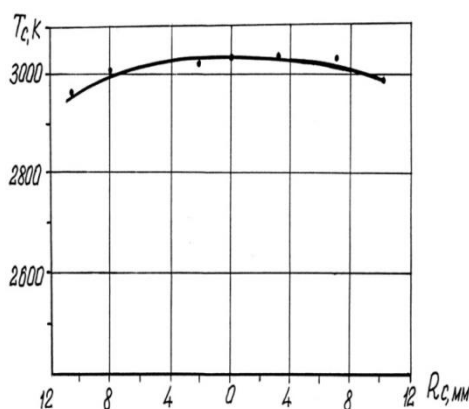


Рисунок 6. Распределение температуры открытого торца катода.

Соответственно, на рисунке 7 приведены профили температуры по слоям набивки катода по результатам моделирования.

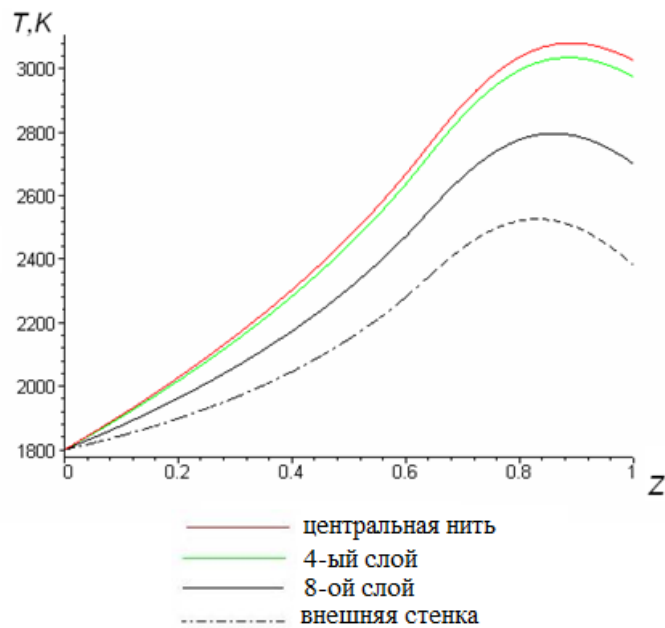


Рисунок 7. Изменение температуры стержней по длине катода (моделирование).

В 2009-2010 годах в НИИ ПМЭ МАИ совместно с университетом г. Пиза разрабатывался многоканальный сильноточный полый катод для проектируемого магнитоплазменного ускорителя мощностью 100 кВт. Для экспериментальной отработки был изготовлен пропорционально уменьшенный катод (рисунки 8 и 9). Подробное экспериментальное исследование уменьшенного катода было проведено для проверки модели катодных процессов, изложенной в статье, с целью дальнейшего прогнозирования скорости эрозии и характеристик уже рабочего полномасштабного катода.

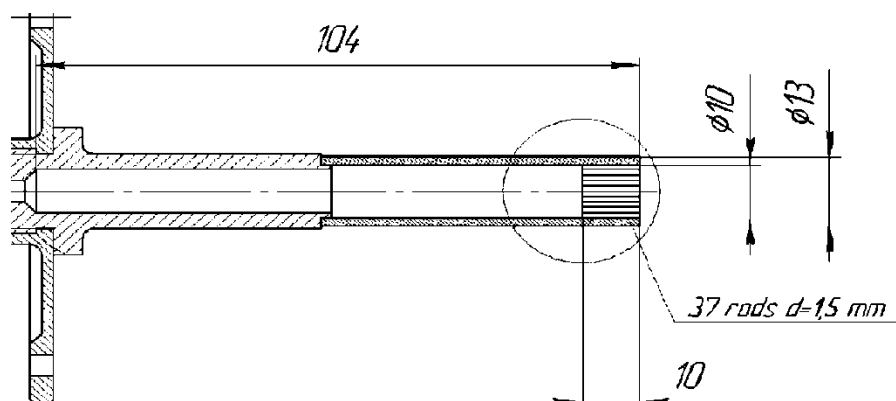


Рисунок 8. Конструкция катода.

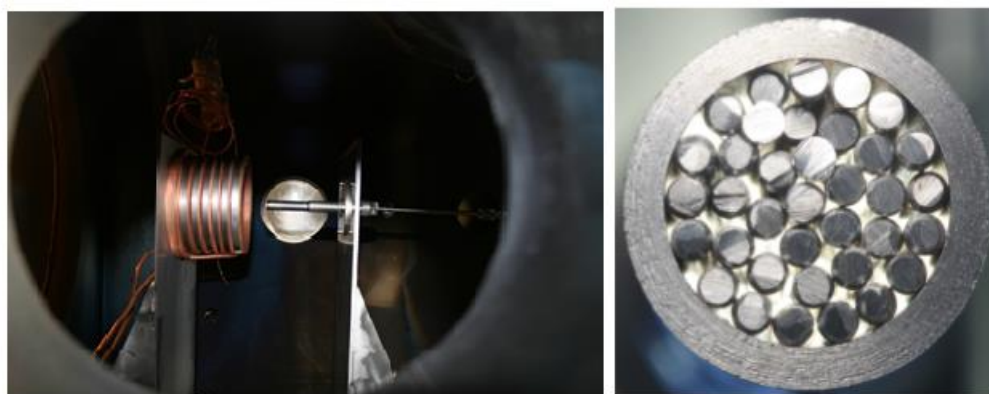


Рисунок 9. Катод в сборке на экспериментальном стенде и вид катода с торца до эксперимента [26].

Набивка катода выполнена вольфрамовыми стержнями диаметром $d = 1,5$ мм, которые вместе с оболочкой катода формируют 5 слоев набивки для моделирования. Между стержнями образуется 26 каналов «правильной» одинаковой формы и 22 канала, в основном в пристеночной области, разного размера и формы (рисунок 9).

В эксперименте измерялось напряжение разряда при различных силах тока рисунке 10 а), и такое же исследование было проведено численно (рисунок 10 б). Поведение напряжения дугового разряда типично для этого класса устройств [1], так как напряжение уменьшается при возрастании тока и сильно зависит от массового расхода. Рассчитанные профили хорошо соответствуют результатам эксперимента в основном рабочем диапазоне низких токов. Значения напряжения, рассчитанные

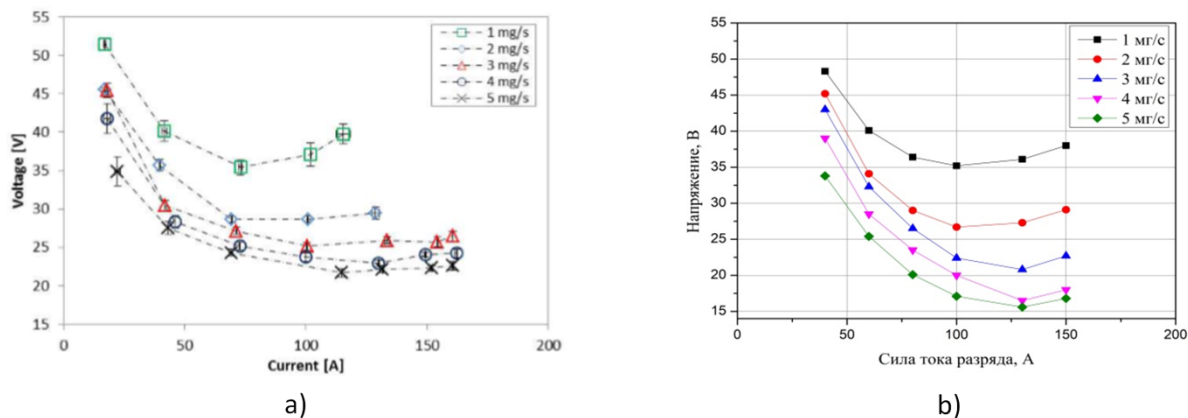
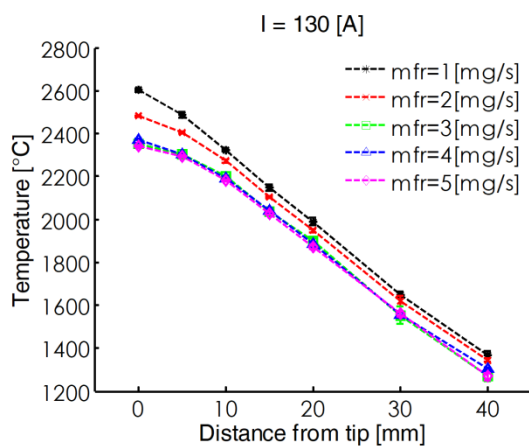


Рисунок 10. Зависимость напряжения разряда от силы тока:

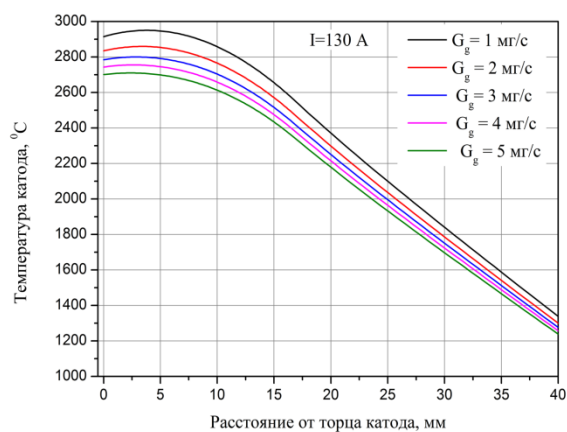
a) результаты эксперимента [26], b) результат моделирования.

при токе выше 100 А, имеют небольшое несоответствие с экспериментальными данными, так как последние примерно на 10 В выше по величине [26].

В эксперименте температурный профиль внешней оболочки катода измеряли с помощью двухцветного пирометра, установленного на одноосном ползуне, перемещаемом вручную прецизионным винтом, выровненным относительно оси катода. Рисунок 11 а) представляет измеренный профиль температуры внешней оболочки катода при токе разряда 130 А и напряжении 22 В. Данные, полученные в результате измерения температуры, характеризуют влияние массового расхода газа и тока разряда на температурные профили. Далее рисунок 11 б) показывает результат моделирования профиля температуры катода для тех же параметров разряда [26]. Моделирование завышает значение максимальной температуры при всех значениях тока. В частности, для значений тока выше 100 А разница между расчетной и зарегистрированной температурой составляет около 350 °С. Измерение пирометром показало, что максимальная температура катода наблюдается на



a)



b)

Рисунок 11. Изменение температуры катода по длине катода:

а) экспериментальные измерения [26]; б) результат моделирования.

торцевом срезе катода. А согласно классической работе [1] изменение расхода газа в 5 раз, должно приводить к смещению температурного максимума. По условиям эксперимента измерение температурного профиля проводилось с шагом 1 мм. Однако если учесть, что по результатам моделирования размер всей активной зоны в каналах не более 3 мм, а максимум температуры лежит на расстоянии менее 1 мм от торца, то измерения могли не зафиксировать максимум, тем более, что он слабо выражен. Позднее при проведении длительного испытания все-таки максимум профиля температуры был выявлен. Вне плазменной зоны, измеренные и рассчитанные профили температуры сближаются.

Также для уменьшенного катода проводили испытание на эрозионные характеристики в течение рабочего времени почти 130 часов. Эксперимент проводился при значении силы тока 150 А и массовом расходе 4,5 мг/с, хотя эти значения не выдерживались на последних фазах испытания из-за снижения работоспособности катода. В конце эксперимента катод снимали с установки и взвешивали для определения уноса массы вследствие эрозии. Разность масс между

началом и окончанием испытания составила $2,32 \text{ г} \pm 0,5\%$. Согласно этому, с учетом погрешности измерения 10%, удельная эрозия в эксперименте составляла около 33 нг/Кл [26]. На рисунке 12 показан вид торца катода после 100 часового теста. После эксперимента катод не разбирали на отдельные стержни, соответственно не было возможности проверить состояние поверхности отдельных стержней. По результатам моделирования удельная эрозия при токе 130 А составит 27,8 нг/Кл, а при токе 150 А – соответственно 30,3 нг/Кл. Этот результат вполне соответствует экспериментальным данным, погрешность в пределах 10%. Интегральный унос массы по результатам моделирования составил 1,61 г, что соответствует 44% погрешности. Сильное отличие результатов моделирования по интегральному уносу массы объясняется тем, что модель учитывает только унос массы во время установившегося режима разряда и не учитывают сильную эрозию в процессе зажигания разряда, а таких поджигов в процессе испытаний было 8.

На рисунке 13 А) приведены для сравнения скорости процессов распыления, испарения и рециклинга по результатам моделирования. Испарение практически ничтожно (на 3 порядка меньше) по сравнению с распылением и рециклингом.

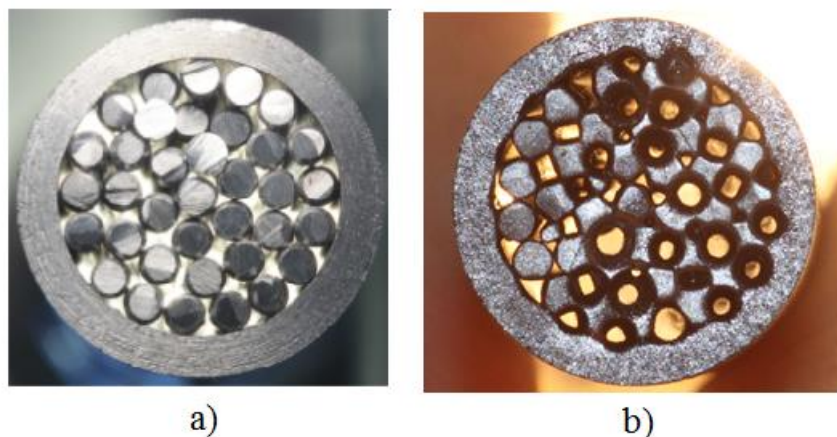


Рисунок 12. Вид торцевого среза катода: а) до и б) после 100 часового теста.

Но и рециклинг везде меньше распыления. Отсутствие эффекта зарастания отверстий при моделировании данного катода, видимо, связано с тем, что при малой длине каналов примесь быстро выносится из катода течением плазмы. За счет эрозии увеличиваются ширина каналов в торцевом сечении катода, а для стержней близких к центру образуется выемка на расстоянии примерно 1,2 мм от торца катода (рисунок 13 В).

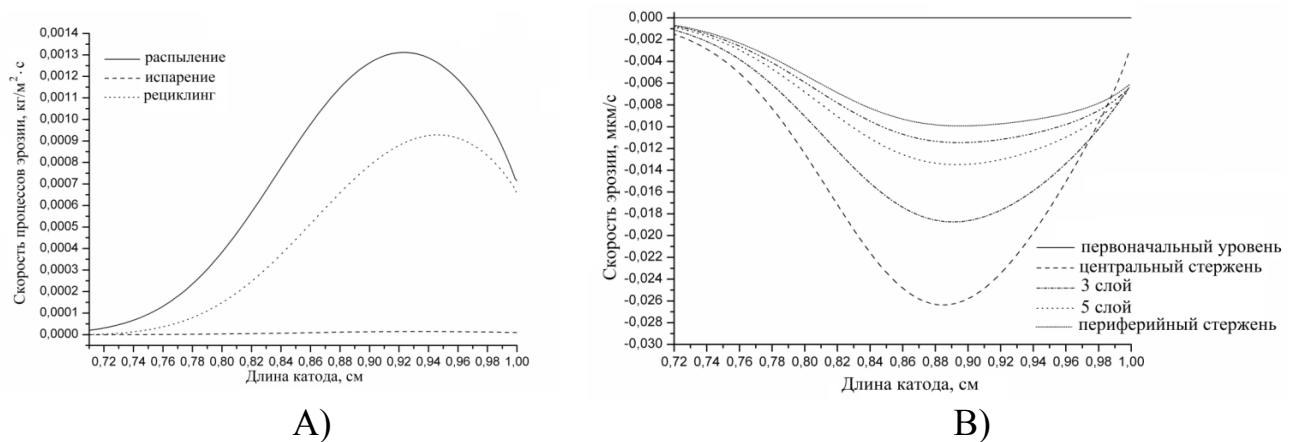


Рисунок 13. А) Соотношение скоростей эрозионных процессов;
 В) Локальная скорость эрозии

Выводы

В статье представлены теоретические основы двумерного моделирования тепловых, электрических и эрозионных процессов в многоканальном набивном полом катоде, работающем в дуговом режиме с прокачкой плазмообразующего газа. Рассмотренная система уравнений позволяет рассчитывать локальные и интегральные характеристики катода на основании минимально возможного набора входных параметров (свойства материалов катода и плазмообразующего вещества,

геометрия катода, массовый расход плазмообразующего вещества и температура закрепленного конца катода) и не использует экспериментально измеренные профили. Модель эрозионных процессов включает процессы испарения, распыления, рециклинга и позволяет рассчитывать локальную и интегральную эрозию катода.

На основании разработанной модели создан программный комплекс для расчета параметров состояния катода и плазмы в каналах. Проведено сравнение результатов эксперимента и моделирования по температуре катода и прикатодному падению напряжения в зависимости от расхода плазмообразующего газа и силы тока разряда. Важным моментом является сопоставление результатов по удельной и интегральной эрозии катода. В целом, результаты моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в пределах общей точности 25%. Сравнение с экспериментом выявило некоторые трудности при определении параметров для периферийной зоны катода и торцевой зоны, где наблюдалось некоторое немонотонное поведение параметров. Тем не менее, результаты показывают, что рассмотренная модель в целом предсказывает параметры плазмы и катода корректно в соответствии с данными, имеющимися в литературе, и может быть использована при конструировании такого типа катодов.

Список источников

1. Delcorix J.L., Minoos H., and Trindade A.R. Gas Fed Multichannel Hollow Cathode Arcs // Review of Scientific Instruments, 1969, vol. 40, pp. 1555-1562. DOI: [10.1063/1.1683861](https://doi.org/10.1063/1.1683861)
2. Cassady L.D., Choueiri E.Y. Experimental and theoretical studies of the lithium-fed multi-channel and single-channel hollow cathode // Proc. 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton University, 2005. URL: <https://alfven.princeton.edu/publications/pdf/cassady-iepc-2005-094.pdf>
3. Черкасова М.В. Математическое моделирование физических процессов в полой катод: дисс. канд. физ.-мат. наук. – М.: МАИ, 2007. – 152 с.
4. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1967. – 195 с.
5. Крайнов А.Ю., Миньков Л.Л. Численные методы решения задач тепло- и массопереноса. – Томск: STT, 2016. – 92 с.
6. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. – М.: Мир, 1975. – 935 с.
7. Guerrero P., Mikellides I.G., Polk J.E., Monreal R.C., Meiron D.I. Critical implications of ion-surface energy accommodation and neutralization mechanism in hollow cathode physics // Journal of Applied Physics, 2021, vol. 130, issue 4. DOI: [10.1063/5.0055824](https://doi.org/10.1063/5.0055824)
8. Митчнер М., Кругер И. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976. – 496 с.
9. Гаврилова А.Ю., Скороход Е.П. Сечения и константы скоростей плазмохимических реакций инертных газов. – М.: Изд-во МАИ, 2011. – 192 с.

10. Черный Г.Г., Лосев С.А. Физико–химические процессы в газовой динамике: справочник. Т. I. Динамика физико–химических процессов в газе и плазме. – М.: Изд-во Московского университета, 1995. – 343 с.
11. Черный Г.Г., Лосев С.А. Физико–химические процессы в газовой динамике: справочник. Т. II. Физико–химическая кинетика и термодинамика. – М.: Научно–издательский центр механики, 2002. – 368 с.
12. Паневин И.Г., Хвесьюк В.И., Назаренко И.П. и др. Теория и расчет приэлектродных процессов. – Новосибирск: Наука, 1992. – 197 с.
13. Хаддлстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. – М.: Мир, 1967. – 516 с.
14. Березко М.Э., Никитченко Ю.А. Сравнение комбинированных кинетическо-гидродинамических моделей различных порядков на примере течения Куэтта // Труды МАИ. 2020. № 110. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=112842>. DOI: [10.34759/trd-2020-110-8](https://doi.org/10.34759/trd-2020-110-8)
15. Способин А.В. Бессеточный алгоритм расчёта сверхзвуковых течений вязкого теплопроводного газа // Труды МАИ. 2021. № 121. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=162656>. DOI: [10.34759/trd-2021-121-09](https://doi.org/10.34759/trd-2021-121-09)
16. Березко М.Э. Влияние выбора граничных условий на результаты расчёта пристеночных течений // Труды МАИ. 2022. № 122. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=164197>. DOI: [10.34759/trd-2022-122-09](https://doi.org/10.34759/trd-2022-122-09)
17. Sigmund P. Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms, 1987, vol. 27, pp. 1-20. DOI:[10.1016/0168-583X\(87\)90004-8](https://doi.org/10.1016/0168-583X(87)90004-8)
18. Плешивцев Н.В. Катодное распыление. – М.: Атомиздат, 1968. – 344 с.

19. Алексеев Б.В. Исследование термодинамических и переносных свойств нейтральных и ионизованных газов: тематический сборник научных трудов института. – М.: МАИ, 1979. С. 45-51.
20. Ковалев В.М., Ляпин А.А., Урусин М.М. О распылении сильнооточного вольфрамового катода // Теплофизика высоких температур. 1978. № 2. С. 418–419.
URL: <http://mi.mathnet.ru/rus/tvt/v16/i2/p418>
21. Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. - Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1982. – 157 с.
22. Кашенков В.И., Ковалев В.Н., Ляпин А.А., Пехтерев С.В. Обеспечение ресурса сильнооточных полых катодов // XI Всесоюзная конференция «Генераторы низкотемпературной плазмы» (Новосибирск, 20-23 июня 1989): тезисы докладов. – Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1989. Ч. II. С. 28–29.
23. Zhou X., Heberlein J. An experimental investigation of factors affecting arc-cathode erosion // Journal of Physics D: Applied Physics, 1998, no. 31, pp. 2577–2590.
DOI: [10.1088/0022-3727/31/19/031](https://doi.org/10.1088/0022-3727/31/19/031)
24. Eckstein W. Sputtering Yields // In: Sputtering by Particle Bombardment. Topics in Applied Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, 2007, vol. 110, pp. 33-187. –
DOI: [10.1007/978-3-540-44502-9_3](https://doi.org/10.1007/978-3-540-44502-9_3)
25. Nuclear Data Section /Atomic International Energy Agency and Molecular Data Unit.
URL: <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/>
26. De Tata M., Albertoni R., Rossetti P., Paganucci F., Andrenucci M., Cherkasova M., Obukhov V., Riaby V. 100-hrs Endurance Test on a Tungsten Multi-Rod Hollow Cathode for MPD Thrusters // Proc. 32nd International Electric Propulsion Conference. Wiesbaden,

Germany, 2011, 15 p. URL:<http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-84880667614&partnerID=MN8TOARS>

References

1. Delcorix J.L., Minoos H., and Trindade A.R. Gas Fed Multichannel Hollow Cathode Arcs, *Review of Scientific Instruments*, 1969, vol. 40, pp. 1555-1562. DOI:10.1063/1.1683861
2. Cassady L.D., Choueiri E.Y. Experimental and theoretical studies of the lithium-fed multi-channel and single-channel hollow cathode, *Proc. 29th International Electric Propulsion Conference*, Princeton University, 2005. URL: <https://alfven.princeton.edu/publications/pdf/cassady-iepc-2005-094.pdf>
3. Cherkasova M.V. *Matematicheskoe modelirovanie fizicheskikh protsessov v polom katode* (Mathematical modeling of physical processes in a hollow cathode). PhD thesis, Moscow, MAI, 2007, 152 p.
4. Yanenko N.N. *Metod drobnykh shagov resheniya mnogomernykh zadach matematicheskoi fiziki* (Method of fractional steps for solving multidimensional problems of mathematical physics), Novosibirsk, Nauka, Sibirskoe otdelenie, 1967, 195 p.
5. Krainov A.Yu., Min'kov L.L. *Chislennyye metody resheniya zadach teplo- i massoperenosa* (Numerical methods for solving heat and mass transfer problems), Tomsk, STT, 2016, 92 p.
6. Siegel Robert, Howell John R. *Thermal radiation heat transfer*, New York, 1972, 372 p.

7. Guerrero P., Mikellides I.G., Polk J.E., Monreal R.C., Meiron D.I. Critical implications of ion-surface energy accommodation and neutralization mechanism in hollow cathode physics, *Journal of Applied Physics*, 2021, vol. 130, issue 4. DOI: 10.1063/5.0055824
8. Mitchner M., Kruger Charls H. *Partially ionized gases*, John Wiley, 1973, 496 p.
9. Gavrilova A.Yu., Skorokhod E.P. *Secheniya i konstanty skorostei plazmokhimicheskikh reaktsii inertnykh gazov* (Cross sections and rate constants of plasma chemical reactions of inert gases), Moscow, Izd-vo MAI, 2011, 192 p.
10. Chernyi G.G., Losev S.A. *Fiziko–khimicheskie protsessy v gazovoi dinamike: spravochnik.. Dinamika fiziko–khimicheskikh protsessov v gaze i plazme* (Physico–chemical processes in gas dynamics. Dynamics of physico–chemical processes in gas and plasma), Moscow, Izd-vo Moskovskogo universiteta, 1995, vol. 1, 343 p.
11. Chernyi G.G., Losev S.A. *Fiziko–khimicheskie protsessy v gazovoi dinamike: spravochnik. Fiziko–khimicheskaya kinetika i termodinamika* (Physico–chemical processes in gas dynamics. Physico–chemical kinetics and thermodynamics), Moscow, Nauchno–izdatel'skii tsentr mekhaniki, 2002, vol. II, 368 p.
12. Panevin I.G., Khvesyuk V.I., Nazarenko I.P. et al. *Teoriya i raschet prielektroodnykh protsessov* (Theory and calculation of near-electrode processes), Novosibirsk, Nauka, 1992, 197 p.
13. Huddlestone R., Leonard S., Lovberg R. et al. *Plasma diagnostic techniques*, Academic Press, 1965, 627 p.
14. Berezko M.E., Nikitchenko Yu.A. *Trudy MAI*, 2020, no. 110. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=112842>. DOI: 10.34759/trd-2020-110-8

15. Sposobin A.V. *Trudy MAI*, 2021, no. 121. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=162656>. DOI: 10.34759/trd-2021-121-09
16. Berezko M.E. *Trudy MAI*, 2022, no. 122. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=164197>. DOI: 10.34759/trd-2022-122-09
17. Sigmund P. Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms*, 1987, vol. 27, pp. 1-20. DOI:10.1016/0168-583X(87)90004-8
18. Pleshivtsev N.V. *Katodnoe raspylenie* (Cathod Sputtering), Moscow, Atomizdat, 1968, 344 p.
19. Alekseev B.V. *Issledovanie termodinamicheskikh i perenosnykh svoistv neutral'nykh i ionizovannykh gazov* (Study of the thermodynamic and transfer properties of neutral and ionized gases: a thematic collection of scientific works of the institute.), Moscow, MAI, 1979, pp. 45-51.
20. Kovalev V.M., Lyapin A.A., Urusin M.M. *Teplofizika vysokikh temperature*, 1978, no. 2, pp. 418–419. URL: <http://mi.mathnet.ru/rus/tvt/v16/i2/p418>
21. Zhukov M.F., Kozlov N.P., Pustogarov A.V et.al. *Prielektrodnye protsessy v dugovykh razryadakh* (Near-electrode processes in arc discharges), Novosibirsk, Nauka. Sibirskoe otdelenie, 1982, 157 p.
22. Kashenkov V.I., Kovalev V.N., Lyapin A.A., Pekhterev S.V. *XI Vsesoyuznaya konferentsiya «Generatory nizkotemperaturnoi plazmy»*: tezisy dokladov. Novosibirsk, Institut teplofiziki SO AN SSSR, 1989, Ch. II, pp. 28–29.

23. Zhou X., Heberlein J. An experimental investigation of factors affecting arc-cathode erosion, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1998, no. 31, pp. 2577–2590.
DOI:10.1088/0022-3727/31/19/031
24. Eckstein W. *Sputtering Yields*. In: *Sputtering by Particle Bombardment. Topics in Applied Physics*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2007, vol. 110, pp. 33-187. –
DOI:10.1007/978-3-540-44502-9_3
25. *Nuclear Data Section /Atomic International Energy Agency and Molecular Data Unit*.
URL: <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/>
26. De Tata M., Albertoni R., Rossetti P., Paganucci F., Andrenucci M., Cherkasova M., Obukhov V., Riaby V. 100-hrs Endurance Test on a Tungsten Multi-Rod Hollow Cathode for MPD Thrusters, *Proc. 32nd International Electric Propulsion Conference*, Wiesbaden, Germany, 2011, 15 p. [URL:http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-84880667614&partnerID=MN8TOARS](http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-84880667614&partnerID=MN8TOARS)

Статья поступила в редакцию 09.02.2023

Одобрена после рецензирования 17.02.2023

Принята к публикации 27.04.2023

The article was submitted on 09.02.2023; approved after reviewing on 17.02.2023;
accepted for publication on 27.04.2023