

Моделирование МГД-процессов в аргоновой дуге высокого давления с варьированием распределения плотности тока в прианодной области

С.П. Ващенко¹, Е.В. Картаев^{1,*}, С.М. Аульченко^{1,2}, В.В. Беляев¹, О.Б. Ковалев¹

¹Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин), Новосибирск, Россия

*kartayev@mail.ru

Аннотация. В аргоновых дуговых разрядах атмосферного давления распределенный (диффузный) характер привязки дуги к медному плоскому аноду определяется тепловым режимом работы анода и сохраняется для токов до 250 А, с контракцией дуги в пятно и быстрым разрушением анода при превышении этого значения. Одним из путей сохранения диффузной привязки при больших токах дуги может являться снижение тепловой нагрузки на анод за счет профилирования его поверхности. В работе представлены результаты численного моделирования магнитогидродинамических (МГД) процессов в канале сильноточного плазмотрона с вынесенной дугой в условиях диффузной привязки столба дуги к аноду в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР). Расчет теплового баланса на аноде основан на численном расчете плотности электрического тока и конвективного подвода тепла к поверхности анода в рамках ЛТР в сочетании с аналитическим учетом тепла, переносимого током электронов из прианодной области в анод, и тепла, выделяемого при их «конденсации» в кристаллической решетке анода.

Ключевые слова: аргоновая дуга атмосферного давления, диффузная привязка дуги к аноду, критический тепловой поток, анод с профилированной поверхностью, МГД моделирование.

1. Введение

Процессы переноса тока и энергообмена в прианодных областях генераторов плазмы различных технологических установок, в частности установок с сильноточными плазмотронами с вынесенной дугой, являются определяющими в увеличении ресурса их работы [1]. Тепловая нагрузка на анод в месте контакта с дугой зависит от рода газа, его параметров и характера течения вблизи поверхности, формы и геометрии анода, но главным образом от величины плотности тока дуги в прианодной области. Процессы токопереноса плазмой в этой области весьма сложны и носят неравновесный характер [2, 3]. В среде инертных газов при высоких давлениях существуют две основные формы контакта дуги с поверхностью анода: диффузная (распределенная), характеризующаяся незначительной эрозией анода ($< 10^{-13}$ кг/Кл) с плотностью тока $j \leq 10^7$ А/м², и контрагированная. Последняя наблюдается при больших значениях плотности тока $j \approx 10^8 - 10^9$ А/м² в режиме так называемого анодного пятна с тепловыми потоками, приводящими к интенсивному выносу паров материала анода (10^{-8} кг/Кл и более) и его последующему разрушению [4]. В [5] также обнаружено явление множественной (слабой) анодной контракции в режиме средних токов до 250 А в виде нескольких светящихся образований на аноде без существенной эрозии. Сохранение диффузной привязки дуги при больших токах возможно путем рассредоточения электрического тока по поверхности анода и снижения тепловой нагрузки за счет увеличения площади его поверхности (профилирования) в месте привязки дуги. Первая попытка провести моделирование для случая свободно горящей дуги предпринята в [6]. В данной работе проведено моделирование течения аргоновой плазмы в канале плазмотрона с вынесенной дугой и особенностей формирования и усиления реверсивного течения в сторону анода при различных профилях его поверхности. Ввиду теплового характера перехода от диффузной привязки к контрагированной одним из критериев сохранения первой является расчетная величина плотности теплового потока в анод, меньшая критической плотности теплового потока для заданного профиля анода.

2. Математическое моделирование

Общий вид сечения симметрии канала сильноточного плазматрона с вынесенной аргоновой дугой, горящей между водоохлаждаемыми стержневым вольфрамовым катодом C и медным торцевым анодом A и ограничивающим ее смещение с оси медным соплом N показан на Рис. 1а. Расчетная область с учетом цилиндрической симметрии представлена на Рис. 1б. Характерные размеры: радиус катода – 6 мм, расстояние между анодом и катодом – примерно 72.5 мм, радиус плоского анода 8 мм. Аргон подавался в зазор между анодом и соплом. Профилирование анода проводилось путем построения на плоском аноде осесимметричного полусферического углубления переменного радиуса с центром в точке L . Расчеты проводились при приближениях модели в рамках ЛТР, перечисленных в [7, 8]. В систему уравнений в цилиндрической системе координат входят [7, 8]: уравнение неразрывности; уравнение Навье-Стокса с учетом объемной силы Лоренца с эффектом магнитного «насоса»; уравнение сохранения энергии, включающее теплоперенос за счет конвекции и теплопроводности, объемный джоулев нагрев и перенос тепла за счет тока электронов (эффект Томсона); охлаждение плазмы за счет излучения. Энерговклад вязкой диссипации оказался пренебрежим. Замыкание системы включало уравнение неразрывности по току, закон Ома, закон Био-Савара-Лапласа в форме связи плотности тока и градиентов потенциала самоиндуцированного магнитного поля.

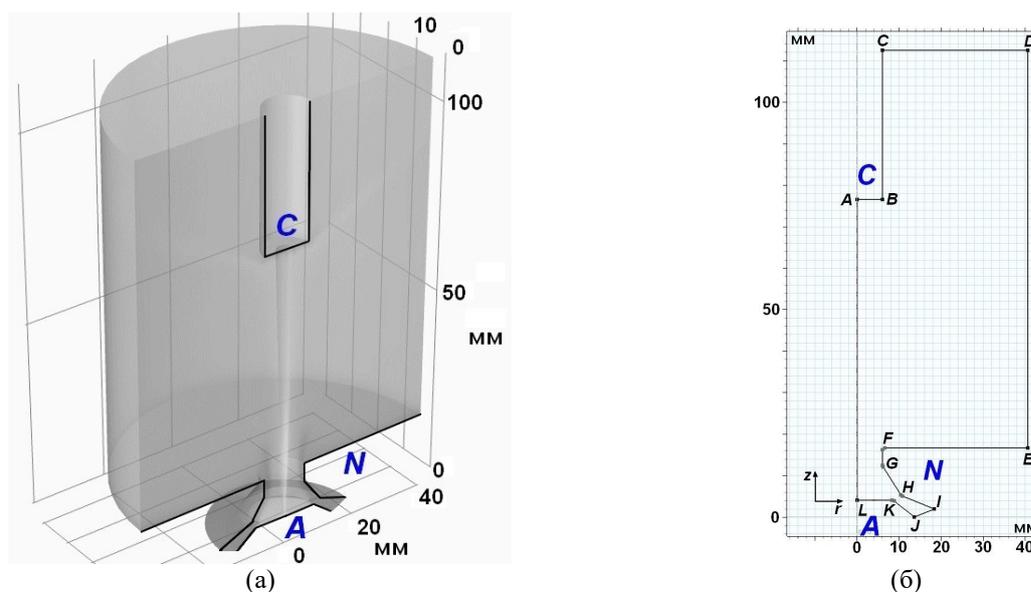


Рис. 1. Общий вид канала сильноточного плазматрона с вынесенной дугой – (а), расчетная область – (б). Все размеры в мм. C – вольфрамовый катод, A – медный анод, N – медное сопло-диафрагма.

Граничные условия представлены в Таблице 1. В работе [8] анод считался теплоизолированным, в данной работе была необходима информация по потерям тепла на аноде, поэтому потребовалось обоснование выбора значения коэффициента теплопередачи α' путем валидации расчетов по энергобалансу потерь в анод, которое приведено ниже. Термодинамические и транспортные свойства аргона, данные по интегральному коэффициенту теплового излучения в диапазоне температур 300–30000 К заимствованы из [9–11]. Система МГД-уравнений с граничными условиями и заданными свойствами газа решалась методом конечных элементов с помощью пакета COMSOL Multiphysics 5.6. Для обеспечения сходимости решения на катоде задавались условия проскальзывания, а температура аргона в начале расчетов в расчетной области задавалась равной 10000 К, чтобы гарантировать его ионизацию.

Таблица 1. Граничные условия.

	Скорость, давление, расход	Теплоперенос	Уравнения Максвелла
<i>AB</i>	Условия проскальзывания	$T = 3500$ К	Магнитная изоляция и сила тока I
<i>BC</i>	Условия проскальзывания	Теплоизолир.	Магнитная/электрическая изоляция
<i>CDE</i>	Давление 10^5 Па, без возвратных течений	$T = 293$ К	Магнитная/электрическая изоляция
<i>EFGHI, JK</i>	Условия прилипания	$\alpha' = 750$ Вт/(м ² *К)	Магнитная/электрическая изоляция
<i>IJ</i>	Расход аргона $G_{Ar} = 5$ г/с	$T = 300$ К	Магнитная/электрическая изоляция
<i>KL</i>	Условия прилипания	$\alpha' = 750$ Вт/(м ² *К)	Магнитная изоляция, заземление $V = 0$
<i>LA</i>	Осевая симметрия	Осевая симметрия	Осевая симметрия

3. Валидация расчетной модели по балансу тепловых потоков на аноде

Рабочая формула для расчета плотности теплового потока из аргоновой плазмы через анод в охлаждающую его воду в условиях диффузной привязки дуги к аноду имеет следующий вид в дифференциальной форме [1–3]:

$$q = \alpha' \Delta T + j \left(\varphi_a + \frac{5}{2} k T_e / e \right) = j U_{eq}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha' \Delta T$ отвечает за конвекционный теплоподвод от плазмы к поверхности анода, ΔT – разность температур плазмы на границе прианодной области и внешней стенки анода (500 К), данная величина полностью берется из численного расчета. Второй член суммы – тепловой поток за счет переноса тока плотностью j на аноде – отвечает за 70–80% всего тепла, отдаваемого в воду. $j \varphi_a$ – тепловыделение в кристаллической решетке меди при «конденсации» упорядоченно движущихся электронов, $\varphi_a = 4.5$ В – работа выхода электрона из меди; $j \cdot (2.5 \cdot k T_e / e)$ – тепловая энергия, переносимая током электронов с температурой T_e из прианодной области, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона [1]. Общий вклад характеризуется вольтовым эквивалентом тепловых потерь на медном аноде U_{eq} , для диффузной привязки, принят равным 5.6 В. Для оценки температуры электронов T_e были привлечены результаты расчетов по предложенной в [12] 1D модели неравновесных процессов в прианодной области аргоновой плазмы для плотности тока $j = 0.9 \cdot 10^7$ А/м², характерной для диффузной привязки. Получено, что T_e на поверхности анода составляет примерно 1/3 температуры T равновесной плазмы аргона на внешней границе прианодной области толщиной ~1 мм, при этом ионный ток здесь не превышает 8% от общего значения. Получив из численного расчета усредненные по площади диффузной привязки значения j и температуры T , можно рассчитать величину q и полный тепловой поток Q в анод. В выражении (1) отсутствует вклад лучистых потерь столба дуги, поскольку по экспериментальным данным из [13] при схожих режимных параметрах аргоновой дуги энерговклад излучения аргоновой плазмы на торцевой медный анод составил менее 5%, в пределах ошибки калориметрических измерений Q . В [13] диаметр зоны привязки дуги к аноду определялся по диаметру светящейся области, показан линейный характер зависимости этого диаметра от тока дуги I . С целью валидации расчетов было проведено моделирование в условиях экспериментов [13] для токов 150, 200 и 250 А, соответствующие диаметры диффузной привязки были равны 5.2, 6.1 и 6.4 мм, при этом аргон подавался строго радиально на анод (в [13] аргон подавался с дополнительной круткой). Полученные три значения Q были наложены на прямую линию зависимости $Q(I)$ [1, 13], отклонение от прямой составило 10–20%, вольтов эквивалент – примерно 6.5 В, что выше на 16–18%

данных экспериментов. Исходя из результатов моделирования, было вычислено отрицательное падение потенциала в прианодной области по формуле Лэнгмюра [2]

$$U_a = -\frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{j_{ch}}{j}\right),$$

где $j_{ch} = 10^8$ А/м² – хаотический тепловой ток электронов вблизи поверхности анода [13]. Вычисленное значение $U_a = -1.2$ В также согласуется с ожидаемым теоретически -1 В [2, 12].

4. Результаты расчетов с профилированием поверхности медного анода

В случае плоского медного анода рассчитываемая по формуле (1) величина q должна быть как можно ниже критического удельного теплового потока $q_{cr,пл} = 5 \cdot 10^7$ Вт/м², который можно отвести в стационарном режиме без изменения агрегатного состояния меди [1]. Для медного анода с углублением полусферической формы радиусом R критический удельный тепловой поток определяется из выражения вида [14]:

$$q_{cr,R} = q_{cr,пл} + \lambda \Delta T_{cr} / R. \quad (2)$$

В (2) $\lambda = 400$ Вт/(м²·К) – теплопроводность меди, $\Delta T_{cr} = 934$ К – максимальная разность температур по толщине медной стенки (разность температур между температурой плавления меди 1083 °С на наружной поверхности стенки и 149 °С – температурой кипения охлаждающей воды на внутренней стенке при давлении 5 атм). Расчет проводился для тока $I = 600$ А, при котором диффузная привязка на плоском медном аноде не сохраняется, при этом радиус углубления R задавался больше или равным радиусу привязки на этом токе (4 мм) до начала контракции и не превышал радиуса плоского анода (8 мм). Поля температур и линии тока аргона, распределения плотности электрического тока и эквипотенциальные поверхности между анодом и соплом, а также за соплом представлены на Рис. 2 для трех профилей анода: плоского, с углублением радиусом 5 мм, с углублением радиусом 8 мм.

Результаты расчетов представлены в одинаковом масштабе. Из Рис. 2 видно, что во всех случаях вследствие радиально-осевой инжекции аргона над анодом образуется рециркуляционная зона с выносом холодного аргона с периферии канала в его центральную часть вблизи анода. Обратное течение плазмы в сторону анода усиливается из-за увеличения размера зоны рециркуляции в углублении анода, что снижает на нем тепловую нагрузку, это особенно заметно для углубления радиусом 8 мм. Образуется также плазменная струя в сторону катода, т.к. формируется магнитный «насос» в цилиндрической части сопла как результат наличия здесь области максимальной плотности электрического тока. С увеличением размера углубления струя все больше вытягивается в сторону катода, при этом напряжение между катодом и анодом увеличивается с ~60 В для плоского анода до примерно 90 В для профилированного. Видно, что на профилированном аноде токоперенос сосредотачивается на периферии углубления и его кромках, что увеличивает тепловую нагрузку в этой части анода. Радиальные распределения по поверхности анода плотностей тока j , а также удельных тепловых потоков q и соответствующих критических величин приведены на Рис. 3 для плоского анода, углублений радиусом 4, 5 и 8 мм. Схожий характер кривых j и q объясняется тем, что токоперенос вносит основной энергетический вклад в нагрев электрода. В случае плоского анода удельные потоки тепла распределены более равномерно в сравнении с анодами с углублением, у которых тепловая нагрузка на кромках резко возрастает, хотя во всех случаях удельные тепловые потоки не превышают критических значений.

5. Выводы

Проведен ряд численных расчетов МГД процессов в канале сильноточного плазмотрона с вынесенной аргоновой дугой атмосферного давления в приближении ЛТР как для плоского медного анода, так и для анода с полусферическим углублением различного размера.

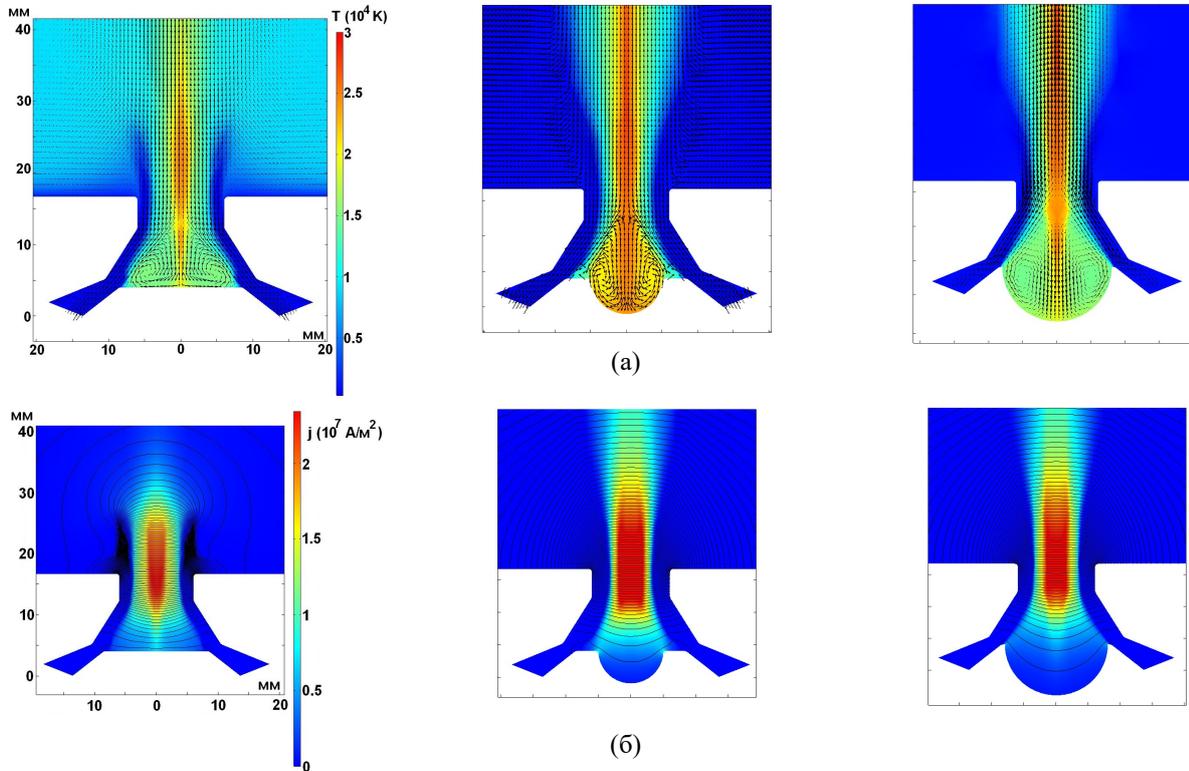


Рис. 2. Поля температур и линии тока аргона – (а), распределения плотности электрического тока и эквипотенциальные поверхности – (б) в области канала между анодом и соплом. Слева направо: плоский анод, анод с углублением радиусом $R = 5$ мм, анод с углублением радиусом $R = 8$ мм.

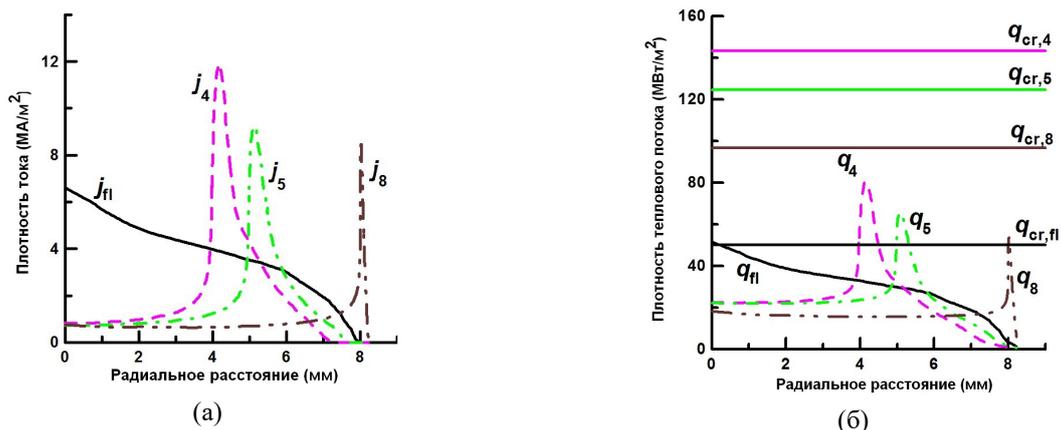


Рис. 3. Радиальные распределения на поверхности анода плотностей тока j – (а); удельных тепловых потоков q и соответствующих критических величин q_{cr} – (б).

Во всех случаях отмечается формирование магнитного «насоса» на оси канала в области цилиндрической части сопла, над анодом образуется рециркуляционная зона с интенсивным вовлечением холодного аргона с периферии канала в его центральную часть. Реверсивный характер течения усиливается вследствие увеличения размера зоны рециркуляции в

углублении анода, что способствует снижению на нем тепловой нагрузки. Показано, что во всех вариантах профиля анода удельные тепловые потоки остаются ниже критических значений, и диффузный характер привязки дуги должен сохраняться. Расчет показывает также, что в данной геометрии анодного узла вариант плоского анода предпочтительнее анода с полусферическим углублением, поскольку в первом случае удельные потоки тепла распределены более равномерно в сравнении со вторым, при котором тепловая нагрузка на кромках углубления имеет характер острого пика.

Благодарность

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН.

6. Список литературы

- [1] М.Ф. Жуков, А.С. Коротеев и Б.А. Урюков, *Прикладная динамика термической плазмы*. Новосибирск: Наука, 1975.
- [2] S.M. Shkol'nik, Anode phenomena in arc discharges: a review, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **20**, 013001, 2011; doi: 10.1088/0963-0252/20/1/013001
- [3] J. Heberlein, J. Mentel, and E. Pfender, The anode region of electric arcs: a survey, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. **43**, 023001, 2010; doi: 10.1088/0022-3727/43/2/023001
- [4] М.Ф. Жуков, А.С. Аньшаков, С.П. Ващенко, Г.-Н.Б. Дандарон и К. Заятуев, Образование контрагированного анодного пятна в генераторах низкотемпературной плазмы, *Изв. Сибир. Отдел. Акад. Наук СССР, Сер. Техн. Наук*, №4(1), 62, 1987.
- [5] F.G. Baksht, G.A. Dyuzhev, N.K. Mitrofanov, and S.M. Shkol'nik, Experimental investigation of the anode region of a free-burning atmospheric pressure inert gas arc: II. Intermediate current regime – multiple anode constriction, *Technical Physics*, vol. **42**, 35, 1997; doi: 10.1134/1.1258649
- [6] А. Жайнаков, С.П. Ващенко и Р.М. Урусов, Влияние углубления в анодном узле плазмотрона на характеристики потока плазмы, *Мат-лы VIII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы*, т. **1**, 59, Минск, СССР, 1991.
- [7] K.C. Hsu, K. Etemadi, and E. Pfender, Study of the free-burning high-intensity argon arc, *Journal of Applied Physics*, vol. **54**, 1293, March 1983; doi: 10.1063/1.332195
- [8] A. Savas and V. Ceyhun, Finite element analysis of GTAW arc under different shielding gases, *Computational Materials Science*, vol. **51**, 53, January 2012; doi: 10.1016/j.commatsci.2011.07.032
- [9] M.I. Boulos, P.L. Fauchais, and E. Pfender, *Handbook of Thermal Plasmas*, Springer Nature Switzerland AG, 2023.
- [10] A.B. Murphy and C.J. Arundell, Transport Coefficients of Argon, Nitrogen, Oxygen and Argon-Oxygen Plasmas, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. **14**, 451, 1994; doi: 10.1007/BF01570207
- [11] A.B. Murphy and E. Tam, Thermodynamic properties and transport coefficients of arc lamp plasmas: argon, krypton and xenon, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. **47**, 295202, 2014; doi: 10.1088/0022-3727/47/29/295202
- [12] I.P. Nazarenko and I.G. Panevin, Analysis of the Near-Anode Processes Characters in Argon Arc Discharges of High Pressure, *Contributions to Plasma Physics*, vol. **29**, 251, 1989; doi: 10.1002/ctpp.2150290303
- [13] А.С. Аньшаков, Г.-Н.Б. Дандарон, В.К. Вастюк, Х.Ц. Заятуев и Ю.И. Сухинин, Исследование теплового потока в анод, *Мат-лы VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы*, т. **2**, 173, Алма-Ата, СССР, 1977.
- [14] M.A. Mikheyev, *Fundamentals of Heat Transfer*, Moscow: MIR Publishers, 1968.