

Численное моделирование процесса гашения электрической дуги во внешнем поперечном магнитном поле

Урусова Т. Э.¹, Урусова И. Р.²

¹Урусова Толкун Эсеновна / *Urusova Tolkun Esenovna* - кандидат физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник;

²Урусова Индира Руслановна / *Urusova Indira Ruslanovna* - кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник,

Институт физико-технических проблем и материаловедения,
Национальная академия наук Кыргызской Республики, г. Бишкек

Аннотация: в рамках трехмерной нестационарной математической модели выполнен расчет электрической дуги во внешнем поперечном магнитном поле. Установлено, что при некотором критическом значении внешнего магнитного поля наблюдается разрыв столба дуги и ее гашение. Результаты качественно согласуются с опытными данными.

Ключевые слова: электрическая дуга, численное моделирование, трехмерная нестационарная модель, внешнее поперечное магнитное поле, гашение дуги.

Введение. Низкотемпературная плазма, в том числе электродуговая, находит широкое применение в различных технологических аппаратах и процессах [1–3], и в целях оптимизации режимов работы необходимы дальнейшие исследования. Так, в [4] рассмотрены проблемы построения фрактальной модели магнитоплазменного электродинамического ускорителя. В настоящей статье представлены результаты моделирования гашения электрической дуги во внешнем поперечном однородном магнитном поле.

Постановка задачи и математическая модель. В декартовой системе координат x, y, z рассчитывается открытая электрическая дуга постоянного тока, горящая в аргоне атмосферного давления.

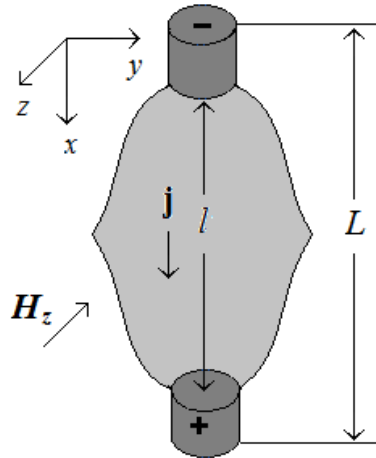


Рис. 1. Условная схема расчетной области открытой дуги

Внешнее поперечное магнитное поле (ВПМП) имеет направление, противоположное оси z , межэлектродное расстояние равно $l = 40$ мм, сила тока $I = 80$ А, радиус и длина графитовых электродов равны 1 мм и 10 мм.

Нестационарная трехмерная система уравнений в приближении частичного локального термодинамического равновесия (ЧЛТР) плазмы может быть записана в следующем виде [3, 6, 7]:

уравнение непрерывности газа тяжелых частиц и электронов:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \text{div}(N_e \mathbf{V}_e) = R_e \quad (2)$$

уравнение сохранения энергии газа тяжелых частиц и электронов:

$$\frac{\partial}{\partial t} [3/2kT(N_i + N_a)] + \text{div}[5/2kT(N_i + N_a)\mathbf{V}] = \text{div}(\lambda \text{grad}T) + B(T_e - T) \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (3/2kT_e + U_i)N_e + \text{div}[(5/2kT_e + U_i)N_e \mathbf{V}_e] = \text{div}(\lambda_e \text{grad}T_e) + \mathbf{j}^2/\sigma - \psi - B(T_e - T) \quad (4)$$

уравнение баланса импульса газа вдоль осей координат x, y, z :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}u) = \text{div}(\mu \text{grad}u) - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu_0(\mathbf{j} \times \mathbf{H})_x + s_x + (\rho - \rho_e)\mathbf{g} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{взм}(\rho \mathbf{M}u) = \text{взм}(\mu \text{кфвм}) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial n} + \mu_0(\mathbf{o} \times \mathbf{P})_n + b_{ln} \quad (6)$$

$$\partial \rho u_i \partial t + \text{взм}(\rho \mathbf{M} u_i) = \text{взм}(\mu \text{пкфв} u_i) - \partial \mathcal{E} \partial y + \mu_0 (\mathbf{o} \times \mathbf{P})_y + b_i \quad (7)$$

уравнения Максвелла и закон Ома в обобщенной форме:

$$\text{кще } \mathbf{Y} = 0 \text{б кще } \mathbf{P} = \mathbf{o} \text{б взм } \mathbf{P} = 0 \text{б} \quad (8)$$

$$\mu_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{P}) + \mathbf{Y} = \mathbf{o} \cdot \sigma + (\mu_0 \mathbf{o} \times \mathbf{P} - \text{пкфв } \mathcal{J}_y) \cdot \dot{y} T_y \quad (9)$$

закон парциальных давлений:

$$P/kT = N_i + N_a + N_e T_e / T. \quad (10)$$

При записи системы уравнений приняты обозначения: t – время, ρ – плотность дуговой плазмы, ρ_∞ – плотность окружающего холодного газа, λ_e – коэффициент теплопроводности газа электронов, λ – коэффициент теплопроводности газа, μ – коэффициент вязкости, σ – коэффициент электропроводности, ψ – коэффициент излучения, N_i , N_a , N_e – концентрация ионов, атомов и электронов, $R_e = (K_i N_e N_a - K_r N_e^2 N_i)$ – скорость генерации электронов, K_i – константа ударной ионизации, K_r – константа трехчастичной рекомбинации, U_i – ионизационный потенциал плазмообразующего газа, $P_e = N_e k T_e$ – парциальное давление электронного газа, k – постоянная Больцмана, B – коэффициент энергообмена между электронами и тяжелыми частицами (атомы, ионы) при соударениях, \mathbf{g} – ускорение свободного падения, q_e – элементарный электрический заряд (электрона), μ_0 – магнитная константа, \mathbf{V} – вектор скорости газа, \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{j} – соответственно векторы напряженности электрического поля, собственного магнитного поля и плотности тока, T – температура газа тяжелых частиц, T_e – температура электронного газа, P – давление, u , v , w – компоненты вектора скорости \mathbf{V} в направлении осей x , y , z , $\mathbf{V}_d = \mathbf{j}/(q_e N_e)$ – вектор скорости дрейфа электронов, $\mathbf{V}_t = -D_a/T_e \text{grad} T_e$ – вектор скорости термодиффузии, $\mathbf{V}_a = -D_a/N_e \text{grad} N_e$ – вектор скорости амбиполярной диффузии, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, $\mathbf{V}_e = \mathbf{V} + \mathbf{V}_d + \mathbf{V}_t + \mathbf{V}_a$ суммарная скорость электронов, s_z , s_y , s_x – вязкие слагаемые.

Принято, что дуговая плазма является однократно ионизованной, квазинейтральной, течение ламинарное, дозвуковое, излучение объемное; вязкой диссипацией энергии, индукционными токами пренебрегается [6]. Приэлектродные процессы не рассматриваются. Коэффициенты переноса и свойства плазмы аргона являются функциями температуры электронов и тяжелых частиц и рассчитываются в соответствии с методикой [6].

Электромагнитная часть задачи решается с использованием скалярного потенциала электрического поля φ и векторного магнитного потенциала \mathbf{A} . Используя известные соотношения $\mathbf{E} = -\text{grad} \varphi$, $\text{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}$, закон Ома, закон неразрывности электрического тока $\text{div} \mathbf{j} = 0$ и уравнения Максвелла, получим уравнения для расчета скалярного потенциала φ и компонент векторного потенциала A_z , A_y , A_x , которые имеют вид:

$$\text{div}(\sigma \text{grad} \varphi) = \text{div}[\sigma \mu_0 (\mathbf{V} \times \mathbf{H}) - \sigma (\mu_0 \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \text{grad} P_e)/q_e N_e] \quad (11)$$

$$\text{div}(\text{grad} A_x) = -j_x, \text{div}(\text{grad} A_y) = -j_y, \text{div}(\text{grad} A_z) = -j_z \quad (12)$$

Отметим, что в работе [7] предложена математическая модель, которая позволяет описывать процессы в канале МГД-устройства с коническим осесимметричным каналом, не прибегая при этом к решению сложных дифференциальных уравнений.

Исходная система уравнений (1–12) для рассчитываемых переменных после несложных преобразований может быть записана согласно известной методике [8] в виде дифференциального уравнения:

$$\partial \alpha \rho \Phi / \partial t + \text{div}(\beta \rho \mathbf{V} \Phi) = \text{div}(\gamma \text{grad} \Phi) + \delta, \quad (13)$$

где Φ – одна из переменных: A_z , A_y , A_x , φ , w , v , u , T , T_e , N_e , коэффициенты α , β , γ , δ зависят от смысла переменной Φ .

Дискретизация нестационарного обобщенного дифференциального уравнения (13) проводится по неявной разностной схеме методом контрольного объема [8], численное решение конечно-разностного аналога проводится методом Зейделя-Гаусса с применением нижней релаксации. Используется метод фиктивных областей [9], адаптированный для расчета характеристик электрической дуги [10].

Граничные и начальные условия. Во входном $x = 0$ и выходном сечениях $x = L$ (см. рис. 1) для расчетных характеристик дуги задаются условия $\partial \Phi / \partial x = 0$ гладкого сопряжения с внешней средой. Потенциал электрического поля φ рассчитывается из условия протекания тока по нормали к токоведущим торцевым поверхностям электродов. Температура и концентрация электронов равна температуре T_e^{\min} и концентрации N_e^{\min} «холодного» не ионизованного газа: $T_e = T_e^{\min} = 3$ кК, $N_e = N_e^{\min} = 10^{17}$ м⁻³. На боковых поверхностях расчетной области течение электрического тока отсутствует, характеристики определяются из условия $\partial \Phi / \partial \mathbf{n} = 0$ гладкого сопряжения с внешней средой (где \mathbf{n} – нормаль к боковой поверхности). При постановке начальных условий при $t = 0$ полагается, что между электродами есть токопроводящая высокотемпературная ($T = 10$ кК) зона в форме цилиндра с неподвижным газом.

Вычисления проводятся на сетке с постоянным шагом $\Delta = 1$ мм, число узлов расчетной области в направлениях осей x , y , z (см. рис. 1) составляет $61 \times 101 \times 41$ соответственно, значение временного шага полагалось равным $\tau = 10^{-4}$ с.

Обсуждение результатов расчета. Расчеты выполнены в диапазоне значений $H_z = 0,5 \div 1,5$ кА/м. В течение первых 30 мс расчет проводится без внешнего магнитного поля $H_z = 0$. К моменту $t = 30$ мс характеристики дуги вышли на стационарный режим, начиная с момента времени $t = 30$ мс прикладывается внешнее поперечное магнитное поле $H_z = 0,5$ кА/м. На рис. 2 показаны типичные распределения поля температуры плазмы.

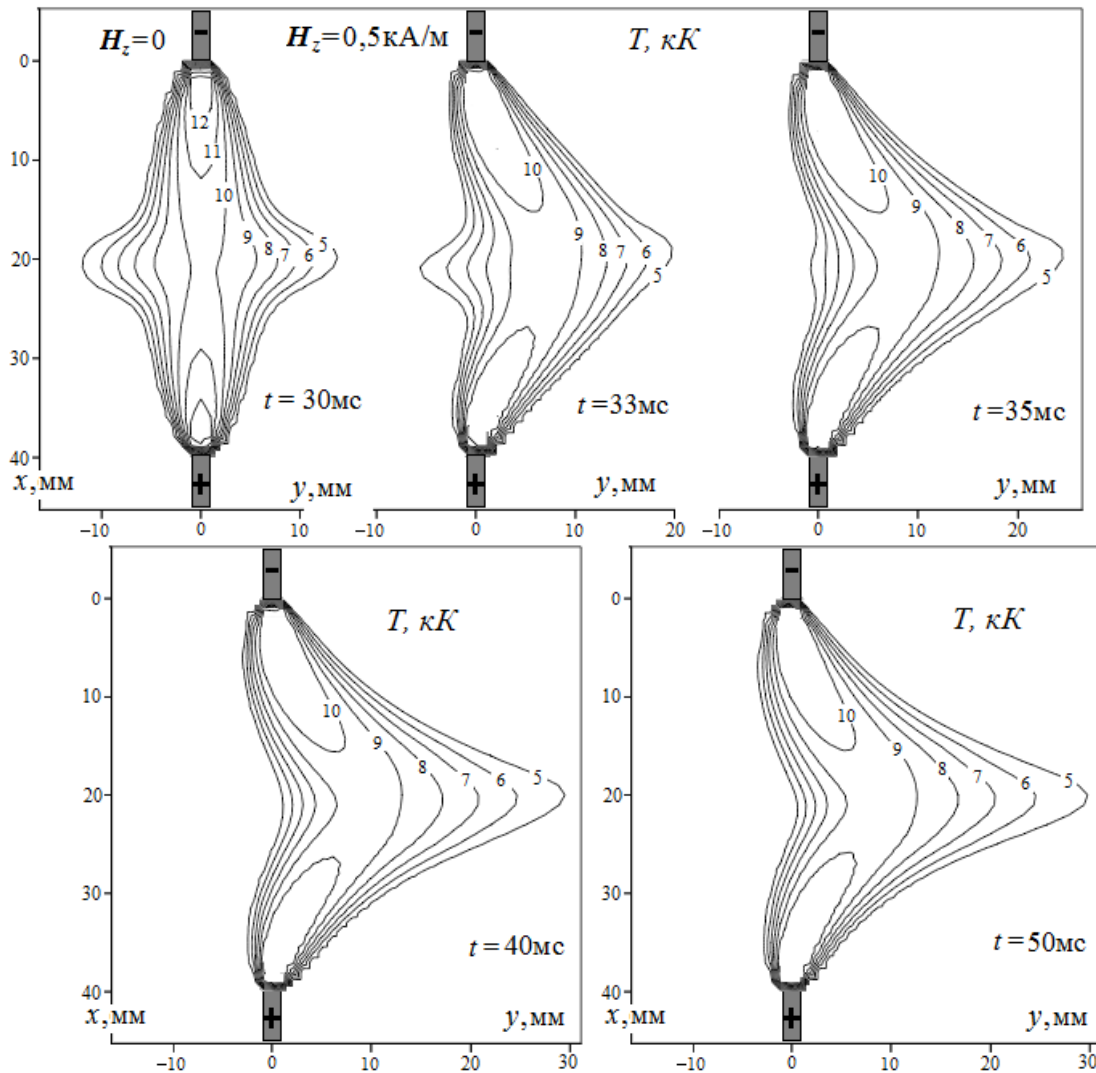


Рис. 2. Эволюция поля температуры T плазмы в различные моменты времени t . $H_z = 0,5$ кА/м

Поясним, что распределения приведены в вертикальной плоскости $X-Y$ в среднем сечении при $z = Z/2$. Взаимодействие токопроводящего дугового канала с внешним поперечным магнитным полем порождает пондеромоторную силу $f \sim \mathbf{j} \times (\mathbf{H} + H_z)$, направленную в данном случае преимущественно вдоль оси y (правило левой руки). В результате происходит смещение токопроводящего канала в том же направлении (напомним, что в модели за направление электрического тока принято движение электронов от катода « \leftarrow » к аноду « \rightarrow »). Анализ результатов показывает, что столб дуги деформируется, но разрыва столба дуги не происходит. После момента времени $t = 50$ мс изменений расчетных характеристик не происходит, дуга выходит на стационарный режим.

С увеличением значения H_z от 0,5 до 1 кА/м усиливается деформация столба дуги. На рис. 3 для значения $H_z = 1$ кА/м показаны типичные распределения температуры. Начиная с момента времени $t = 70$ мс, дуга выходит на стационарный режим горения. Видно, что при значении внешнего магнитного поля $H_z = 1$ кА/м разрыва дуги еще не происходит.

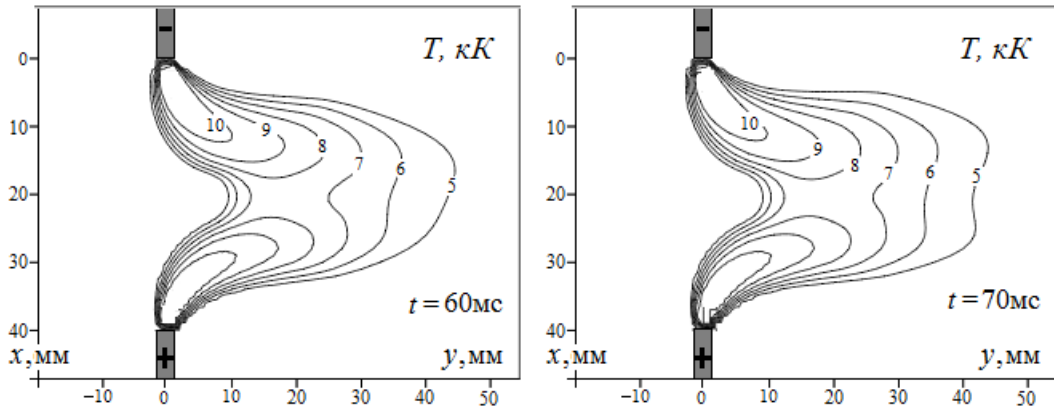


Рис. 3. Поле температуры T в различные моменты времени; $H_z = 1$ кА/м

Характер протекающих процессов качественно меняется при увеличении внешнего магнитного поля до значения $H_z = 1,5$ кА/м. В этом случае наблюдается периодический разрыв дугового столба и его последующее шунтирование, как показано на рис. 4.

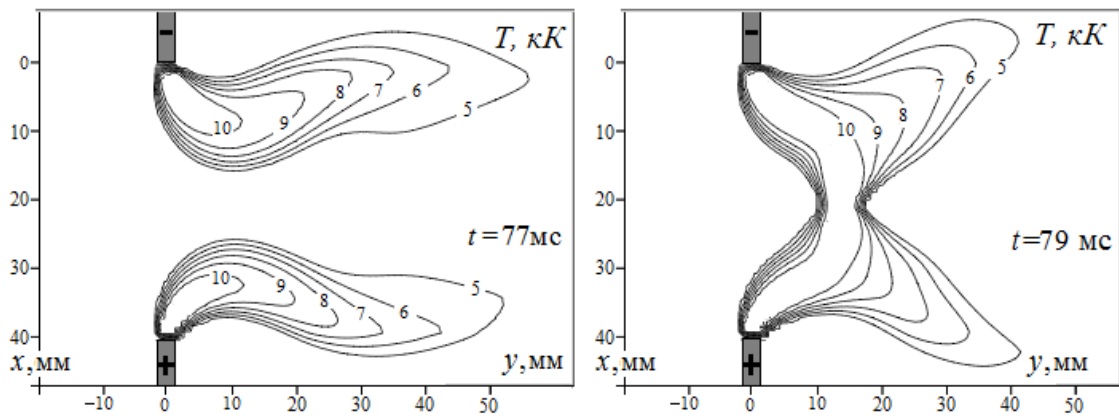


Рис. 4. Температура T плазмы в момент $t = 77$ мс разрыва столба дуги и его последующего $t = 79$ мс шунтирования. $H_z = 1,5$ кА/м

Наконец, при увеличении значения до $H_z = 2$ кА/м наблюдается окончательный разрыв столба дуги (рис. 5).

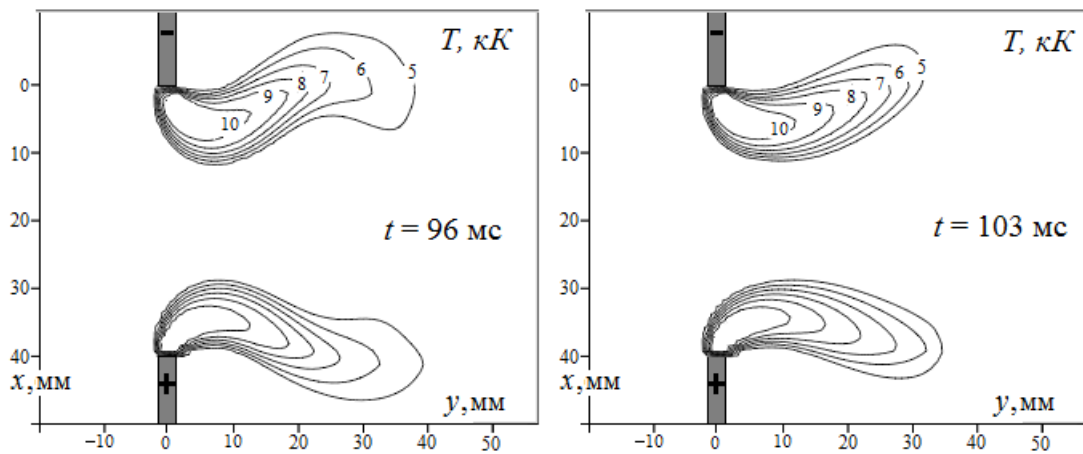


Рис. 5. Температура T плазмы после разрыва столба дуги. $H_z = 2$ кА/м

Заключение. В рамках нестационарной трехмерной математической модели в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы, выполнен расчет электрической дуги во

внешнем поперечном однородном магнитном поле. Установлено, что при некотором критическом значении внешнего магнитного поля наблюдается разрыв столба дуги и ее гашение. Результаты математического моделирования качественно согласуются с опытными наблюдениями [1] и позволяют прогнозировать поведение дуги, не прибегая к сложному эксперименту.

Литература

1. *Брон О. Б., Сушков Л. К.* Потоки плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов. – Л.: Энергия, 1975. – 211 с.
2. *G. Xu, J. Hu and Tsai H. L.* // Three-dimensional modeling of the plasma arc in arc welding. *J. App. Phys.* 104, 103301, 2008.
3. *Чередниченко В. С., Аньшаков А. С., Кузьмин М. Г.* Плазменные электротехнологические установки. – Новосибирск: НГТУ, 2005. – 508 с.
4. *Михайлов А. А., Базуева С. А.* Формирование фрактальной модели магнитоплазменного электродинамического ускорителя // *Инженерный вестник Дона*, 2015, № 3, [Электронный ресурс]. Режим доступа: URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n3y2015/3121.
5. *Энгельшт В. С., Гурович В. Ц., Десятков Г. А. и др.* Низкотемпературная плазма, т. 1. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, 1990. – 374 с.
6. *Урусов Р. М., Урусова, И. Р.* Нестационарная трехмерная модель электрической дуги, ч. 1. Математическая модель и результаты тестирования // *Теплофизика и аэромеханика*, 2014. т. 21, № 1. С. 121–134.
7. *Хайруллин И. Х., Камалов Ф. А.* Математическое моделирование процессов в канале МГД-устройства с коническим осесимметричным каналом // *Инженерный вестник Дона*, 2012, № 4, [Электронный ресурс]. Режим доступа: URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p2y2012/1444.
8. *S. V. Patankar* Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publ. Corp., New York, 1980.
9. *Смагулов Ш., Сироченко В. П., Орунханов М. К.* Численное исследование течений жидкости в нерегулярных областях. Алматы, 2001. 276 с.
10. *Урусов Р. М., Урусова Т. Э.* Применение метода фиктивных областей для расчета характеристик электрической дуги // *М.: Теплофизика высоких температур*, 2004. т. 42. № 3. С. 374–382.