УДК 537.527

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ВИНТОВОЙ ФОРМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Урусова Индира Руслановна, *к.ф.-м.н., и.о.доцента КГЮА, Кыргызстан, 720001, г.Бишкек, пр. Чуй 180А. Тел: 0700 54-02-02, e-mail: moon4ik_29@mail.ru, ORCID ID 0000-0003-2898-1069*

Аннотация. Выполнено компьютерное моделирование открытого электродугового разряда постоянного тока, горящего во внешнем однородном аксиальном магнитном поле. Показано, что винтовая формы дуги обусловлена несимметричным воздействием силы Ампера, смещающей поперечные сечения дуги относительно центральной оси разряда. Сечения дуги вращаются вокруг центральной оси с различной скоростью. На начальном участке со стороны катода скорость вращения уменьшается вниз по потоку, по мере приближения к аноду скорость вращения возрастает. Такой характер конвективного теплопереноса формирует винтовую форму столба дуги.

Ключевые слова: электрическая дуга, винтовая форма электрической дуги, внешнее аксиальное магнитное поле, низкотемпературная плазма.

NUMERICAL STUDIES OF FORMATION MECHANISMS OF A SCREW FORM OF ELECTRIC ARC

Urusova Indira Ruslanovna*, Ph.D., Docent of Kyrgyz State Law Academy, Kyrgyzstan, 720001, Bishkek, Chui Avenue 180A. 0700 54-02-02, e-mail: moon4ik_29@mail.ru, ORCID ID 0000-0003-2898-1069*

Abstract. In this article was performed a computer simulation of an open arc discharge of direct current, burning in an external uniform axial magnetic field. It is shown that the screw shape of the arc is due to the asymmetric effect of the Ampere force shifting the arc cross sections relative to the central axis of the discharge. Sections of the arc rotate around the central axis at different speeds. In the initial part of the cathode, the rotational speed decreases downstream, as the anode approaches the rotational speed increases. Such character of convective heat transfer forms the screw shape of the arc column.

Key words: electric arc, screw form of electric arc, external axial magnetic field, low temperature plasma.

ВВЕДЕНИЕ.

Как известно, что во внешнем аксиальном магнитном поле (ВАМП) протяженная электрическая дуга длиной в несколько сантиметров и более может терять устойчивость и отклоняться от цилиндрической симметрии [1–3]. В результате деформации столб электрической дуги может принимать винтовую форму [4, 5].

Для численного моделирования винтовой формы дуги в работе [6] предложен схемный аналог флуктуаций температуры электронов. В [7] выполнен расчет электрической дуги постоянного тока $I = 40$ А длиной $L = 30$ мм при величине ВАМП $H_x^{Ext} = 10$ кА/м. Приведено описание факторов, формирующих винтовую форму столба дуги.

Целью настоящей работы является дальнейшее исследование открытой электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле и анализ механизмов формирования винтовой пространственной формы дуги при других значениях параметров разряда L и H_x^{Ext}.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ.

Рассчитывается открытая электрическая дуга постоянного тока I длиной L в аргоне атмосферного давления в однородном внешнем аксиальном магнитном поле H^{Ext}. Нестационарная трехмерная система уравнений электрической дуги в приближении модели частичного локального термодинамического равновесия плазмы может быть записана в следующем виде [6 – 8]:

уравнение непрерывности газа тяжелых частиц

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \qquad (1)$$

уравнение непрерывности газа электронов

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \mathrm{div}(N_e \mathbf{V_e}) = R_e \qquad (2)$$

уравнение баланса энергии газа электронов

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2} kT_e N_e\right) + \mathrm{div}\left(\frac{5}{2} kT_e N_e \mathbf{V_e}\right) = \mathrm{div}(\lambda_e \mathrm{grad} T_e) + \mathbf{j}^2/\sigma - \psi - B(T_e - T) - U_i R_e, \qquad (3)$$

уравнение баланса энергии газа тяжелых частиц:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{3}{2} kT(N_i + N_a) + \mathrm{div}\left(\frac{5}{2} kT(N_i + N_a)\mathbf{V}\right) = [\mathrm{div}(\lambda \mathrm{grad} T) + B(T_e - T)], \qquad (4)$$

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

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \mathbf{V} u) = \mathrm{div}(\mu \mathrm{grad} u) - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_x + s_x + (\rho - \rho_\infty)\mathbf{g}, \qquad (5)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \mathbf{V} v) = \mathrm{div}(\mu \mathrm{grad} v) - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_y + s_y, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \mathbf{V} w) = \mathrm{div}(\mu \mathrm{grad} w) - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_z + s_z, \qquad (7)$$

уравнения Максвелла:

$$\mathrm{rot}\ \mathbf{E} = 0,\ \mathrm{rot}\ \mathbf{H} = \mathbf{j},\ \ \mathrm{div}\ \mathbf{H} = 0, \qquad (8)$$

закон Ома в обобщенной форме

$$\mu_0 (\mathbf{V_e} \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma + (\mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) - \mathrm{grad}\, P_e)/q_e N_e, \qquad (9)$$

закон Дальтона

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

Принято, что дуговая плазма аргона атмосферного давления является однократно ионизованной, квазинейтральной, течение ламинарное, дозвуковое, излучение объемное; вязкой диссипацией энергии пренебрегается, приэлектродные процессы не рассматриваются.

При записи уравнений (1–10) использованы следующие обозначения: t – время, ρ, λ_e, λ, μ, σ, ψ – соответственно плотность газа, теплопроводность электронного газа и газа тяжелых частиц, вязкость, электропроводность, излучение, m – масса атома плазмообразующего газа, N_i, N_a, N_e – концентрации ионов, атомов и электронов соответственно, $R_e = N_e(N_a K_i - N_e N_i K_r)$ – скорость генерации электронов, где K_i, K_r – константы ударной ионизации и трехчастичной рекомбинации соответственно, U_i – потенциал

ионизации плазмообразующего газа, $P_e = N_e k T_e$ – парциальное давление электронов, k – постоянная Больцмана, $B = 3m_e/mk_B\nu_e N_e$ коэффициент обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами при упругих столкновениях, m_e – масса электрона, ν_e – частота столкновений, **g** – вектор ускорения свободного падения, q_e – элементарный заряд, μ_0 – магнитная постоянная, **V**, **E**, **j**, **H**, – соответственно векторы скорости, напряженности электрического поля, плотности электрического тока, напряженности собственного магнитного поля дуги, T, T_e – температура тяжелых частиц и электронов, P – давление, u, v, w – соответственно компоненты вектора скорости в направлениях осей координат x, y, z; $\mathbf{V_d}$, $\mathbf{V_t}$, $\mathbf{V_a}$ – векторы скоростей дрейфа электронов, термо- и амбиполярной диффузии, которые определяются по формулам: $\mathbf{V_d}=\mathbf{j}/(q_e N_e)$, $\mathbf{V_t}=-D_a/T_e \operatorname{grad} T_e$, $\mathbf{V_a}=-D_a/N_e \operatorname{grad} N_e$, где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, $\mathbf{V_e}=\mathbf{V}+\mathbf{V_d}+\mathbf{V_t}+\mathbf{V_a}$ – суммарная скорость электронов, s_x, s_y, s_z – дополнительные к $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u)$, $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v)$, $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w)$ вязкие слагаемые.

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются в соответствии с методикой [8].

Электромагнитная часть задачи решается в переменных φ – **A**, где φ – скалярный потенциал электрического поля $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi$, **A** – векторный потенциал магнитного поля, связанный с **H** соотношением $\operatorname{rot}\mathbf{A}=\mathbf{H}$. Температура неплавящихся электродов определяется из уравнения теплопроводности.

МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ. ГРАНИЧНЫЕ И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ.

Следуя методике [9] система уравнений (1–10) для рассчитываемых переменных после несложных преобразований может быть записана в виде обобщенного уравнения, решение которого проводится методом конечных разностей. Конечно-разностная аппроксимация проводится методом контрольного объема по неявной разностной схеме, динамические переменные «скорость–давление» рассчитываются по алгоритму SIMPLE'R [9]. Используется метод итераций Зейделя–Гаусса с применением нижней релаксации.

Для рассчитываемых переменных граничные условия задаются по периметру расчетной области (рис. 1), начальные условия в момент времени $t = 0$. На внешних границах прямоугольной расчетной области в сечениях *ABCD, EFGH, ABGF, DCHE, CBGH, ADEF* (см. рис.1) значения температуры и концентрации электронов равны значениям температуры $T_e^{\min}$ и концентрации $N_e^{\min}$ «холодного» не ионизованного газа: $T_e = T_e^{\min} = 3$ кК, $N_e = N_e^{\min} = 10^{17}$ м$^{-3}$. Температура тяжелых частиц полагается равной температуре холодного газа $T = 300$ К.

Течение электрического тока отсутствует и потенциал электрического поля φ рассчитывается из условия $\partial\varphi/\partial\mathbf{n} = 0$, где **n** – нормаль к поверхности границы.

На внешней токоведущей торцевой поверхности катода S_c и анода S_a потенциал электрического поля φ рассчитывается из условия протекания электрического тока I по нормали к поверхности.

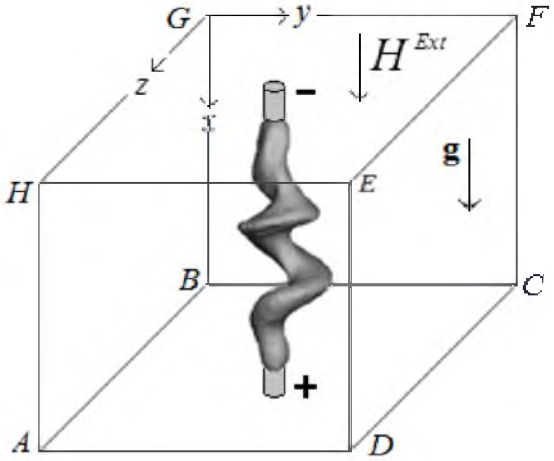

Рис. 1. Схема расчетной области в виде прямоугольного параллелепипеда *ABCDEFGH* в декартовых координатах *x, y, z*.

Такое же условие для φ используется на границе «катод–плазма». Вне катода и анода течение электрического тока отсутствует. Отметим, что в настоящей работе за направление электрического тока I выбрано направление движения электронов от катода (–) к аноду (+).

Компоненты векторного потенциала A_x, A_y, A_z магнитного поля определяются из условия равенства нулю первой производной $\partial\mathbf{A}/\partial\mathbf{n} = 0$ по нормали к границе.

Давление P полагается равным относительному значению P = 1 Па. Компоненты скорости u, v, w определяются из условия равенства нулю второй производной $\partial^2\mathbf{V}/\partial\mathbf{n}^2 = 0$.

Принято, что в начальный момент времени между электродами существует токопроводящая высокотемпературная (T = 9 кК) зона с неподвижным газом в форме цилиндра диаметром, равным диаметру электродов.

Для численного моделирования винтовой формы дуги во внешнем аксиальном магнитном поле в вычислительный алгоритм дополнительно вводится схемный аналог флуктуаций температуры электронов [7].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА.

Проводится расчет открытой дуги при силе тока I = 40 А и длине L = 50 мм. Дуга горит в однородном внешнем аксиальном магнитном поле величиной H^{Ext} = 5 кА/м (см. рис.1). Графитовые электроды диаметром d = 1 мм с торцевой токоведущей поверхностью. До момента времени t = 30 мс, пока характеристики дуги не достигнут стационарное распределение, численный расчет выполнен при т.е. H^{Ext} = 0, то есть без внешнего аксиального магнитного поля. Начиная с момента времени t = 30 мс в компьютерном алгоритме принято, что дуга горит во внешнем магнитном поле величиной H^{Ext} = 5 кА/м.

На рис. 2 приведены поля температуры столба дуги для временного интервала Δt = 31 ÷ 34 мс. Отметим, что на рис. 2 форма дуги представляет 3D-поверхность, которая ограниченна изотермой T = 3 кК. Направление обзора перпендикулярно плоскости x–z. Отсчет в направлении оси x ведется от поверхности катода (–), отсчет в направлениях осей y, z ведется от центральной оси.

Из рис. 2 видно, что столб дуги за время около $\Delta t \approx 3$ мс приобретает винтовую форму. Такая форма является следствием конвективного теплопереноса потокам плазмы.

Характер течения плазмы в показан на рис. 3. Вращение плазмы (рис. 3б,в) в поперечных сечениях обусловлено воздействием силы Ампера $\mathbf{F_A} \sim (j_r \times H^{Ext})$. Вращение плазменных потоков приводит к конвективному переносу тепла и вызывает вращение теплового поля дуги вокруг аксиальной оси дуги.

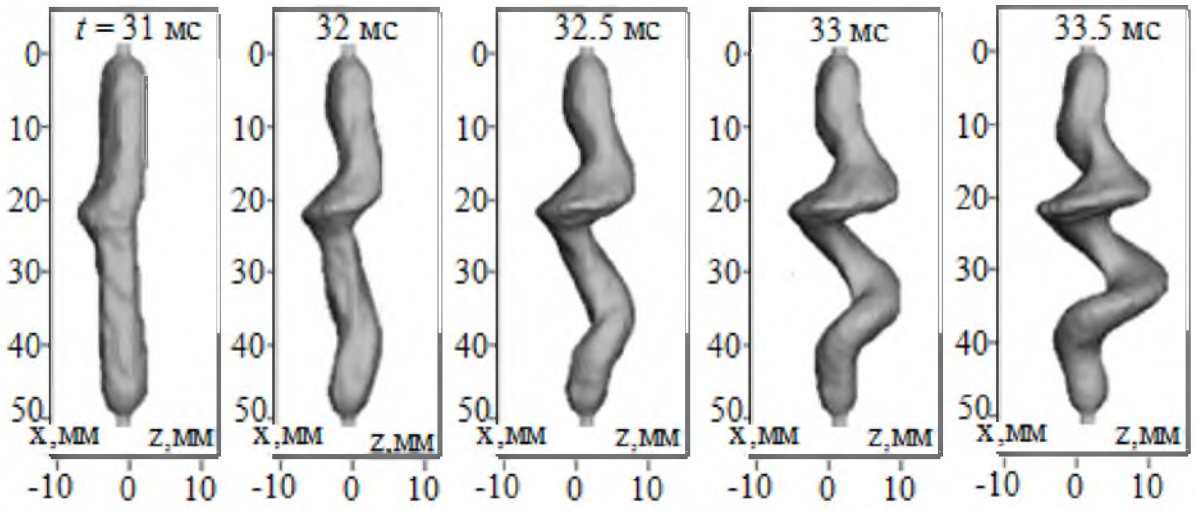

Рис. 2. Эволюция формы дугового столба на интервале Δt = 31 ÷ 33.5 мс. H^{Ext} = 5 кА/м.

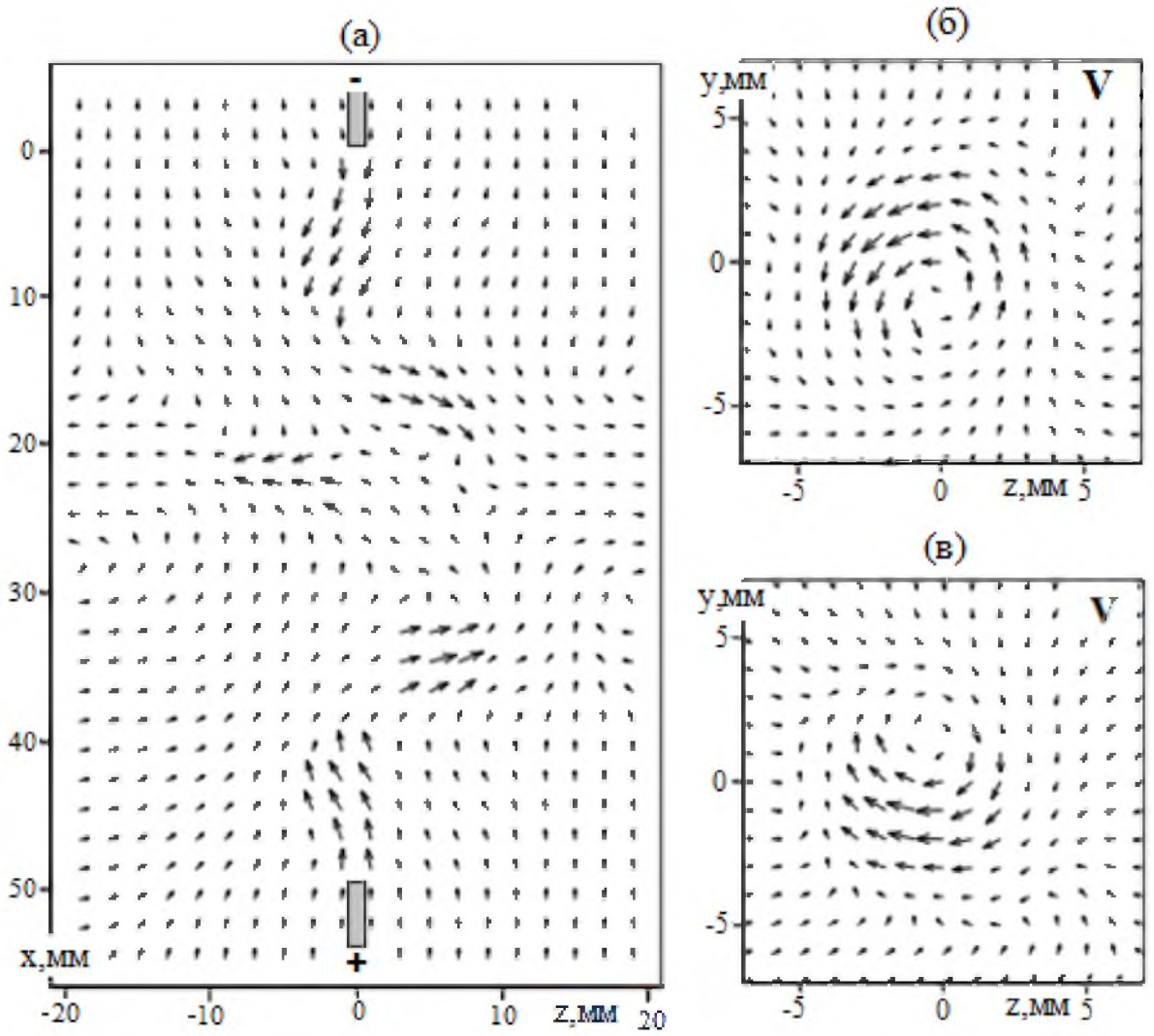

Рис. 3. Центральные фрагменты векторного поля скорости **V** газа:
(а) – в вертикальном сечении *x-z*. (б) – в поперечном сечении *y-z* на расстоянии 5 мм от катода (–), (в) – в поперечном сечении *y-z* на расстоянии 5 мм от анода (+) (ось *x* направлена внутрь рисунка). t = 33 мс.

На рис. 4 показаны поля температуры T в поперечном сечении дуги для различных моментов времени t на интервале Δt = 105 ÷ 107.5 мс. Похожие распределения теплового поля имеются со стороны анода и в целях экономии места не приводятся.

Отметим некоторые особенности вращательного движения дуговой плазмы вокруг оси *x*. Направление вращения потоков плазмы вблизи катода и анода противоположны друг другу. Так, вращение теплового поля дуги со стороны катода происходит против часовой стрелки (см. рис. 3). Но на участке дуги со стороны анода наблюдается противоположное направление вращения – по часовой стрелке.

Такое направление теплопереноса вблизи электродов обусловлено вращательным характером течения плазмы (см. рис. 3б,в) в результате воздействия силы Ампера.

Вторая особенность состоит в том, что в поперечных сечениях дуги скорость вращения плазмы вокруг оси *x* неодинаковая. Например, на расстоянии 5мм от катода (см. рис. 4а) на интервале времени Δt = 105 ÷ 107.5 мс тепловое поле дуги совершает примерно один оборот. Т.е. период обращения на расстоянии 5мм от катода составляет t ≈ 2.5 мс, однако по мере удаления от катода (см. рис. 4б,в,г) период обращения возрастает.

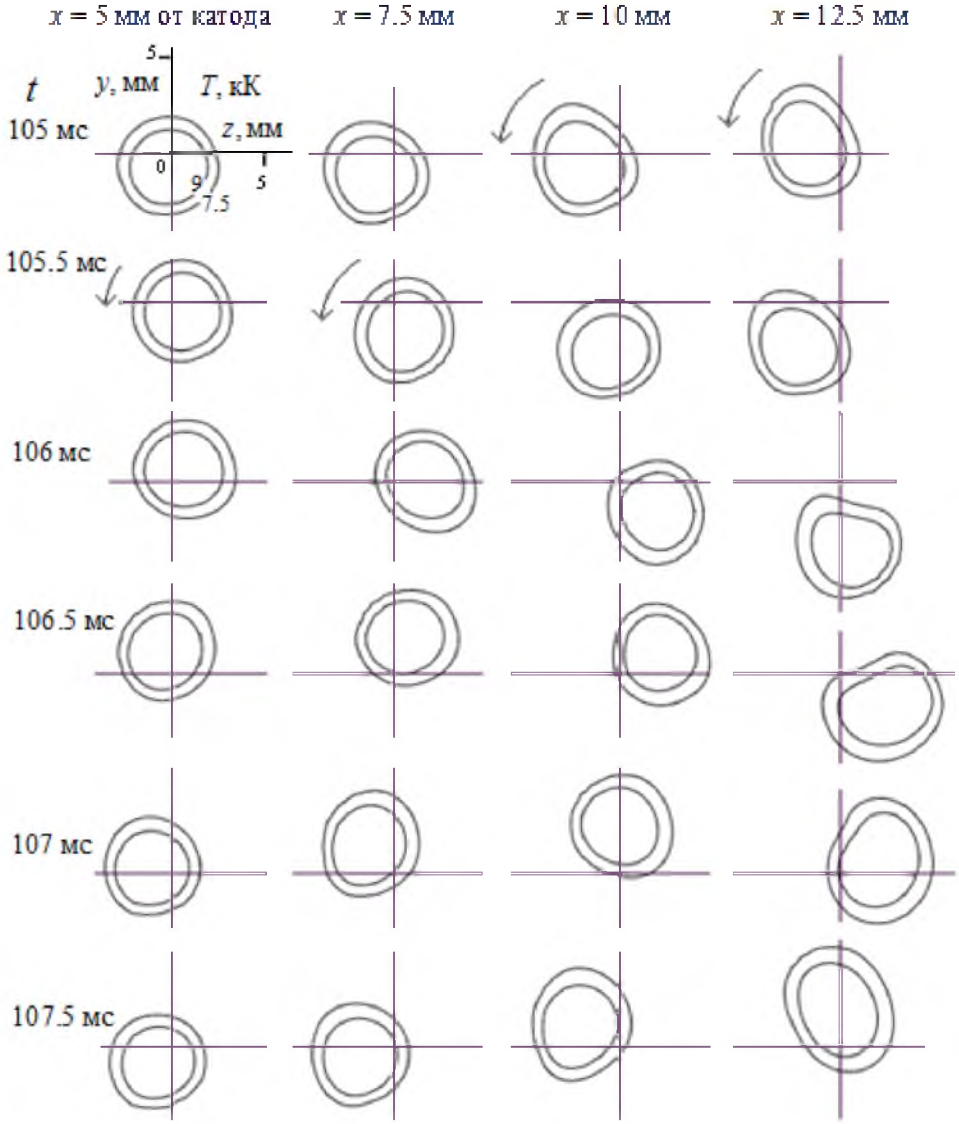

Рис. 4. Распределения температуры T дуги во времени t в поперечных сечениях y-z. Стрелками указано направление вращения плазмы вокруг аксиальной оси дуги.

Таким образом, на начальном участке дуги угловая скорость вращения плазмы вниз по потоку уменьшается. Различие скорости вращения плазмы в поперечных сечениях обусловлено различной величиной электромагнитных сил, которые воздействуют на плазму.

Действительно, вниз по потоку в аксиальном направлении от катода происходит расширение столба дуги. При этом уменьшается плотность электрического тока **j**, в том числе радиальная компонента j_r. Очевидно, что также будет уменьшаться сила Ампера $\mathbf{F_A} \sim (j_r \times H^{Ext})$ и, соответственно, скорость вращения плазмы вокруг оси разряда.

Аналогичная ситуация с различной скоростью вращения плазмы вокруг аксиальной оси x наблюдается на участке дуги со стороны анода, причем по мере приближения к аноду скоростью вращения возрастает.

Таким образом, сечения плазмы, во-первых, смещаются относительно оси дуги в радиальном направлении. Во-вторых, сечения плазмы вращаются вокруг аксиальной оси дуги с различной угловой скоростью. На рис. 5 для момента времени t = 106.5 мс показаны температурные профили дуги (изотерма 7.5 кК) в различных поперечных сечениях y-z. Цифра 1 соответствует расстоянию 5 мм от электрода, 2 – 7.5 мм от электрода, 3 – 10 мм от электрода, 4 – 12.5 мм от электрода. Для наглядности температурные профили наложены друг на друга.

Видно, что участки дуги имеет винтовую пространственную структуру, в данном случае правовинтовой ориентации.

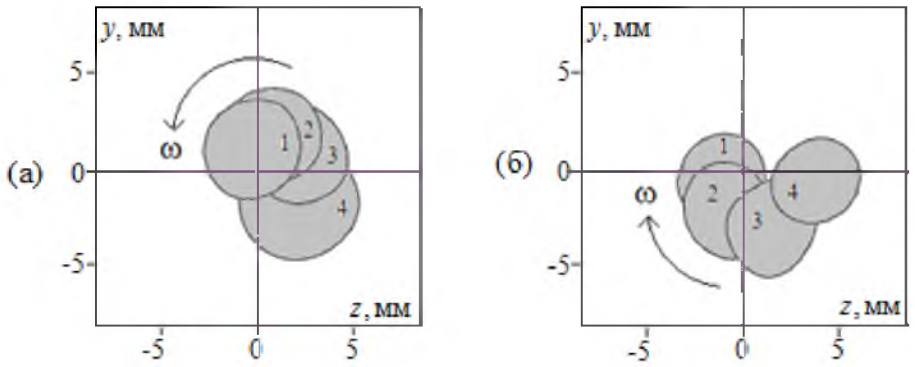

Рис. 5. Профили температуры T дуги в различных поперечных сечениях y-z, (а) – со стороны катода, (б) – со стороны анода. Стрелкой указано направление вращения, $\omega_1>\omega_2>\omega_3>\omega_4$. Ось x направлена внутрь рисунка.

Потоки плазмы вблизи катода и анода, которые имеют противоположное направление вращения, в обоих случаях формируют, тем не менее, одинаковую правовинтовую структуру дуги. Дело в том, что участки дуги вблизи катода и анода отличаются друг от друга. Как уже было сказано выше, в аксиальном направлении от катода скорость вращения плазмы вокруг оси разряда уменьшается, а вращение плазмы происходит против часовой стрелки. Однако по мере приближения к аноду скорость вращения плазмы вокруг оси разряда возрастает. При этом вращение вокруг оси дуги происходит по часовой стрелке. Такой характер течения плазмы и конвективного теплопереноса вблизи анода обусловливает правовинтовую ориентацию столба дуги (рис. 5б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. Выполнено моделирование столба открытой электрической дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле. Показано, что винтовая форма столба дуги обусловлена следующими факторами: не симметричное воздействие силы Ампера смещает поперечные сечения дуги относительно центральной оси разряда в радиальном направлении. При этом сечения плазмы вращаются вокруг центральной оси с различной скоростью. На начальном участке со стороны катода скорость вращения уменьшается вниз по потоку, а по мере приближения к аноду скорость вращения возрастает. В результате такого характера течения и конвективного теплопереноса формируется винтовая структура столба дуги.

Список литературы:

1. Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: Иностранная литература, 1961. 370 с.

2. Лебедев А.Д., Урюков Б.А., Энгельшт В.С. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 7. Сильноточный дуговой разряд в магнитном поле. Новосибирск: Наука, 1992. 267 с.

3. Меккер Г. Причины движения и смещения дуги // ТИИЭР. –1971.–Т. 59, № 4. – С. 4–14.

4. Асиновский Э.И., Кузьмин А.К., Пахомов Е.П. Измерение геометрических параметров винтовой дуги // ТВТ. 1980. Т. 18. № 1. С. 9.

5. Синкевич О.А. Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // ДАН. 1985. Т. 280. № 1. С. 99.

6. Урусов Р.М., Урусова И.Р. Численное моделирование винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле, ТВТ, 2017. Т. 55. № 5. С. 661

7. Урусова И.Р. Особенности гидродинамики и конвективного теплопереноса в открытой электрической дуге во внешнем аксиальном магнитном поле. Бишкек, ИЗВЕСТИЯ КГТУ им.И.Раззакова, 2018, №2(46), с.322-331.

8. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. Новосибирск: Наука, 1990. 374 с.

9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 146 с.