

УДК 537.527

О МЕХАНИЗМАХ ФОРМИРОВАНИЯ ВИНТОВОЙ ФОРМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ ВО ВНЕШНЕМ АКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2019 г. Р. М. Урусов¹, *, И. Р. Урусова¹

¹Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР,
г. Бишкек, Кыргызстан

*E-mail: urusov_rus@mail.ru

Поступила в редакцию 13.06.2018 г.

После доработки 31.08.2018 г.

Принята к публикации 10.10.2018 г.

Проведено численное моделирование открытой электрической дуги постоянного тока во внешнем однородном аксиальном магнитном поле. Для численной реализации винтовой формы столба открытой электрической дуги используется схемный аналог флуктуаций температуры электронов, который генерирует случайным образом асимметрию распределения температуры электронов и, следовательно, других характеристик плазмы. Показано, что формирование винтовой формы столба дуги обусловлено несимметричным воздействием силы Ампера, которая смещает поперечные сечения дуги относительно центральной оси разряда. При этом сечения дуги 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. Такой характер конвективного теплопереноса формирует винтовую форму дуги. Если направление внешнего аксиального магнитного поля совпадает с направлением электрического тока, пространственная ориентация винтовой дуги как целого является правовинтовой. В противном случае наблюдается левовинтовая структура столба дуги. Направления вращения участков дуги со стороны катода и анода противоположны друг другу. Винтовая форма открытой дуги не является постоянной во времени и периодически разрушается. Выявлены два режима разрушения: во-первых, в результате шунтирования витка спирали и, во-вторых, в результате трансформации нескольких витков в один виток. По-видимому, открытая дуга во внешнем аксиальном магнитном поле не может сохранять стабильную и неизменную во времени винтовую форму.

DOI: 10.1134/S0040364419020236

ВВЕДЕНИЕ

Электродуговой разряд во внешних магнитных полях находит широкое применение в различных областях науки и техники [1–3]. Известно, что во внешнем аксиальном магнитном поле протяженная электрическая дуга длиной в несколько сантиметров и более может терять устойчивость и отклоняться от цилиндрической симметрии. В результате деформации столб электрической дуги может принимать винтовую форму [4–6].

Потеря устойчивости и появление винтовой деформации характерна не только для электрической дуги [7–9]. Подобные процессы наблюдаются, например, в тлеющем разряде [10], в плазме термоядерных установок [11, 12]. В связи с этим исследования винтовой деформации электрической дуги имеют научное и практическое значение.

В работах [13, 14] исследуется винтовая форма электрической дуги постоянного тока на основе системы дифференциальных уравнений баланса массы, импульса, энергии и электромагнитных уравнений, записанных в электростатическом

приближении. Решение уравнений проводилось в рамках линейной теории возмущений. Показано стабилизирующее влияние внешнего обдува на столб дуги.

В работе [15] анализируется возможность развития винтовой неустойчивости в плазме канала молнии, способной привести к закручиванию атмосферного воздуха. Аналитическое решение задачи проводится в рамках модели [8]. Получено дисперсионное уравнение, позволяющее установить условия возникновения винтовой неустойчивости.

В рамках нестационарной 3D-модели проведен численный расчет электрической дуги постоянного тока в цилиндрическом канале в однородном внешнем аксиальном магнитном поле [16]. Для численной реализации винтовой формы столба дуги предложен схемный аналог флуктуаций для температуры электронов, который генерирует случайным образом асимметрию распределения температуры электронов и других характеристик плазмы. Результаты расчета согласуются с экспериментом [7].

По сравнению с другими формами дугового разряда, экспериментальные и теоретические исследования винтовой формы дуги во внешнем аксиальном магнитном поле сравнительно немногочисленны. В качестве исходного положения предполагается, что в результате малых случайных отклонений физических параметров дуги от цилиндрического распределения, электромагнитные силы формируют потоки плазмы, которые усиливают деформацию и формируют винтовую форму дуги.

Природа флуктуаций параметров дуги и причины нарушения цилиндрической симметрии могут быть различными. Например, эксперименты [17] показывают, что катодное пятно может совершать беспорядочные движения по поверхности электрода, при этом на поверхности могут существовать одновременно два и более автономных пятна. Как следствие, характеристики столба дуги также могут испытывать флуктуации.

Вместе с тем на сегодняшний день остаются до конца неясными физические факторы, обуславливающие формирование именно винтовой формы столба дуги. Целью настоящей работы являются проведение численного расчета открытой электрической дуги постоянного тока, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле, и анализ механизмов формирования винтовой пространственной формы электрической дуги.

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 в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы может быть записана в следующем виде [3, 16, 18]:
уравнения непрерывности тяжелых частиц и электронов

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

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

уравнения баланса энергии электронов и тяжелых частиц

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} k T_e N_e \right) + \text{div} \left(\frac{5}{2} k T_e N_e \mathbf{V}_e \right) = \\ & = \text{div}(\lambda_e \text{grad} T_e) + \mathbf{j}^2 / \sigma - \psi - B(T_e - T) - U_i R_e, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \frac{3}{2} k T (N_i + N_a) + \text{div} \left(\frac{5}{2} k T (N_i + N_a) \mathbf{V} \right) = \\ & = [\text{div}(\lambda \text{grad} T) + B(T_e - T)]; \end{aligned} \quad (4)$$

уравнения баланса импульса газа вдоль осей координат x, y, z

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

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(r \mathbf{V} v) = \text{div}(\mu \text{grad} v) - \\ & - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_y + s_y, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} w) = \text{div}(\mu \text{grad} w) - \\ & - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_z + s_z; \end{aligned} \quad (7)$$

уравнения Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad \text{div} \mathbf{H} = 0; \quad (8)$$

закон Ома в обобщенной форме

$$\begin{aligned} & \mu_0 (\mathbf{V}_e \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} = \\ & = \mathbf{j} / \sigma + (\mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) - \text{grad} P_e) / q_e N_e; \end{aligned} \quad (9)$$

закон Дальтона

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

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; $\rho, \lambda_e, \lambda, \mu, \sigma, \psi$ – соответственно плотность газа, теплопроводность электронного газа и газа тяжелых частиц, вязкость, электропроводность, плотность излучения; 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; $P_e = N_e k_B T_e$ – парциальное давление электронов; k_B – постоянная Больцмана; $B = 3m_e / m k_B v_e N_e$ – коэффициент обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами при упругих столкновениях; m_e – масса электрона; v_e – частота столкновений; \mathbf{g} – вектор ускорения свободного падения; q_e – элементарный заряд; μ_0 – магнитная постоянная; $\mathbf{V}, \mathbf{E}, \mathbf{j}, \mathbf{H}$, – соответственно векторы скорости, напряженности электрического поля, плотности электрического тока, напряженности собственного магнитного поля дуги; T, T_e – температуры тяжелых частиц и электронов; P – давление; u, v, w – соответственно компоненты вектора скорости в

направлении осей координат x, y, z ; $\mathbf{V}_d = \mathbf{j}/(q_e N_e)$, $\mathbf{V}_t = -(D_a/T_e) \text{grad } T_e$, $\mathbf{V}_a = -(D_a/N_e) \text{grad } N_e$ – векторы скоростей дрейфа электронов, термо- и амбиполярной диффузии, 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 $\text{div}(\mu \text{grad } u)$, $\text{div}(\mu \text{grad } v)$, $\text{div}(\mu \text{grad } w)$ вязкие слагаемые.

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются в соответствии с методикой [18].

Электрическое и магнитное поля выражаются через соответствующие скалярный Φ и векторный \mathbf{A} потенциалы: $\mathbf{E} = -\text{grad } \Phi$, $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$. Используя обобщенный закон Ома, условие сохранения электрического тока $\text{div } \mathbf{j} = 0$ и уравнения Максвелла, приведем уравнения для расчета Φ и компонент A_x, A_y, A_z к следующему виду:

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

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

По рассчитанным значениям Φ, A_x, A_y, A_z численным дифференцированием вычисляются компоненты векторов плотности тока и напряженности магнитного поля.

Температура неплавящихся электродов определяется из уравнения теплопроводности

$$\partial(\rho c T)/\partial t = \text{div}(\lambda \text{grad } T) + \mathbf{j}^2/\sigma \quad (13)$$

где $\rho = 1.6 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c = 2000 \text{ Дж/(кг К)}$, $\lambda = 50 \text{ Вт/(м К)}$, $\sigma = 5 \times 10^4 \text{ (Ом м)}^{-1}$ – плотность, удельная теплоемкость, теплопроводность и электропроводность графита. Теплофизические свойства графита (средние значения) определялись по справочным данным и приняты независимыми от температуры. Отметим, что использование в численных расчетах постоянных значений теплофизических свойств графита практически не влияет на результаты расчета характеристик дуги.

МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ. ГРАНИЧНЫЕ И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Следуя методике [19] система уравнений (1)–(13) после несложных преобразований может быть записана в виде обобщенного уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \beta \rho u \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \beta \rho v \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \beta \rho w \Phi}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \delta, \end{aligned} \quad (14)$$

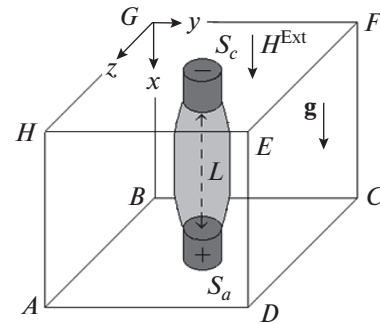


Рис. 1. Схема расчетной области в виде прямоугольного параллелепипеда $ABCDEFGH$ в декартовых координатах x, y, z : штриховая линия – центральная ось дуги.

где Φ – одна из неизвестных: $N_e, T_e, T, u, v, w, \Phi, A_x, A_y, A_z$. Значения коэффициентов $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ зависят от смысла переменной Φ .

Численное решение (14) проводится методом конечных разностей, конечно-разностная аппроксимация осуществляется методом контрольного объема по неявной разностной схеме, динамические переменные “скорость–давление” рассчитываются в рамках алгоритма SIMPLE’R [19]. В результате интегрирования по контрольному объему исходная система уравнений приводится к системе алгебраических уравнений, которая затем решается итерационным методом Зейделя–Гаусса с применением нижней релаксации.

Итерационная погрешность $\varepsilon = |(\Phi_k - \Phi_{k-1})/\Phi_k - 1|$ для тепловых и динамических характеристик задавалась равной 10^{-3} и 10^{-4} соответственно, для электромагнитных характеристик $\varepsilon = 10^{-6} - 10^{-5}$ (Φ_k, Φ_{k-1} – значения переменной на k и $k - 1$ итерациях внутреннего цикла в момент времени t). Указанные значения ε обеспечивали достижение асимптотического характера изменения погрешности.

Нестационарное дифференциальное уравнение (14) является уравнением эллиптического типа по пространственным координатам и параболического типа по временной координате. Для рассчитываемых переменных граничные условия задаются по периметру расчетной области (рис. 1) и начальные условия в момент времени $t = 0$.

Для расчета характеристик в нерегулярной области, включающей в себя дугую плазму и электроды, используется метод фиктивных областей, адаптированный для расчета электрической дуги [20]. В настоящей работе для расчета открытой дуги используются граничные и начальные условия, во многом аналогичные модели [16].

На внешних границах прямоугольной расчетной области в сечениях $ABCD, EFGH, ABGF, DCHE, CBGH, ADEF$ (см. рис. 1) значения темпе-

ратуры и концентрации электронов равны значениям температуры T_e^{\min} и концентрации N_e^{\min} “холодного” неионизованного 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.

Электрический ток отсутствует и потенциал электрического поля ϕ рассчитывается из условия $d\phi/d\mathbf{n} = 0$, где \mathbf{n} – нормаль к поверхности границы. На внешней токоведущей торцевой поверхности катода S_c и анода S_a потенциал ϕ рассчитывается из условия протекания тока I по нормали к поверхности. Такое же условие для ϕ используется на границе “катод–плазма”. Вне катода и анода течение электрического тока отсутствует. 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 $dA/d\mathbf{n} = 0$ по нормали к границе.

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

Используемая математическая модель не может рассчитать физические явления непосредственно с момента зажигания дуги. В этой связи интервал времени, когда между электродами формируется высокотемпературный токопроводящий канал, не входит в вычислительный процесс. С учетом сказанного в вычислительном алгоритме принято, что между электродами существует токопроводящая высокотемпературная ($T = 9$ кК) зона с неподвижным газом в форме цилиндра диаметром, равным диаметру электродов.

СХЕМНЫЙ АНАЛОГ ФЛУКТУАЦИЙ

Для численного моделирования винтовой формы дуги во внешнем аксиальном магнитном поле в вычислительный алгоритм дополнительно вводится схемный аналог флуктуаций температуры электронов. Схемный аналог флуктуаций является искусственным приемом, который генерирует случайным образом асимметрию распределения температуры электронов. Как следствие, возникает асимметрия распределения других характеристик дуги.

Подробное описание приведено в [16]. В настоящей работе используется модифицированный по сравнению с [16] схемный аналог флуктуаций. Пусть в процессе вычислений в какой-либо узловой точке с индексами (i, j, k) температура электронов T_e оказывается меньше температуры электропроводности плазмы T_σ , т.е. выполняется

условие $T_e < T_\sigma$. Тогда температура электронов в данной узловой точке и прилегающих к ней четырех соседних узловых точках $(i, j - 1, k), (i, j + 1, k), (i, j, k - 1), (i, j, k + 1)$ приравнивается минимальному значению $T_e = T_e^{\min}$. В противном случае при выполнении условия $T_e \geq T_\sigma$ вновь рассчитанное значение T_e в узловой точке (i, j, k) сохраняется неизменным. Проверка проводится только для узловых точек в плоскости $y - z$. В аксиальном направлении по оси $x(i)$ проверка указанного выше условия не проводится.

Численное значение T_σ задается близким к реальному значению для плазмы аргона атмосферного давления и принято равным 3.5 кК (см. обзор [18]).

Таким образом, для каждой узловой точки схемный аналог флуктуаций температуры электронов дуговой плазмы определяется следующими условиями:

$$\begin{cases} \text{если } T_e < T_\sigma, \text{ то } T_e = T_e^{\min}, \\ \text{если } T_e \geq T_\sigma, \text{ то } T_e = T_e. \end{cases} \quad (15)$$

Условия (15) проверяются на каждой итерации на протяжении всего расчета. Физический смысл схемного аналога флуктуаций является достаточно ясным: вблизи токопроводящей границы дуги в отдельных узловых точках расчетной области случайным образом температура электронов уменьшается на величину $\Delta T = T_\sigma - T_e^{\min} = 0.5$ кК.

Отметим, что была проведена серия тестовых расчетов с целью определить влияния величины ΔT на формирование винтовой формы столба дуги. При неизменной температуре электропроводности плазмы $T_\sigma = 3.5$ кК в численных расчетах использовались различные значения $T_e^{\min} = 3100, 3200$ и 3300 К. Тогда $\Delta T = T_\sigma - T_e^{\min} = 0.4, 0.3$ и 0.2 кК соответственно. Анализ результатов расчета показал, что в этих случаях винтовой формы столба дуги не наблюдалось. Таким образом, для моделирования флуктуаций, нарушающих цилиндрическую симметрию и формирующих винтовую форму столба дуги, величина $\Delta T = T_\sigma - T_e^{\min}$ должна быть не меньше 0.5 кК.

Вычислительный эксперимент показал также, что T_σ не обязательно задавать равным именно 3.5 кК. Его следует задавать близким к реальному значению для плазмы аргона атмосферного давления $T_\sigma \approx 3.5 - 4$ кК [18]. Соответственно, как отмечалось выше, значение T_e^{\min} должно быть равным $T_e^{\min} = T_\sigma - \Delta T$, где $\Delta T = 500$ К. Например, при $T_\sigma = 4$ кК и $T_e^{\min} = 3.5$ кК в результате воздействия схемного аналога флуктуаций (15) также формируется винтовая форма дуги.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Рассчитывается открытая электрическая дуга силой тока $I = 40$ А и длиной $L = 50$ мм, горящая в однородном внешнем аксиальном магнитном поле $H^{\text{Ext}} = 5$ кА/м (см. рис. 1). Задавая значение H^{Ext} следует учитывать, что при заданных внешних параметрах дуги нарушение цилиндрической симметрии и формирование винтовой формы происходит только при значении H^{Ext} , превышающем некоторое критическое значение H_{cr} внешнего аксиального магнитного поля (см., например, [5, 8]). В настоящей работе величина $H^{\text{Ext}} = 5$ кА/м выбрана по результатам предварительных расчетов, выполненных для различных значений H^{Ext} . Так, при указанных выше токе I , длине дуги L и диаметре электродов d винтовая форма дуги при $H^{\text{Ext}} = 1$ кА/м практически не наблюдалась. Однако при увеличении внешнего магнитного поля до $H^{\text{Ext}} = 2$ кА/м цилиндрическая симметрия нарушалась и формировалась винтовая форма столба дуги. Это позволяет сделать вывод, что при указанных внешних параметрах разряда критическое значение внешнего аксиального магнитного поля составляет около 2 кА/м. В связи с этим в расчетах выбрано значение $H^{\text{Ext}} = 5$ кА/м, которое заведомо превышает H_{cr} .

В модели рассматриваются графитовые сварочные электроды одинакового радиуса с торцевой токоведущей поверхностью. Для графитовых электродов известна эмпирическая зависимость [21] диаметра катода d от силы тока: $I [\text{A}] = (40-45) d [\text{мм}]$. Согласно этой зависимости, для тока дуги 40 А диаметр электродов принят равным 1 мм.

Расчеты проводятся на прямоугольной сетке с постоянным шагом, одинаковым во всех направлениях $\Delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.5$ мм. Временной шаг $\tau = 10^{-4}$ с, число узловых точек расчетной области в направлениях осей x, y, z составляет $121 \times 101 \times 101$.

Вначале до выхода характеристик дуги на стационарный режим расчет проводится без внешнего аксиального магнитного поля, $H^{\text{Ext}} = 0$. На рис. 2а приведена расчетная форма столба дуги в момент времени $t = 30$ мс, когда достигнут стационарный режим. Поясним, что отсчет в направлении оси x ведется от поверхности катода (–), в направлениях осей y, z – от центральной оси.

На рис. 2а и последующих направление обзора столба дуги перпендикулярно плоскости $x-z$. Столб дуги является практически осесимметричным, и имеет плазменный диск в среднем сечении. Такая форма дуги хорошо известна и обусловлена гидродинамикой течения плазмы [1, 2].

На рис. 2б показана картина течения плазмы в вертикальном среднем ($y = 0$) сечении $x-z$. Окружающий газ вовлекается в столб дуги вблизи катода и анода, прогревается и движется в аксиальном направлении. В результате воздействия

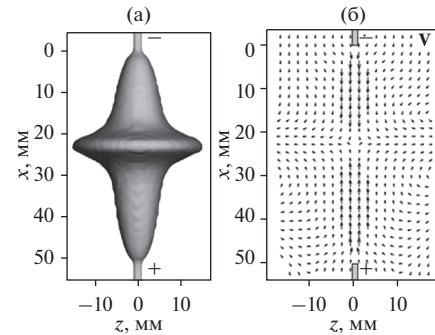


Рис. 2. Расчетные данные после выхода на стационарный режим: (а) – 3D-поверхность столба дуги, ограниченная изотермой $T = 5$ кК, (б) – векторное поле скорости V (масштаб векторов не выдержан).

собственных электромагнитных сил в местах сужения столба дуги вблизи катода и анода (пинч-эффект) формируются потоки плазмы, направленные навстречу друг другу. Для рассчитываемой электрической дуги скорость аксиальных потоков плазмы в приосевой области достигает 22 м/с. В среднем сечении между электродами потоки плазмы сталкиваются и газ растекается в радиальном направлении в окружающее пространство.

Рассмотрим результаты расчета дуги во внешнем аксиальном магнитном поле, но без применения схемного аналога флуктуаций (15). Анализ показывает, что в этом случае столб дуги по-прежнему сохраняет практически осесимметричную форму. Расчетные характеристики аналогичные показанным на рис. 2, и винтовой структуры не наблюдается.

Вместе с тем во внешнем аксиальном магнитном поле появляется вращательное движение плазмы вокруг продольной оси дуги, обусловленное воздействием силы Ампера на токоведущую плазму. На начальном участке со стороны катода столб дуги вниз по потоку несколько расширяется. В этом случае радиальная компонента $j_r(j_y, j_z)$ плотности электрического тока \mathbf{j} направлена от центральной оси дуги к периферии (рис. 3а). Напомним, что в математической модели за направление электрического тока принято направление от катода (–) к аноду (+).

Взаимодействие радиальной компоненты j_r плотности тока с внешним аксиальным магнитным полем порождает силу Ампера $\mathbf{F}_A \sim (j_r \times H^{\text{Ext}})$ (рис. 3б), направленную в поперечном сечении $y-z$ по касательной к столбу дуги против часовой стрелки. В результате аксиальный поток плазмы на начальном участке совершает осесимметричное вращение против часовой стрелки (рис. 3в).

Аналогичный характер распределения характеристик наблюдается вблизи анода, но с противоположным направлением вращения плазмы.

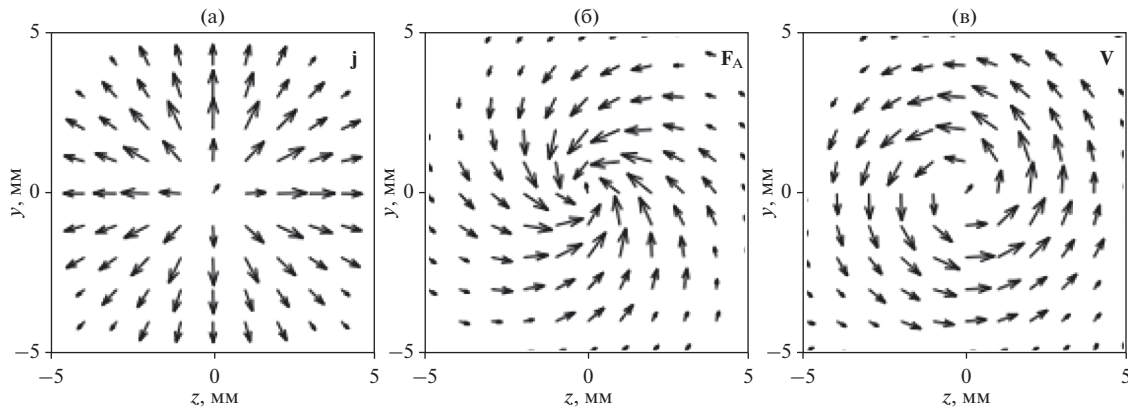


Рис. 3. Расчетные распределения характеристик дуги при $H^{\text{Ext}} = 5 \text{ кА/м}$ в поперечном сечении $y-z$ на расстоянии $x = 5 \text{ мм}$ от катода (схемный аналог флуктуаций не используется): (а) – радиальная компонента плотности тока j , (б) – сила Ампера F_A , (в) – векторное поле скорости V ; ось x направлена внутрь рисунка.

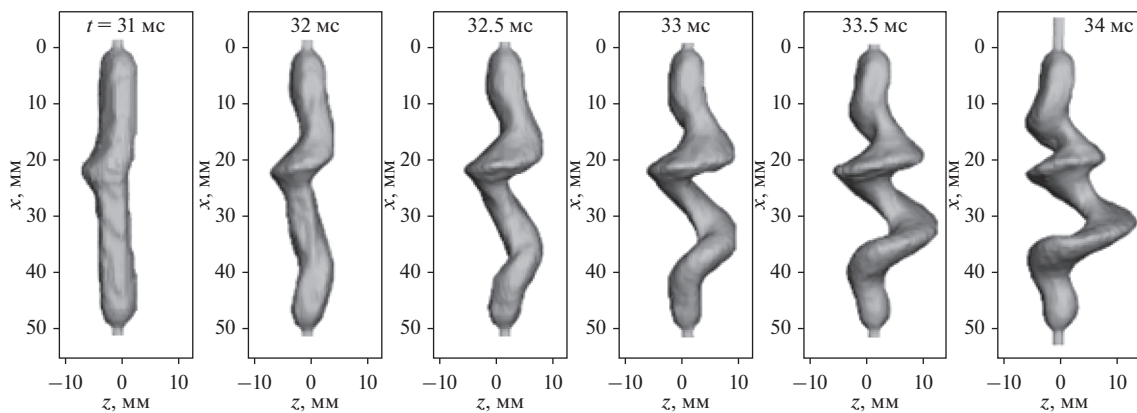


Рис. 4. Изменение формы столба дуги на интервале времени 31–34 мс, $H^{\text{Ext}} = 5 \text{ кА/м}$ при использовании схемного аналога флуктуаций (15).

По мере приближения к аноду столб дуги несколько сужается и радиальная компонента плотности электрического тока направлена от периферии к центральной оси дуги. Вблизи анода воздействие силы Ампера приводит дуговую плазму в осесимметричное вращательное движение по часовой стрелке.

Таким образом, без применения схемного аналога флуктуаций (15) для дуги во внешнем аксиальном магнитном поле винтовой структуры не наблюдается и расчетные характеристики дуги сохраняют практически осесимметричную форму. Картина распределения характеристик дуги существенно изменяется, когда в вычислительном алгоритме присутствует схемный аналог флуктуаций (15). Начиная с момента времени $t = 30 \text{ мс}$ (см. рис. 2), принято, что дуга горит во внешнем аксиальном магнитном поле $H^{\text{Ext}} = 5 \text{ кА/м}$.

На рис. 4 показана эволюция пространственной формы столба дуги на интервале времени 31–34 мс. На рис. 4 и последующих изображении дуги ограничено поверхностью, соответствующей изотерме $T = 3 \text{ кК}$. Видно, что столб дуги деформиру-

ется и за относительно короткий промежуток времени $\Delta t \approx 2 \text{ мс}$ принимает винтовую форму, которая формируется конвективным теплопереносом потоками плазмы.

Типичная картина течения дуговой плазмы в различных сечениях столба дуги показана на рис. 5. Вращательное движение плазмы (рис. 5б, 5в) в поперечных сечениях столба дуги происходит в результате воздействия силы Ампера на токопроводящую плазму. Радиальная компонента скорости плазмы в поперечных сечениях дуги соизмерима со скоростью аксиального потока и достигает около 30 м/с. Очевидно, что вращение потоков плазмы сопровождается конвективным теплопереносом и обуславливает вращение теплового поля дуги вокруг ее аксиальной оси.

На рис. 6 показана эволюция распределения температуры T плазмы в поперечных сечениях дуги на различных расстояниях от катода в различные моменты времени t на интервале 105–107.5 мс. Аналогичные распределения и эволюция теплового поля наблюдаются на участке дуги со стороны анода.

Вращательное движение дуговой плазмы вокруг оси x обладает рядом особенностей. Во-первых, направление вращения потока дуговой плазмы вблизи электродов является противоположным друг другу. Вращение теплового поля дуги со стороны катода происходит против часовой стрелки (рис. 6). Однако на участке дуги со стороны анода наблюдается противоположное направление вращения — по часовой стрелке. Такое направление теплопереноса вблизи электродов обусловлено вращательным характером течения плазмы (рис. 5б, 5в) 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 5 мм от катода (рис. 6) на интервале времени 105–107.5 мс тепловое поле дуги совершает примерно один оборот, период обращения здесь $t \approx 2.5$ мс, однако по мере удаления от катода период обращения возрастает.

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 и, соответственно, скорость вращения плазмы вокруг оси разряда.

По результатам расчета на рис. 6 можно оценить угловую скорость вращения плазмы в различных поперечных сечениях дуги. Как отмечалось выше, период обращения на расстоянии 5 мм от катода $t \approx 2.5$ мс, соответственно угловая скорость вращения $\omega = 2\pi/t \approx 2.5 \times 10^3$ рад/с.

На расстоянии 12.5 мм от катода период обращения возрастает до ≈ 3 мс и угловая скорость вращения уменьшается до $\omega \approx 2.1 \times 10^3$ рад/с.

Аналогичная ситуация с различной скоростью вращения плазмы вокруг аксиальной оси x наблюдается на участке дуги со стороны анода, но с той разницей, что по мере приближения к аноду скорость вращения возрастает. Действительно, по мере приближения к аноду столб дуги сужается, возрастают радиальная компонента j_r плотности тока, сила Ампера и, следовательно, возрастает скорость вращения плазмы вокруг оси разряда.

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. 7 для момента времени $t = 106.5$ мс показаны температурные профили ду-

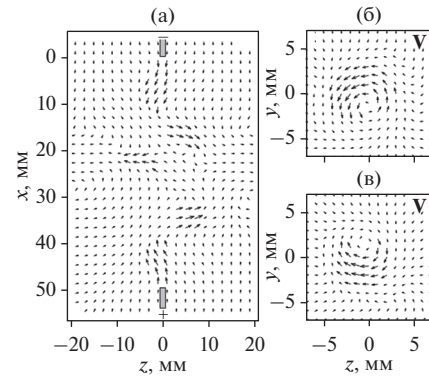


Рис. 5. Центральные фрагменты векторного поля скорости V газа в вертикальном сечении $x-z$ (а) и в поперечных сечениях $y-z$ на расстояниях 5 мм от катода (б) и анода (в) (ось x направлена внутрь рисунка) при $t = 33$ мс.

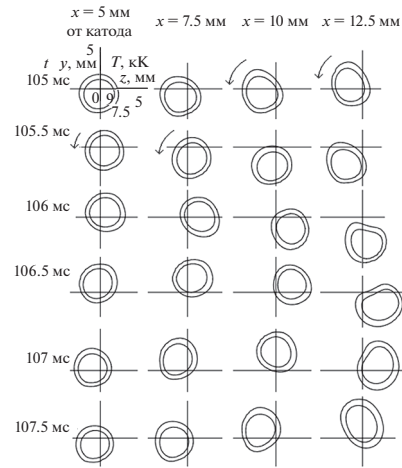


Рис. 6. Распределения температуры T дуги во времени t в поперечных сечениях $y-z$; стрелками указано направление вращения плазмы вокруг аксиальной оси дуги.

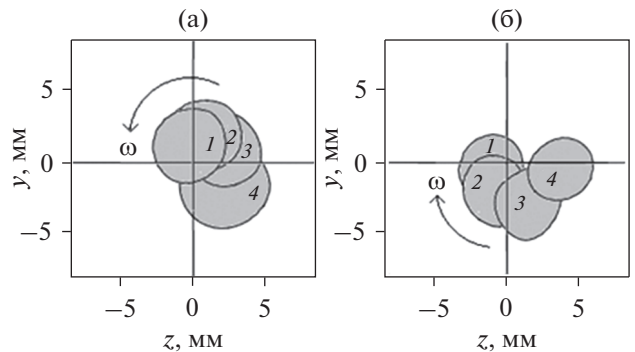


Рис. 7. Профили температуры T дуги в различных поперечных сечениях $y-z$: (а) — со стороны катода, (б) — со стороны анода; стрелкой указано направление вращения, $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3 > \omega_4$; ось x направлена внутрь рисунка.

ги (изотерма — 7.5 кК) в различных поперечных сечениях $y-z$: 1 соответствует расстоянию 5 мм от электрода, 2 — 7.5, 3 — 10, 4 — 12.5. Для наглядно-

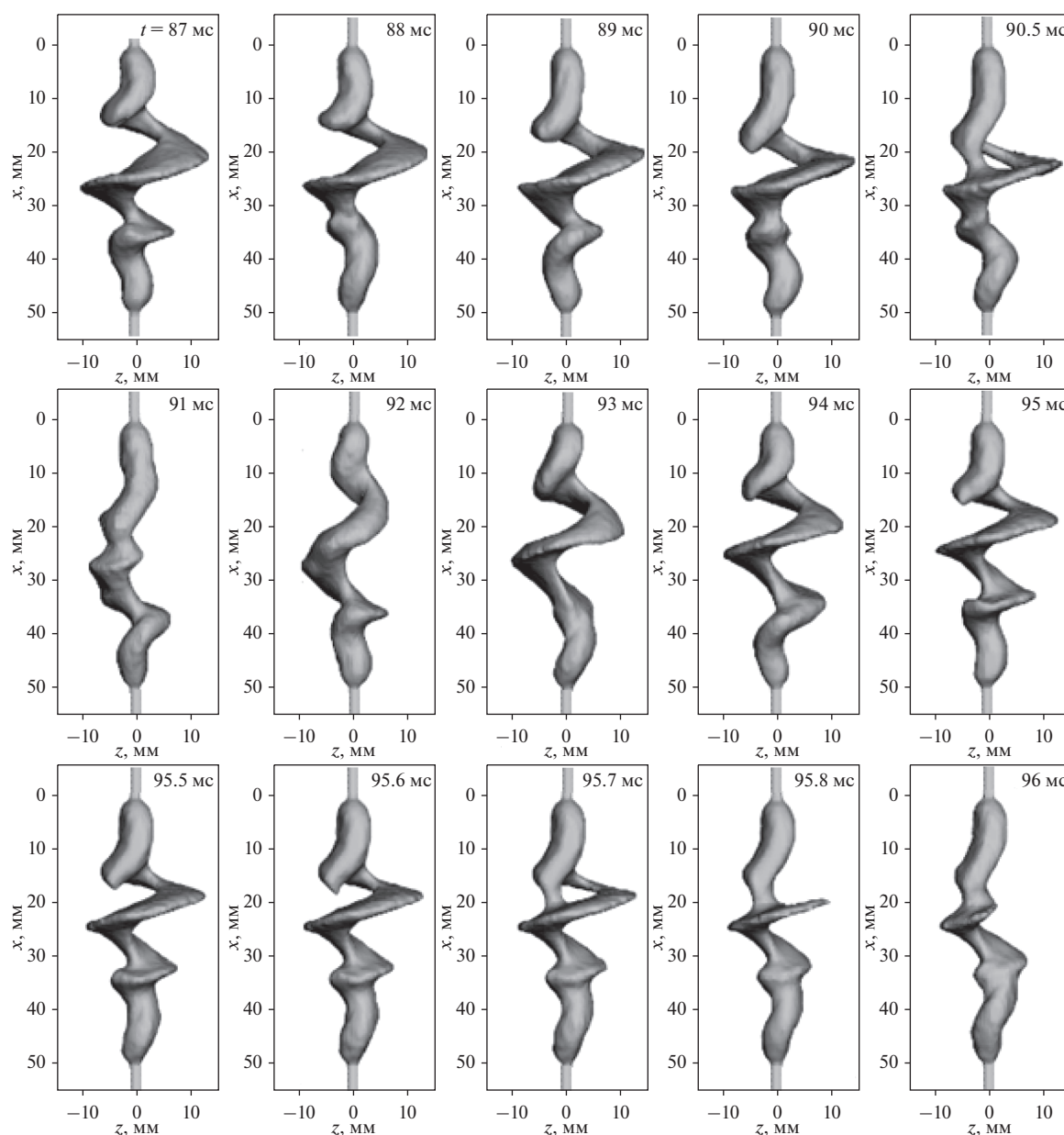


Рис. 8. Эволюция формы столба дуги на интервале времени 87–96 мс.

сти температурные профили наложены друг на друга. Видно, что участки дуги имеют винтовую пространственную структуру, в данном случае правовинтовой ориентации.

Может показаться несколько необычным, что 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 отмечено выше, в аксиальном направлении от катода скорость вращения плазмы вокруг оси разряда уменьшается, а вращение плазмы происходит против часовой стрел-

ки. Однако по мере приближения к аноду скорость вращения возрастает и вращение происходит по часовой стрелке. Нетрудно представить, что такой характер течения плазмы и конвективного теплопереноса вблизи анода обуславливает правовинтовую ориентацию столба дуги (рис. 7б).

Третья особенность вращательного движения плазмы состоит в том, что отклонение одного и того же участка дуги от центральной оси изменяется во времени, и какая-либо явная закономерность изменения винтовой формы дуги не прослеживается. Это приводит к тому, что винтовая форма дуги не является постоянной и изменяется во времени (рис. 8). Например, на интервалах

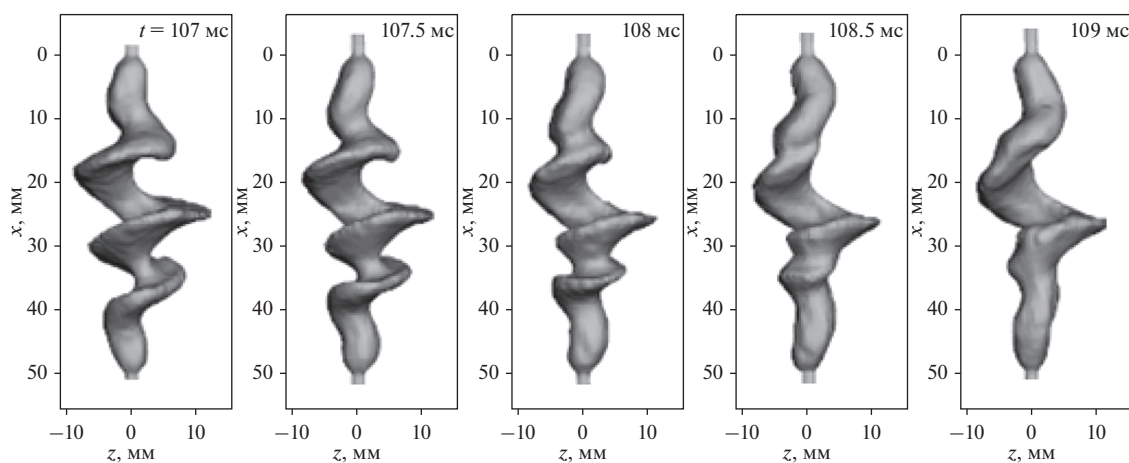


Рис. 9. Эволюция формы столба дуги на интервале времени 107–109 мс.

времени 87–90 мс и 91–95 мс формируется винтовая структура с двумя витками спирали, однако в следующие моменты времени $t \approx 91$ и 96 мс она разрушается. При этом происходит шунтирование витком спирали ($t \approx 90.5$, 95.7 мс), имеющее гидродинамическую природу, обусловленную конвективным теплопереносом. Оно приводит к охлаждению и последующему исчезновению этого витка, поскольку в нем практически отсутствует электрический ток. Как следствие, происходит относительное “выпрямление” столба дуги. Затем вновь формируется винтовая структура.

Рассмотренная эволюция пространственной формы дуги с периодом $t \approx 5$ –6 мс является типичной на всем протяжении численного расчета, который продолжался до момента времени $t = 175$ мс.

Однако такая временная эволюция не является единственно возможной. Например, на рис. 9 показано изменение формы дуги на интервале времени 107–109 мс. Видно, что столб дуги может закручиваться в три витка спирали ($t \approx 107.5$ мс), которые в дальнейшем разрушаются и превращаются в одиночный виток ($t \approx 109$ мс). При этом шунтирования участка дуги не происходит. Причины такой трансформации формы столба дуги до конца не понятны и требуют дополнительного изучения. Отметим, что по результатам расчетов [16] винтовой дуги в канале ее занимает фиксированное положение и не вращается вокруг продольной оси. Этот результат согласуется с опытными наблюдениями [7]. Согласно результатам настоящей работы можно предположить, что для открытой дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле, реализовать стабильную винтовую форму не удастся.

Такое поведение открытой дуги существенно отличается от дуги, горящей в цилиндрическом канале. Причиной, препятствующей существованию стабильной винтовой формы открытой дуги

являются, по-видимому, флуктуации физических величин. Вместе с тем именно флуктуации физических величин обуславливают нарушение цилиндрической симметрии и возникновение винтовой деформации столба дуги. В работе [22] теоретически предсказана возможность реализации стохастического режима горения дугового разряда во внешнем аксиальном магнитном поле. Стохастизация может быть обусловлена процессами на электродах, отличием проводимости плазмы от постоянной величины или процессами теплообмена на боковых стенках канала, стабилизирующего электрическую дугу. Эти факторы стохастизации в определенной мере являются эквивалентом схемного аналога флуктуаций (15). В этой связи можно предположить, что выявленное расчетным путем нарушение регулярной винтовой формы столба дуги (рис. 8, 9) является одним из примеров стохастического режима горения электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование столба открытой электрической дуги, горящей во внешнем аксиальном магнитном поле. Для численной реализации винтовой формы столба дуги предложен схемный аналог флуктуаций для температуры электронов.

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.

тает. В результате такого характера течения плазмы и конвективного теплопереноса формируется винтовая структура столба дуги.

– Право- или левовинтовая ориентация винтовой формы зависит от направления вращения потоков плазмы. Если направление внешнего аксиального магнитного поля совпадает с аксиальным направлением течения электрического тока, то пространственная ориентация винтовой дуги как целого является правовинтовой. В противном случае наблюдается левовинтовая структура столба дуги. Направления вращения участков дуги со стороны катода и анода являются противоположными друг другу.

– Винтовая форма открытой дуги не является постоянной во времени и периодически разрушается. По-видимому, открытая дуга во внешнем аксиальном магнитном поле не может сохранять стабильную и неизменную во времени винтовую форму.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Финкельбург В., Меккер Г.* Электрические дуги и термическая плазма. М.: Изд-во иностр. лит., 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. *Чередниченко В.С., Аньшаков А.С., Кузьмин М.Г.* Плазменные электротехнологические установки. Новосибирск: НГТУ, 2005. 508 с.
4. *Меккер Г.* Причины движения и смещения дуги // ТИИЭР. 1971. Т. 59. № 4. С. 4.
5. *Ментель Ю.* Магнитная неустойчивость электрической дуги. В кн. Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск: Наука, 1977. 182 с.
6. *Новиков О.Я.* Устойчивость электрической дуги. Л.: Энергия, 1978. 160 с.
7. *Асиновский Э.И., Кузьмин А.К., Пахомов Е.П.* Измерение геометрических параметров винтовой дуги // ТВТ. 1980. Т. 18. № 1. С. 9.
8. *Синкевич О.А.* Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // Докл. АН СССР. 1985. Т. 280. № 1. С. 99.
9. *Ганефельд Р.В.* О винтовой неустойчивости дугового разряда в литиевой плазме // ТВТ. 2000. Т. 38. № 3. С. 507.
10. *Недоспасов А.В.* Токово-конвективная неустойчивость газоразрядной плазмы // УФН. 1975. Т. 16. № 4. С. 643.
11. *Кадомицев Б.Б.* Гидромагнитная устойчивость плазмы // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. С. 132.
12. *Donald A. Spong,* 3D Toroidal Physics: Testing the Boundaries of Symmetry Breaking // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 055602.
13. *Hulsmann H.G., Mentel J.* The Helical Magnetic Instability of Arcs in an Axial Magnetic Field Treated by a Linear Time Dependent Perturbation Theory // Phys. Fluids. 1987. V. 39. № 7. P. 2274.
14. *Ye Gong, Wenyan Lu, Jinyuan Liu, Xiaogang Wang, Shu Zheng, Jiquan Gong.* Analysis of the Effect of External Gas Flow on Helical Instabilities of Arc Plasmas // Phys. Plasma. 2001. V. 8. Iss. 8. P. 3833.
15. *Синкевич О.А., Блинова В.А.* Генерация вихрей в атмосфере земли при разряде линейной молнии // XXXVIII Междунар. конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2011. С. 1.
16. *Урусов Р.М., Урусова И.Р.* Численное моделирование винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 661.
17. *Балановский А.Е.* Структура катодного пятна сварочной дуги с неплавящимся электродом // ТВТ. 2018. V. 56. № 1. С. 3.
18. *Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др.* Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. Новосибирск: Наука, 1990. 374 с.
19. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 146 с.
20. *Урусов Р.М., Урусова Т.Э.* Применение метода фиктивных областей для расчета характеристик электрической дуги // ТВТ. 2004. Т. 42. № 3. С. 374.
21. *Васильев К.В.* Газоэлектрическая резка металлов. М.: Машгиз, 1963. 174 с.
22. *Синкевич О.А.* Винтовая неустойчивость сильноточных электрических дуг во внешнем магнитном поле: регулярные и стохастические режимы горения // Int. Conf. MSS-9. Mode Conversation, Coherent Structures and Turbulence. M., 2009. P. 294.