

## КОМПЬЮТЕРНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ДВОЙНОГО ШУНТА МЕЖДУ ВИТКАМИ ВИНТОВОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

*И.Р. Урсова, Э.М. Бакирова, А.Н. Сапаралиева*

*Институт фундаментальных наук при КНУ им. Ж.Баласагына, Бишкек, Кыргызстан*

*E-mail: [moon4ik\\_29@mail.ru](mailto:moon4ik_29@mail.ru), [elizabeth\\_83@mail.ru](mailto:elizabeth_83@mail.ru), [saparaliev1980@mail.ru](mailto:saparaliev1980@mail.ru)*

В рамках нестационарной трехмерной математической модели в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы выполнены расчеты открытой электрической дуги постоянного тока в однородном внешнем аксиальном магнитном поле. При некоторых значениях силы тока, межэлектродного расстояния и внешнего магнитного поля обнаружен режим двойного шунтирования между витками спирали столба дуги. Причиной шунтирования являются конвективный теплоперенос потоками плазмы и скольжение теплового поля дуги. В результате воздействия указанных факторов формируется тепловое поле, которое создает новую локальную электропроводящую область, где происходит электрический пробой.

**Ключевые слова:** низкотемпературная плазма, открытая электрическая дуга во внешнем аксиальном магнитном поле, винтовая форма столба дуги.

**Введение.** В различных технологических процессах и научных исследованиях находит применение электрическая дуга, горящая во внешнем магнитном поле [1-4]. Установлено, что в результате воздействия внешнего аксиального магнитного поля дуговой столб может приобретать винтовую пространственную форму [5-9].

В ходе численных экспериментов [10] было обнаружено также явление шунтирования дуги между витками спирали, когда происходил электрический пробой между витками спирали винтовой дуги. В настоящей работе приводится описание явления двойного шунтирования дуги между витками спирали.

Полученные результаты позволяют расширить знания о протекающих процессах в электрической дуге во внешнем аксиальном магнитном поле и могут быть использованы с целью оптимизации и разработки новых плазменных технологий.

**Постановка задачи и математическая модель.** Рассчитывается электрическая дуга постоянной силы тока  $I$ , межэлектродным расстоянием  $L$ , горящая в аргоне атмосферного давления в однородном внешнем аксиальном магнитном поле (ВАМП) величиной  $H^{Ext}$ . Расчеты проводятся на основе нестационарных 3-D уравнений электрической дуги, записанных в приближении частичного локального термодинамического равновесия плазмы. В декартовой системе координат  $(x, y, z)$  уравнения могут быть записаны в следующем виде [11, 12]:

уравнение непрерывности газа тяжелых частиц

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

уравнение непрерывности газа электронов

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

уравнение баланса энергии газа электронов

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

(3)

уравнение баланса энергии газа тяжелых частиц

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

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

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

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

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

уравнения Максвелла

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

закон Ома в обобщенной форме

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

закон Дальтона

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

Отметим, что в алгоритме расчета напряженность внешнего аксиального магнитного поля  $H^{Ext}$  добавляется к  $x$ -компоненте собственного магнитного поля дуги  $H_x$ , т.е.  $H_x + H^{Ext}$ . В соответствии с оценками [11] в математической модели принято, что плазма является однократно ионизованной, квазинейтральной, течение ламинарное, дозвуковое, излучение объемное; вязкая диссипация энергии и 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, 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;  $B = 3m_e / m k v_e N_e$  – коэффициент обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами при упругих столкновениях,  $m_e$  – масса электрона,  $v_e$  – частота столкновений;  $g$  – вектор ускорения свободного падения;  $q_e$  – элементарный заряд;  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{H}$  – соответственно векторы скорости, напряженности электрического поля, плотности электрического тока, напряженности собственного магнитного поля дуги;  $T$ ,  $T_e$  – 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, определяемые по формулам:  $\mathbf{V}_d = \mathbf{j} / (q_e N_e)$ ,  $\mathbf{V}_t = -D_a / T_e \text{grad} T_e$ ,  $\mathbf{V}_a = -D_a / N_e \text{grad} N_e$ , 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 [11].

Электромагнитная часть задачи решается в переменных  $\varphi, A$ , где  $\varphi$  – скалярный потенциал электрического поля  $\mathbf{E} = -\text{grad} \varphi$ ,  $A$  – векторный потенциал магнитного поля [12]. Температура неплавящихся графитовых электродов определяется из уравнения теплопроводности. Диаметр электродов принят равным 1 мм.

**Метод решения уравнений, постановка граничных и начальных условий.** В соответствии с методикой [13] систему уравнений (1–10) представим в форме обобщенного дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial \alpha \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \beta \rho u \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \beta \rho v \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \beta \rho w \Phi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \delta, \quad (11)$$

здесь  $\Phi$  является одной из неизвестных ( $N_e$ ,  $T_e$ ,  $T$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $\varphi$ ,  $A_x$ ,  $A_y$ ,  $A_z$ ). Для каждой переменной  $\Phi$  имеются свои коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ .

Численное решение уравнения (11) проводим методом контрольного объема на основе конечных разностей. Используется неявная разностная схема, неизвестные переменные (скорость и давление) рассчитываются по алгоритму SIMPLE'R [13]. Полученная система алгебраических уравнений решена итерационным методом Зейделя–Гаусса с использованием нижней релаксации.

Для рассчитываемых переменных постановка граничных условий проведена по периметру расчетной области  $ABCDEFGH$  (рис. 1). Начальные условия задаются в некоторый условный момент времени  $t = 0$ .

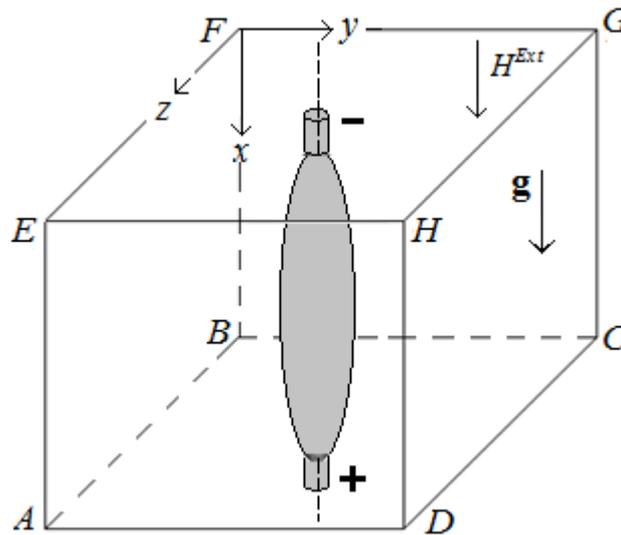


Рисунок – 1. Схема расчетной области в декартовых координатах  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .  
Пунктирная линия - - - - центральная ось дуги

На внешних границах прямоугольной расчетной области 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,  $N_e = N_e^{\min} = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Температура тяжелых частиц принята равной температуре холодного газа  $T = 300$  К.

При отсутствии электрического тока потенциал электрического поля  $\varphi$  рассчитывается из условия  $\partial \varphi / \partial n = 0$ , где  $n$  – нормаль к поверхности границы. На внешней токоведущей торцевой поверхности катода  $S_c$  и анода  $S_a$  потенциал электрического поля  $\varphi$  рассчитывается из условия протекания электрического тока  $I$  по нормали к поверхности. Такое же условие для  $\varphi$  используется на границе «катод–плазма». Вне катода и анода электрический ток 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  $\partial A / \partial n = 0$  по нормали к границе.

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

В начальный момент между электродами задается высокотемпературная ( $T = 9$  кК) зона с неподвижным газом в форме цилиндра.

Расчет характеристик в нерегулярной области, включающей в себя дуговую плазму и электроды, проводится в рамках метода фиктивных областей [14], адаптированного для расчета электрической дуги [15].

Для моделирования винтовой формы дуги во внешнем аксиальном магнитном поле используется схемный аналог флуктуаций температуры электронов [16].

### Обсуждение результатов расчета.

1. Рассмотрим расчетные характеристики дуги при значениях  $L = 50$  мм,  $I = 40$  А,  $H^{Ext} = 5$  кА/м. Отметим, что вначале, до выхода характеристик дуги на стационарный режим, расчет проводится без внешнего аксиального магнитного поля, т.е.  $H^{Ext} = 0$ . Начиная с момента времени  $t = 30$  мс принято, что дуга горит во внешнем аксиальном магнитном поле  $H^{Ext} = 5$  кА/м, и «схемный» аналог флуктуации температуры электронов [14] «включён» в вычислительный алгоритм.

Как отмечалось выше, в ходе численных экспериментов было обнаружено явление шунтирования между витками спирали [10]. В качестве примера на рис. 2 показано развитие шунтирования на интервале времени  $t = 134 \div 136$  мс. Из рисунка видно, что между витками спирали винтовой дуги происходит электрический пробой в аксиальном направлении.

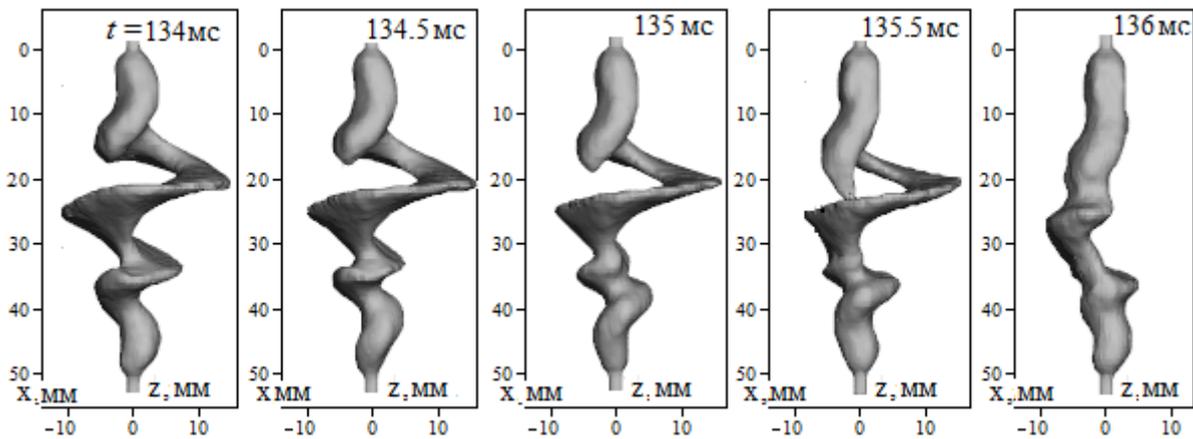


Рисунок – 2. Шунтирование в аксиальном направлении со стороны катода;  
 $L = 50$  мм,  $I = 40$  А,  $H^{Ext} = 5$  кА/м

Вследствие этого происходит разрушение регулярной винтовой структуры. Вычислительный эксперимент показал, что шунтирование может быть как со стороны катода, так и со стороны анода (рис. 3).

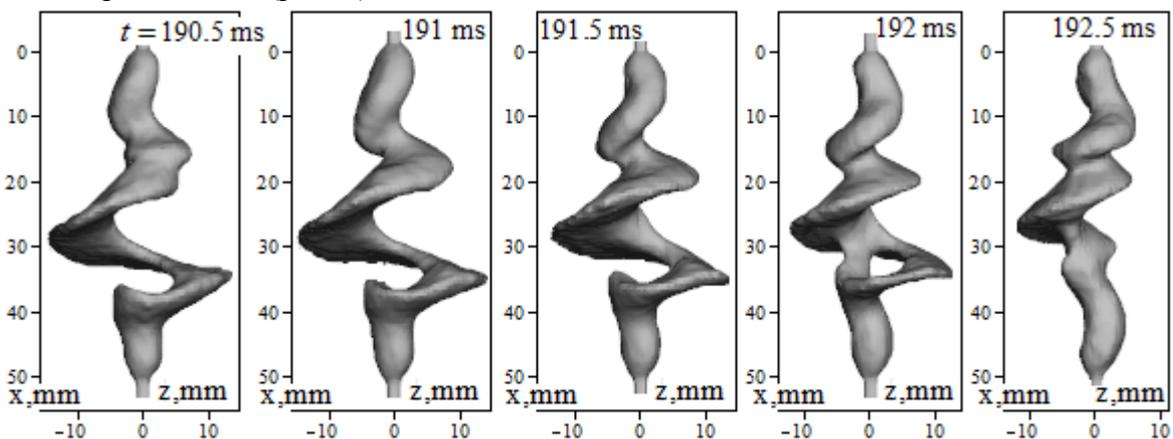


Рисунок – 3. Шунтирование в аксиальном направлении со стороны анода;  
 $L = 50$  мм,  $I = 40$  А,  $H^{Ext} = 5$  кА/м

Катодный и анодный потоки плазмы стремятся выпрямить столб дуги и способствуют теплопереносу в аксиальном направлении в приосевой области. Возникающее новое тепловое поле формирует зону электрической проводимости, и в этой зоне происходит пробой. 2. Увеличение ВАМП от 5 до  $H^{Ext} = 7$  кА/м при тех же значениях  $L = 50$  мм,  $I = 40$  А приводит к разрыву столба дуги (рис. 4).

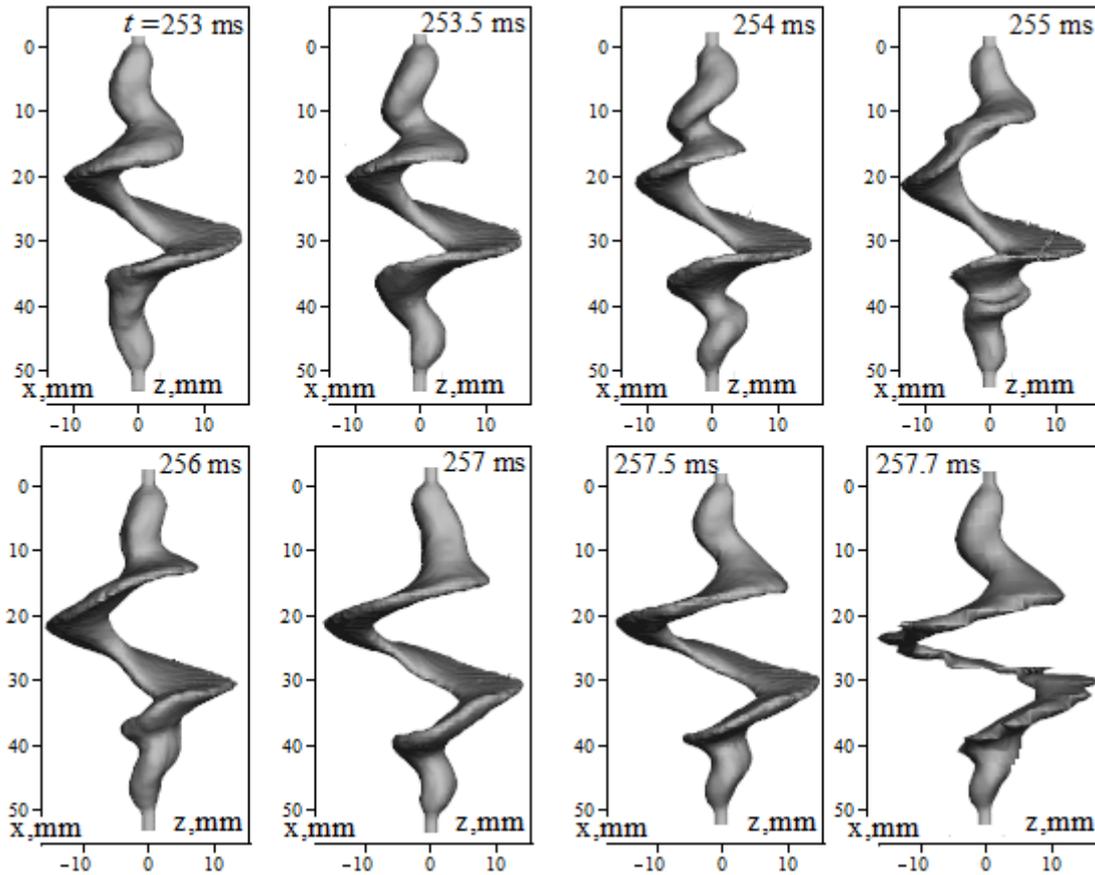


Рисунок – 4. Фрагмент эволюции формы дуги перед разрывом,  $L = 50$  мм,  $I = 40$  А,  $H^{Ext} = 7$  кА/м

На рис. 4 показано изменение формы дуги, когда с момента времени  $t = 253$  мс значение ВАМП в вычислительном алгоритме увеличено с 5 до 7 кА/м. Из рисунка видно, что столб дуги превращается в один большой виток, диаметр которого возрастает во времени. К моменту  $t = 257.7$  мс практически происходит разрыв дуги. Разрыв обусловлен увеличением силы Ампера  $F_A \sim (j_r \times H^{Ext})$ , которая ещё больше деформирует столб дуги. Таким образом, в сравнительно больших внешних магнитных полях шунтирования не будет происходить, а будет происходить разрыв столба дуги.

3. Далее рассмотрим результаты расчета при значениях параметров  $L = 70$  мм,  $I = 40$  А,  $H^{Ext} = 1,1$  кА/м. По сравнению с предыдущими вариантами (см. п.1, 2) увеличено межэлектродное расстояние от 50 до 70 мм при одинаковой силе тока 40 А. Однако при этом уменьшена величина ВАМП до 1,1 кА/м. Известно, что аксиальные потоки плазмы со стороны электродов способствуют стабилизации дугового столба. Вместе с тем увеличение межэлектродного расстояния (при одинаковой силе тока) уменьшает стабилизирующее влияние аксиальных потоков плазмы.

В этом случае столб дуги является более чувствительным к воздействию ВАМП. По этой причине величина ВАМП уменьшена до  $H^{Ext} = 1,1$  кА/м. В противном случае в численном расчете происходит разрыв дуги.

Анализ результатов (рис. 5) показывает, что в данном случае тоже наблюдается шунтирование витка спирали. Отметим, что при заданных параметрах дуги формируется только один виток спирали. Физика процессов здесь аналогичная варианту п.1. – катодный и

анодный потоки плазмы стремятся выпрямить столб дуги и способствуют теплопереносу в аксиальном направлении в приосевой области. Возникающее тепловое поле формирует зону электрической проводимости и происходит пробой.

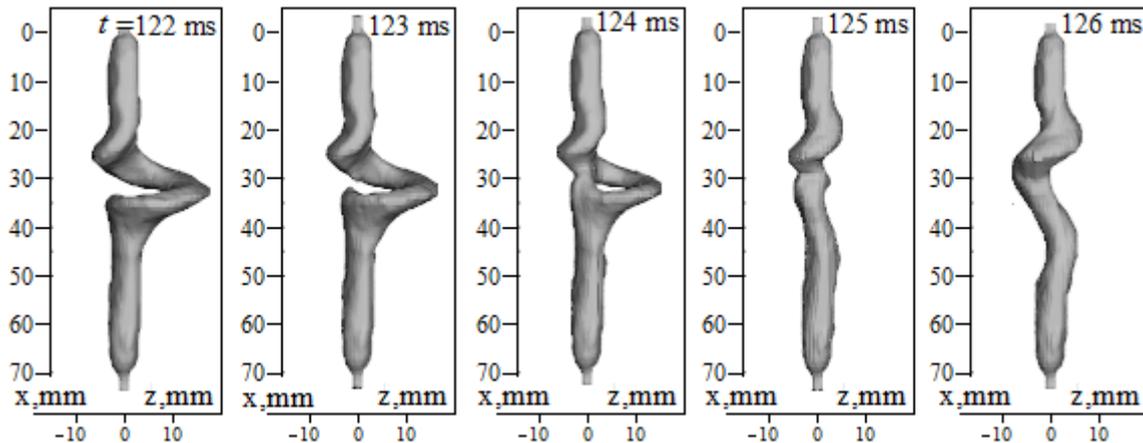


Рисунок – 5. Фрагмент эволюции формы столба дуги  $L = 70$  мм,  $I = 40$  А,  $H^{Ext} = 1,1$  кА/м

Результаты расчетов показали, что увеличение ВАМП от 1,1 до 1,3 кА/м приводит уже к разрыву столба дуги. Качественно процесс разрыва столба дуги является аналогичным, как показано на рис. 4.

4. Рассмотрим результаты расчета при  $L = 70$  мм,  $I = 60$  А. По сравнению с предыдущим вариантом (см. п.3) сила тока увеличена с 40 до 60А. Была проведена серия численных расчетов для различных значений  $H^{Ext} = 1; 1,5; 2; 3$  и 4 кА/м.

Анализ результатов показал, что при значениях  $H^{Ext} = 1$  и 1,5 кА/м столб дуги принимает винтовую форму, однако шунтирования не наблюдается. Шунтирование происходит с увеличением ВАМП до значений  $H^{Ext} = 2 - 3$  кА/м.

На рис. 6 показан фрагмент эволюции пространственной формы столба дуги для следующих значений:  $L = 70$  мм,  $I = 60$  А,  $H^{Ext} = 3$  кА/м.

Как и в предыдущих вариантах, пространственная форма дуги не является постоянной и меняется во времени. На интервале времени  $\Delta t = 173 \div 174,7$  мс показан процесс шунтирования витка спирали дуги. Шунтирование между витками спирали, как уже отмечалось выше, вызвано конвективным теплопереносом катодным потоком плазмы в аксиальном направлении.

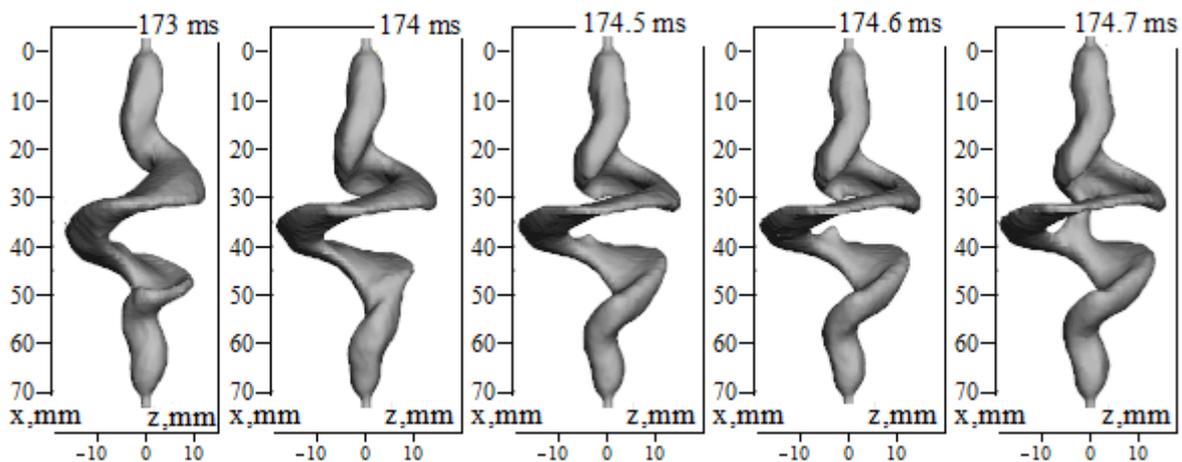


Рисунок – 6. Фрагмент эволюции формы столба дуги на интервале времени  $\Delta t = 170,5 \div 174,7$  мс.  $L = 70$  мм,  $I = 60$  А,  $H^{Ext} = 3$  кА/м

Для дуги при значениях параметров  $L = 70$  мм,  $I = 60$  А,  $H^{Ext} = 3$  кА/м выявлена особенность – наблюдается одновременно двойное шунтирование (рис. 7). Пробой происходит одновременно в двух местах.

Аналогично одиночному шунтированию при двойном шунтировании наряду с конвективным теплопереносом дополнительно возникает кондуктивный теплоперенос, обусловленный скольжением теплового поля дуги [17, 18]. Вслед за новым тепловым полем формируется локальная зона электропроводности, где происходит пробой.

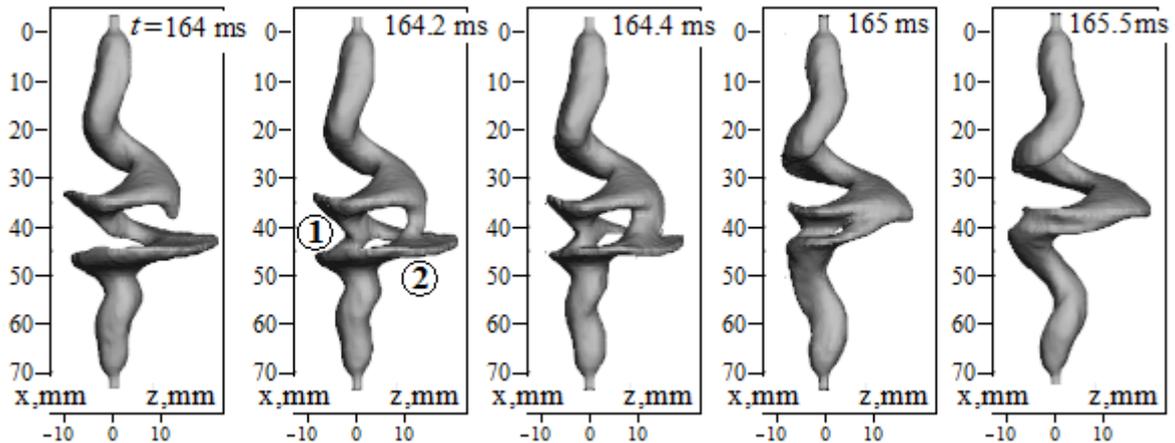


Рисунок – 7. Пример одновременного двойного шунтирования участков дуги.

Цифрами 1 и 2 в момент времени  $t = 164,2$  мс указаны участки шунтирования.

$$L = 70 \text{ мм}, I = 60 \text{ А}, H^{Ext} = 3 \text{ кА/м}$$

Дальнейшее увеличение ВАМП до  $H^{Ext} = 4$  кА/м приводит к разрыву столба дуги, качественно аналогичное тому, как ранее показано на рис. 4.

**Заключение.** Выполнено компьютерное моделирование открытой дуги во внешнем аксиальном магнитном поле. Обнаружен режим двойного шунтирования витков спирали между собой, когда пробой происходит одновременно в двух местах. Явление шунтирования обусловлено конвективным теплопереносом потоками плазмы и скольжением теплового поля дуги. При этом зарождающееся новое тепловое поле создает локальную область электропроводности, где наблюдается двойной пробой газа между витками спирали винтовой дуги.

### Литература

1. Финкельбург 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. Синкевич О.А. Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // ДАН. 1985. – Т. 280. – № 1. – С. 99.
4. Чередниченко В.С., Аньшаков А.С., Кузьмин М.Г. Плазменные электротехнологические установки. – Новосибирск: НГТУ, 2005. – 508 с.
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 // Теплофизика высоких температур. 1980. – Т. 18. – № 1. – С. 9.
8. Ганефельд Р.В. О винтовой неустойчивости дугового разряда в литиевой плазме // ТВТ, 2000. – Т. 38. –№ 3. – С. 507.
9. Недоспасов А.В. Токово-конвективная неустойчивость газоразрядной плазмы // УФН. – 1975. – Т.16. –№4. – С.643.

10. Урусова И.Р. Численный эксперимент шунтирования витков спирали винтовой формы электрической дуги // Проблемы автоматизации и управления. – №1 (36). – 2019.
11. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, 1990. – 374 с.
12. Урусов Р.М., Урусова И.Р. Нестационарная трехмерная модель электрической дуги. ч. 1. Математическая модель и результаты тестирования // Теплофизика и аэромеханика, – Новосибирск, 2014, № 1. – С. 121.
13. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. –М.: Энергоатомиздат, 1984. – 146 с.
14. Смагулов Ш., Сироченко В.П., Орунханов М.К. Численное исследование течений жидкости в нерегулярных областях. – Алматы: Гылым, 2001. – 276 с.
15. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Применение метода фиктивных областей для расчета характеристик электрической дуги // Теплофизика высоких температур, 2004. –Т. 42. – № 3. – С. 374.
16. Урусов Р.М., Урусова И.Р. Численное моделирование винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // Теплофизика высоких температур, 2017. – Т. 55. –№ 5. – С. 661.
17. Меккер Г. Причины движения и смещения дуги // ТИИЭР. 1971. – Т. 59. – № 4. – С. 4.
18. Новиков О.Я. Устойчивость электрической дуги. – Л.: Энергия, 1978. – 160 с.