

**Влияние внешнего магнитного поля на устойчивость протяженного дугового разряда и формирование многоканальных токовых структур***А. П. Глинов, А. П. Головин, К. В. Шалеев*

*Проведено теоретическое и экспериментальное исследование устойчивости электродугового разряда между стержневыми графитовыми электродами в открытой воздушной атмосфере. Теоретический анализ основан на оценках возможности развития ключевых неустойчивостей разряда в атмосферных дугах: перегретой, конвективной и винтовой. Отмечено, что на падающих участках вольт-амперной характеристики возможно развитие многоканальных токовых структур. В экспериментах изучено влияние аксиального и азимутального внешнего магнитного поля на особенности устойчивости и структуры протяженного разряда. Получены сравнительные данные о возможностях стабилизации протяженного дугового разряда как во внешнем азимутальном магнитном поле, так и в аксиальном магнитном поле.*

*Ключевые слова:* многоканальные разряды, электрическая дуга, скоростная видеорегистрация, магнитное поле, устойчивость.

**Введение**

Плазменный якорь является важным элементом различных электрофизических установок, в частности, МГД-генераторов, электродуговых ускорителей, электродинамических ускорителей макротел с плазменным якорем, плазмотронов [1, 2]. Эффективность и ресурс работы подобных установок существенно зависит от компактности и степени пространственной однородности таких якорей [3, 4]. С другой стороны, актуальны и задачи о развитии конвекции электропроводных сред, склонных к формированию ячеистых структур в замкнутых каналах, что может быть связано, например, с оптимизацией технологических процессов на основе джоулевого нагрева таких сред в химических реакторах [5, 6].

Одной из фундаментальных монографий по неустойчивостям низкотемпературной плазмы является работа [7], в которой представлены наиболее типичные неоднородности электропроводящих сред в виде периодических ячеек (токовых каналов) для разрядов между плоскими электродами и винтообразных структур – в случае цилиндрических дуг, стабилизированных стенками [8].

Современное состояние этой проблемы, рассматриваемой более широко, изложено в обзоре [9]. О необходимости изучения неоднородностей в электрических разрядах и разработки способов их преодоления указано, в частности, и на примере объемного самостоятельного разряда [10].

Несмотря на длительный период исследований, интерес к проблематике возникновения и преодоления неоднородных токовых структур, в частности, в низкотемпературной плазме не угасает. Следует отметить и более поздние работы как теоретические, так и экспериментальные. Численному моделированию винтовых структур дуги во внешнем аксиальном магнитном поле посвящена публикация [11]. Экспериментальному исследованию плазменных структур (в виде страт) в импульсных наносекундных электрических разрядах и разрядах с жидкими электродами посвящены работы [12] и [13] соответственно. Хотя стабилизация дуг аксиальным магнитным полем началась изучаться более 40 лет назад, в частности, в связи с разработкой размыкателей [14], схожие подходы применяются и в современных технологиях стабилизации вакуумного поверхностного разряда [15].

Для стабилизации электроразрядных систем может применяться не только традиционное аксиальное, но и азимутальное магнитное поле, обжимающее канал дуги [16–19]. С другой стороны, большое применение получили традиционные графитовые электроды, в т. ч. и с небольшими активизирующими легкоионизирующимися добавками [20, 21]. При эксплуатации таких электродов нередко возникают электродные факелы, существенно влияющие на разрядные процессы [14, 21]

**Глинов Александр Петрович**, в.н.с., д.ф.-м.н.  
**Головин Александр Петрович**, с.н.с., к.ф.-м.н.  
**Шалеев Константин Валерьевич**, вед. инженер.  
Институт механики Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.  
Россия, 119192, Москва, Мичуринский пр-т, 1.  
Тел. +7(495) 939-15-28. E-mail: krestytroitsk@mail.ru

*Статья поступила в редакцию 20 октября 2017 г.*

и осложняющие их теоретическое моделирование. Имеющиеся же теоретические модели, описывающие токовые структуры [7, 14, 22–25], носят модельный характер и не учитывают в полной мере процессы, связанные с образованием факелов на электродах.

Основная цель настоящей работы – получение теоретических оценок и новых экспериментальных данных о топологии и динамике формы дуги между графитовыми электродами в плотной воздушной атмосфере при наличии внешнего (азимутального или аксиального) магнитного поля.

## Постановка работы

Изучается протяженный электродуговой разряд с квазистационарными токами в воздушной среде атмосферного давления на графитовых электродах при наличии внешнего магнитного поля, обеспечиваемого магнитной системой (МС), ранее использованной в работе [16]. В отличие от МС [16] (см. рис. 1, схема 2), наряду с наложением азимутального магнитного поля  $B_\varphi$ , в нашем случае использовалось и наложение на разрядную область аксиального поля  $B_z$  (см. рис. 1, схема 1).

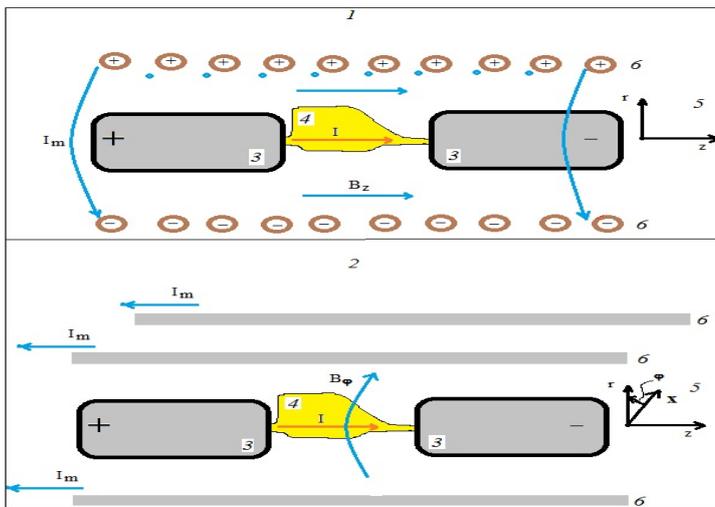


Рис. 1. Схемы разряда с наложением аксиального 1 и квазиазимутального 2 внешнего магнитного поля: 3 – электроды, 4 – дуга с силой тока  $I$ , 5 – цилиндрическая система координат  $(z, r, \varphi)$ , 6 – витки соленоидальной либо стержневой магнитных систем с токами  $I_m$ .

Для разряда применялись стержневые графитовые (с открытой пористостью типа ЗОП) электроды 3. Такой выбор электродных материалов обусловлен, в частности, их высокой термоэрозионной стойкостью.

Зажигание дуги 4 (см. рис. 1) обеспечивалось смыканием электродов 3 с последующим их раздвижением до заданного межэлектродного расстояния  $l_m$  за время  $0,2 \div 0,3$  с. Диаметр стержневых графитовых электродов – 16 мм. Продолжительность разрядных пусков составляла 1–3 с. Внешнее квазиазимутальное (тангенциальное) магнитное поле создается линейными токами, протекающими по медным стержням 6 внутри кварцевых трубок. Продольное разрядному току внешнее аксиальное магнитное поле формируется протекающими по виткам соленоида токами  $I_m$ .

Более полная постановка задачи по проведению экспериментов и схема измерений изложены в работе [18]. В частности, в данной работе для получения информации о пространственной картине разряда проводилась высокоскоростная панорамная видеосъемка со скоростью 1200 кадров в секунду камерой CASIO EX-F1 и системой зеркал, что аналогично условиям [18]. Наряду с видеорегистрацией изображений разряда, синхронно про-

водилась цифровая регистрация разрядного тока  $I$ , тока  $I_m$  в МС и напряжения  $U$  на дуге.

Была использована также и альтернативная схема питания МС [18], отличная от схемы питания током самого разряда. В частности, в качестве источника тока применялась батарея из сильноточных аккумуляторов, обеспечивающих ток до 3,5 кА при напряжении 12 В.

Основная задача экспериментов – получение данных для создания эффективной и надежной системы стабилизации протяженного дугового разряда без непосредственного (механического) контакта системы стабилизации с самим разрядом.

В теоретическом плане предполагается использование имеющихся результатов о неустойчивостях дуговых разрядов в плоской и цилиндрической геометрии [1, 7] и развитие результатов линейного анализа устойчивости разряда с учетом соответствующих гидродинамических процессов.

## Некоторые теоретические предпосылки образования многоканальных дуговых разрядов

На основе уравнений Обербека-Буссинеска и тепловой модели разряда рассмотрены течения

электропроводящей сплошной среды, обусловленные джоулевым тепловыделением в наклонном плоском слое в поле силы тяжести (см. рис. 2, верхний фрагмент 1). Имеем следующую совокупность уравнений:

$$\rho_* \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{v} + \rho_* g \beta (T - T_{p*}) \boldsymbol{\gamma} \quad (1)$$

$$\boldsymbol{\gamma} = (-\sin \alpha, 0, \cos \alpha), \quad \mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$$

$$\rho = \rho_* \left[ 1 - \beta (T - T_{p*}) \right], \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0$$

$$\rho_* c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T \right) = \kappa \Delta T + Q, \quad Q = \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(\sigma \nabla \phi) = 0, \quad \mathbf{j} = -\sigma \nabla \phi$$

Здесь в уравнениях (1) и (2) обозначения общепринятые, а именно:  $\mathbf{j}$  – плотность тока,  $\mathbf{v}$  – скорость,  $p$  – давление,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\sigma = \sigma(T)$  – электропроводность,  $T$  – температура,  $\rho$  – плотность,  $\boldsymbol{\gamma}$  – единичный вектор, направленный против силы тяжести,  $\alpha$  – угол отклонения электродных пластин от вертикали,  $\phi$  – электрический потенциал<sup>1</sup>,  $\beta$  – температурный коэффициент,  $\rho_*$ ,  $T_{p*}$  – аппроксимационные константы;  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности,  $\mu$  – вязкость,  $c_p$  – удельная теплоемкость.

Электроды рассматривались графитовые с открытой пористостью типа ЗОПГ. Характерный размер пор ~100 мкм, расстояние между порами – до 2 мм. Согласно нашим пирометрическим измерениям, температура поверхности анода держится в разрядных режимах в пределах 1500–2500 °С. Температура же катода на несколько сотен градусов меньше. Наряду с углеродом в материале электрода имеются небольшие присадки (доли процента), в т. ч. и с низким потенциалом ионизации типа калия. Это позволяет в окрестностях электродов (а при узких зазорах и на всём разрядном промежутке) иметь низкотемпературную плазму с температурой 2–3 кК (как в МГДГ), так как в электрических дугах атмосферного давления [26] температура  $T$  [К]  $\approx 700 \times E_i$  [эВ], где  $E_i$  – потенциал ионизации основного плазмообразующего элемента. Такой, относительно небольшой, пере-

пад температур между дуговым столбом и электродами дает возможность в модели (1)–(2) использовать линейное уравнение состояния для зависимости плотности от температуры и давления<sup>2</sup>. В области электродов в приближении их непроницаемости [24] рассматривались уравнения теплопроводности и электродинамики. Проницаемые же электроды рассматривались только как тонкие с заданием скорости «прокачки» в виде граничного условия [25]. На границах разнородных зон протекания тока (дуга, электрод) применялись стандартные для электродинамики условия сшивки решений.

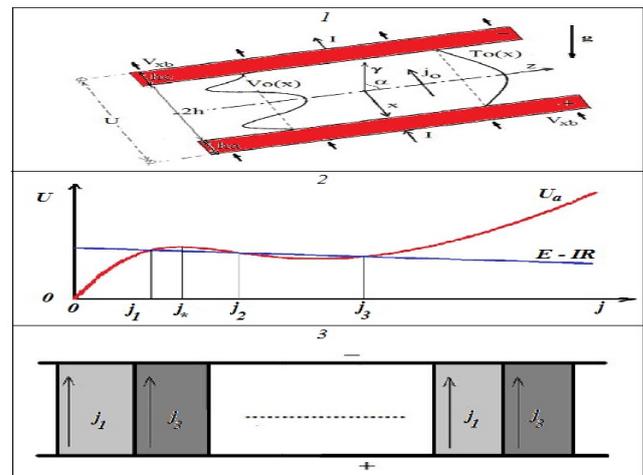


Рис. 2. Образование многоканальных разрядов: 1 – картина распределенного разряда между плоскими электродами,  $j_0$  – однородная плотность тока,  $T_0$  и  $V_0$  – профили температуры и скорости; 2 – вольт-амперная  $U_a(j)$  и нагрузочная  $E-IR$  характеристики дуги,  $E$  – ЭДС цепи,  $I$  – сила тока,  $R$  – балластное электрическое сопротивление; 3 – многоканальные токовые структуры.

Между электродами задавалась разность потенциалов 20–230 В, а через них возможна прокачка электропроводящей среды со скоростью  $V_{xb}$  порядка 1–10 м/с. Такие (и несколько более быстрые) газопылевые плазменные струи (т. н. «плюмы») нередко наблюдаются в экспериментах с дугами на графитовых электродах [21]. Они (по сравнению с металлическими) обладают достаточно высоким тепловым сопротивлением, что, согласно теоретическим результатам работ [1, 23–25], может способствовать образованию немотонных вольт-амперных характеристик (ВАХ) разряда. Струи-«плюмы» (как и прокачка) могут существенно влиять на динамику формы токовых каналов в разрядном промежутке. Так же, как и существенное тепловое сопротивление электродов, они могут способствовать образованию немотонных ВАХ [24, 25].

<sup>1</sup> По нашим оценкам, магнитное число Рейнольдса значительно меньше 1, а индуцируемое поле  $vB \ll$  электрического поля ( $E = 10\text{--}30$  В/см), причем скорость  $v \sim 1\text{--}10$  м/с,  $B$  – до 20 мТл (при наличии внешнего магнитного поля). Магнитное же поле дуговых каналов в пограничном слое у электродов имеет величину до 3 мТл.

<sup>2</sup> Согласно данным [27], для горячего воздуха (температура около 3кК) параметр  $\beta \approx 3,5 \times 10^{-4}$  1/К.

Модельная задача в виде уравнений (1) и (2) о протекании тока между плоскими пористыми электродами может только на качественном уровне отражать динамику формы разряда. В линейном приближении перегревно-конвективная неустойчивость (ток разряда – десятки-первые сотни ампер, межэлектродный зазор узкий – несколько мм) исследовалась ранее в тех же работах [23–25]. Там же приводится и описание численных алгоритмов. В качестве начальных условий применялось одномерное решение (зависящее от координаты  $x$ , продольной току). Анализ устойчивости в электротехническом (одномерном) приближении показал, что при определенных условиях существуют решения, соответствующие участкам ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (см. рис. 2, фрагмент 2). Соответствующие этим решениям течения сплошной среды в межэлектродном пространстве разряда могут быть неустойчивы. Согласно теории «тепловой контракции» тока [23], на падающих участках ВАХ одномерного (фонового) разряда возможно развитие пространственно периодических токовых структур – многоканальных разрядов (см. рис. 2, фрагмент 3).

Отметим, что с ростом разрядных токов (сотни ампер и более) в модели (1)–(2) следует учесть пондеромоторные силы. Приведем некоторые оценочные данные о возможных неустойчивостях, способных привести к формированию сильно неоднородных периодических токовых структур в разряде между графитовыми пористыми электродами. Это неустойчивости – перегреваемая, конвективная и винтовая. Перегреваемая неустойчивость характеризуется (по модели одномерной безграничной среды) инкрементом

$$\lambda = \eta \frac{\sigma E^2}{\rho c T}, \quad \eta = \frac{d \ln \sigma}{d \ln T}. \quad (3)$$

Положим  $\eta = 10$ ,  $\sigma = 1$  кСм/м;  $\rho = 0,125$  кг/м<sup>3</sup>;  $T = 3$  кК;  $c = 1,29$  кДж/кг К,  $E = 10$ –30 В/см. Тогда для характерного времени развития неустойчивости получим  $t_{\text{п}} = 1 / \lambda = 50$ –500 мс. По теоретическим данным [24, 25], падающие участки ВАХ возникают при плотностях тока 100–300 А/см<sup>2</sup>. Указанные времена и средние плотности тока столба дуг в наших экспериментах достигались.

Возможность развития конвективной неустойчивости разряда, обусловленная объёмным тепловыделением в виде джоулева тепла  $Q$ , определяется в [23] критическим числом Рэлея (по ширине зазора), равном  $\approx 18000$ . В настоящее время наиболее часто используется другой критерий, а именно, число Грасгофа:

$$Gr_r = \frac{g \beta Q h^5}{2 \nu^2 \kappa}. \quad (4)$$

Полагая полуширину зазора  $h = 5$  мм, плотность тока 100 А/см<sup>2</sup>,  $\kappa = 68$  мВт/(м К),  $\nu = \mu/\rho \approx 5 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $g = 10$  м/с<sup>2</sup>, получим  $Gr_r \approx 300$ . Критическое же число Грасгофа, по данным [23],  $Gr_{\text{кр}} \approx 5625$ . Как видно, в наших условиях  $Gr_r \ll Gr_{\text{кр}}$ . Период же конвективной ячейки  $\sim \pi h \sim 15$  мм [23]. Значит, для достижения конвективной неустойчивости требуются средние плотности тока  $\sim 500$  А/см<sup>2</sup>, которые были недостижимы в экспериментах, представленных в текущей работе.

Наконец, рассмотрим некоторые известные данные по винтовой неустойчивости цилиндрической дуги [7, 28], проявляющейся при наличии достаточно сильного осевого магнитного поля. Критическая величина индукции такого поля [7] имеет вид

$$B_{\text{кр}} = \alpha \frac{I}{d^3}, \quad (5)$$

где  $\alpha = 0,1$  (мТл см<sup>3</sup>) / А,  $d$  – диаметр разрядной трубки. Длина волны (шаг винта) около  $2d$  [7]. Полагая  $I = 300$  А и рассматривая в качестве  $d$  диаметр «тренированного» дугой электрода  $d_3 = 1,5$  см, из формулы (5) можно получить значение  $B_{\text{кр}} \approx 10$  мТл. Если же оценить величину  $d$  как внутренний диаметр МС  $d_{\text{м}} \sim 15$  см, то получим значение  $B_{\text{кр}} \approx 0,01$  мТл.

### Экспериментальные результаты

Были приняты во внимание данные как из ранее проведенных работ [16, 18, 21], так и специально поставленных экспериментов о влиянии теплового сопротивления электродов и вдува-отсоса через них электропроводящей среды на ВАХ квазистационарного дугового разряда и его форму. В материалах ранее проведенных экспериментов были найдены единичные данные с образованием токовых неоднородностей в узком (1–3 мм) межэлектродном зазоре на электродах с высоким тепловым сопротивлением, выполненных в виде длинных (5–10 см) графитовых стержней [18]. Экспериментально периодические токовые структуры в МГД-установках и влияние на них вдува или отсоса [29–32] (как через электроды, так и через изоляционные стенки разрядных камер устройств) ранее конечно изучались, но в виде преимущественно микродуг [33].

В работе [18] были приведены экспериментальные результаты, показывающие образование двух токовых привязок столба дуги к электроду. Анализ проведенных экспериментальных данных показал, что вероятность возникновения и реализации многоканальных разрядов (многофакельных режимов анода) можно оценить примерно в 4 %.

Действительно, на 96 % видеокadres анодный факел был замечен один раз.

Одной из причин формирования многофакельных режимов разряда может быть неоднородный нагрев электродов (из-за наличия на их поверхностях нескольких существенных локальных максимумов температуры). Эксперименты показали, что предложенные МС могут (в определенных режимах разряда и электропитания МС) стабилизировать как вертикальный, так и горизонтальный разряд. Показано, что умеренное аксиальное магнитное поле проявляло, в целом, себя как стабилизатор дуг эффективнее, чем поле квазиазимутальное (см. рис. 3, кадры 1, 2). Эти кадры соответствуют  $l_{мз} = 110$  мм.

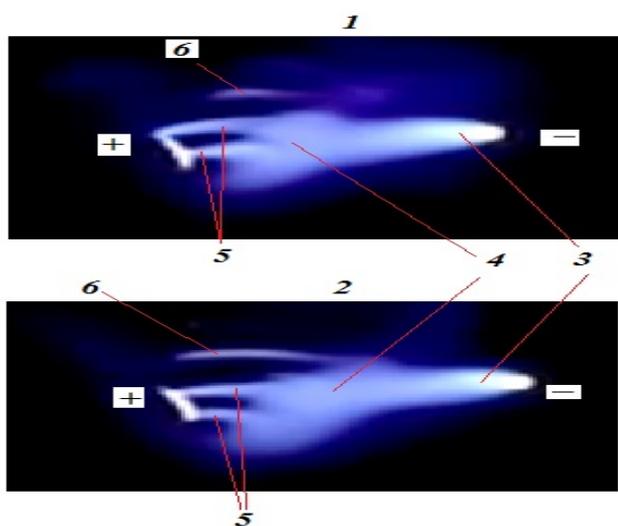


Рис. 3. Видеокadres (1, 2) формирования третьего токового канала в прианодной области: моменты времени  $t_2 > t_1$ , 3 – области основного дугового канала (столба), совпадающие с зоной катодного факела; 4 – зона, переходная к области с расслоением дуги; 5 – анодные токовые каналы ( $\varnothing \sim 2,5$  мм), 6 – плазменная область-предвестник нового токового канала.

Но при узких (до 10 мм) и протяженных (порядка 100 мм) межэлектродных зазорах  $l_{мз}$  дуговой разряд между стержневыми графитовыми электродами в аксиальном внешнем поле может быть нестабилен. В узких зазорах частота и количество токовых каналов у анода увеличивается по сравнению с режимами разряда при наложении квазиазимутального поля.

При более протяженных дугах с ростом величины индукции аксиального поля проявляется винтовая неустойчивость (см. рис. 4, кадр 1). Здесь уже  $l_{мз} = 150$  мм. Формирование винтовых токовых структур 7 способствует их обширному обдуванию поверхности (прежде всего анода) и приводит к усиленному образованию факелов 8 с поверхности электрода (см. рис. 4, кадры 2, 3).

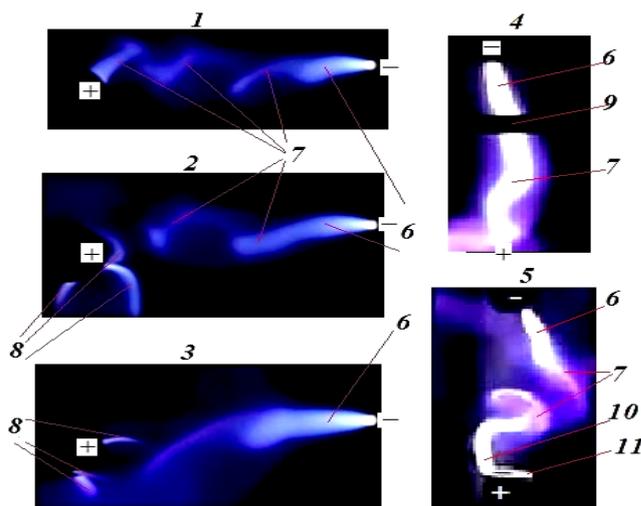


Рис. 4. Видеокadres (1–5) формирования и распада винтовых структур канала дуги: разряды – горизонтальный (1–3,  $t_3 > t_2 > t_1$  – моменты времени, соответствующие этим кадрам,  $l_{мз} = 150$  мм) и вертикальные (4, 5); 6 – области основного дугового канала (столба), совпадающие с зоной катодного факела; 7 – витки спиральной структуры; 8 – анодные плазма-газо-пылевые факелы; на кадре 4 – виток МС (9) запитан током  $I_m = 600$  А, ток разряда  $I = 400$  А,  $l_{мз} = 150$  мм, внешнее магнитное поле аксиально ( $B = 4$  мТл); на кадре 5 –  $I = I_m = 300$  А,  $l_{мз} = 60$  мм, внешнее магнитное поле азимутально ( $B$  – до 20 мТл),  $N = 3$ ; 10 – прианодный шнур, 11 – круговой трек опорного анодного пятна.

Наблюдаемая на кадре 5 винтовая структура возникает во внешнем азимутальном магнитном поле. Вероятно, она вызвана круговым движением опорного анодного пятна по краю стержневого графитового электрода. Отметим, что закручивание дугового столба в винт в работе Мах Karasik [22] обуславливалось круговым движением катодного пятна. В наших же экспериментах катодное пятно, как правило, стационарно. Величина критического значения индукции магнитного поля, вычисленная по формуле (5) по эффективной толщине разрядной трубки  $d$  (как внутренний диаметр МС), существенно меньше величины внешнего аксиального магнитного поля, а винтовые структуры наблюдаются. При этом шаг такой структуры ( $\sim 2$  см) соизмерим с диаметром анода и много меньше внутреннего диаметра МС. По теоретическим же данным [7], этот шаг составляет около  $2d$ .

### Заключение

В работе проведен сравнительный анализ воздействия на протяженный (вплоть до 150 мм) сильноточный (до 600 А) дуговой разряд азимутального (тангенциального) внешнего магнитного поля и традиционного стабилизатора разряда – поля аксиального.

Получены данные об устойчивости протяженного (до 150 мм) дугового разряда в аксиальном магнитном поле и выявлены режимы возникновения винтовой неустойчивости с ростом величины внешнего магнитного поля и разрядного промежутка, не наблюдавшиеся ранее. В частности, показано, что наличие интенсивных приэлектродных факелов на графитовых электродах может стабилизировать при закритических значениях внешнего магнитного поля (предсказываемых по традиционным моделям бесконечно протяженной дуги, стабилизированной стенками) винтовую неустойчивость в значительной области разрядного промежутка, примыкающей к электродам. Продемонстрировано, что винтовые структуры могут возникать и в азимутальном магнитном поле.

Экспериментально установлено, что в узких прианодных зонах электрической дуги возможны многоканальные разряды, предсказанные теоретически. Частота возникновения и количество токовых каналов у анода увеличивается по сравнению с аналогичными режимами разряда при наложении азимутального поля.

Определение критериев возникновения винтовой неустойчивости в условиях разряда, стабилизированного не только стенками, но и иными факторами (электродными факелами, электродами, азимутальным магнитным полем), может составить предмет отдельного исследования.

*Работа выполнена в Институте механики МГУ им. М. В. Ломоносова.*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Недоспасов А. В., Хаит В. Д. Основы физики процессов в устройствах с низкотемпературной плазмой. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. Лебедев А. Д., Урюков Б. А. Импульсные ускорители плазмы высокого давления. – Новосибирск: Ин-т. Теплофизики СО АН СССР, 1990.
3. Glinov A. P. // High Temperature. 2007. Vol. 45. No. 2. P. 143.
4. Huerta M. A., Castillo J. L. // IEEE Trans. Magn. 1993. Vol. 31. No. 1. P. 610.
5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – М.: Наука, 1972.
6. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. – М.: Наука, 1989.
7. Недоспасов А. В., Хаит В. Д. Колебания и неустойчивость низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1979.
8. Синкевич О. А. // ДАН СССР. 1985. Т. 280. № 1. С. 99.
9. Синкевич О. А. // ТВТ. 2013. Т. 51. Вып. 3. С. 345.
10. Хомич В. Ю., Ямицков В. А. // Прикладная Физика. 2011. № 1. С. 43.
11. Урусов Р. М., Урусова И. Р. // ТВТ. 2017. Т. 25. № 5. С. 661.
12. Ашурбеков Н. А., Иминов К. О., Рамазанов А. Р., Шахсинов Г. Ш. // Прикладная физика. 2014. № 2. С. 29.
13. Садриев Р. Ш., Сон Э. Е., Багаутдинова Л. Н., Гайсин Аз. Ф., Гайсин Ф. М. // ТВТ. 2017. Т. 55. № 2. С. 317.
14. Брон О. Б., Сушков Л. К. Потоки плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов. – Л. Энергия, 1975.
15. Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Пшеничный А. А., Якубов Р. Х. // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 29.
16. Герман В. О., Глинов А. П., Головин А. П., Козлов П. В. // Прикладная физика. 2014. № 4. С. 35.
17. Герман В. О., Глинов А. П., Головин А. П., Козлов П. В. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 5. С. 498.
18. Герман В. О., Глинов А. П., Головин А. П., Козлов П. В. // Прикладная физика. 2015. № 5. С. 33.
19. Герман В. О., Глинов А. П., Головин А. П., Козлов П. В., Шалеев К. В. // Прикладная физика. 2016. № 6. С. 18.
20. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. – М.: ИЛ, 1961.
21. Герман В. О., Глинов А. П., Головин А. П., Козлов П. В., Любимов Г. А. // Прикладная физика. 2012. № 6. С. 108.
22. Karasik Max. Driven Motion and Instability of an Atmospheric Pressure Arc / PhD Dissertation. Princeton University. Department of Astrophysical Sciences. Jan. 2000.
23. Глинов А. П. // Известия АН СССР. МЖГ. 1983. № 2. С. 120.
24. Глинов А. П. // Известия РАН. МЖГ. 2015. № 3. С. 12.
25. Глинов А. П. // Известия РАН. МЖГ. 2015. № 4. С. 25.
26. Намитокоев К. К., Пахомов П. Л., Харин С. Н. Математическое моделирование процессов в газоразрядной плазме. – Алма-Ата: Наука, 1988.
27. Gebhart V., Jaluria Yo., Mahajan R., Sammakia B. Buoyancy-induced flows and transport. – N.Y.: Hemisphere Publishing Corporation, 1988.
28. Асиновский Э. И., Афанасьев А. А., Пахомов Е. П. // ТВТ. 1976. Т. 14. С. 695.
29. Герман В. О., Кукота Ю. П., Любимов Г. А. // ПМТФ. 1970. № 1. С. 135.
30. Волков Ю. М., Головин А. П., Догадаев Р. В., Шипук И. Я., Якушев А. А. Режимы сильного торможения в МГД-генераторе. Тепловые процессы в МГД- и термоэлектрических генераторах. – Киев: Наук. Думка, 1982. С. 45.
31. Герман В. О., Кукота Ю. П., Любимов Г. А. Стабилизация диффузной привязки разряда на охлаждаемых электродах с транспирационным вводом активирующих присадок. Генерация потоков электродуговой плазмы. – Новосибирск: Наука, 1987. С. 271.
32. Герман В. О., Успенский В. С. // ПМТФ. 1990. № 5. С. 6.
33. Залкинд В. И., Кириллов В. В., Ларионов Ю. А., Семенов Н. С. // ПМТФ. 1970. № 1. С. 130.

## Influence of an external magnetic field on the stability of an extended arc discharge and the formation of multichannel current structures

A. P. Glinov, A. P. Golovin, and K. V. Shaleev

Institute of Mechanics of the Lomonosov Moscow State University  
1 Michurinskiy av., Moscow, 119192, Russia  
E-mail: krestytroitsk@mail.ru

Received October 20, 2017

*Consideration is given to the theoretical and an experimental research of electric arc discharge stability between core-shaped graphitized electrodes in the open air atmosphere. Theoretical analysis has been based on estimates of the ability of development of key instabilities of the discharge in atmospheric arcs: superheating, convection, and screw. It is noticed that it is probably development of the multichannel current frames. The influence of an axial and azimuthal exterior magnetic field on features of stability and frame of extended discharge is studied in experiments. The relative data about possibilities of stabilization of the extended arc discharge have been obtained by means of the exterior azimuthal and axial magnetic fields.*

*Keywords:* multichannel discharges, electrical arc, high-speed video registration, magnetic field, stability.

### REFERENCES

1. A. V. Nedospasov and V. D. Khait, *Foundations of Physical Processes in the Low-Temperature Plasma Devices* (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
2. A. D. Lebedev and B. A. Uryukov, *High Pressure Plasma Impulsive Accelerators*. (Novosibirsk: Institute of Thermophysics, 1990) [in Russian].
3. A. P. Glinov, *High Temperature* **45** (2), 143 (2007).
4. M. A. Huerta and J. L. Castillo, *IEEE Trans. Magn.* **31** (1), 610 (1993).
5. G. Z. Gershuni and E. M. Zhuhovitsky, *Convective stability of an incompressible liquid*. (NAUKA, Moscow, 1972) [in Russian].
6. G. Z. Gershuni, E. M. Zhuhovitskij, and A. A. Nepomnyaschy, *Stability of convective currents*. (NAUKA, Moscow, 1989) [in Russian].
7. A. V. Nedospasov and V. D. Khait, *Oscillations and instabilities of low-temperature plasma*. Nauka, Moscow, 1979) [in Russian].
8. O. A. Sinkevich, *DAN USSR* **280**, 99 (1985).
9. O. A. Sinkevich, *High Temperature* **51** (3), 345 (2013).
10. V. Ju. Homich and V. A. Yamsshikov, *Prikl. Fiz.*, No. 1, 43 (2011).
11. R. M. Urusov and I. R. Urusova, *High Temperature* **25** (5), 661 (2017).
12. N. A. Ashurbekov, K. O. Iminov, A. R. Ramazanov, and G. Sh. Shakhshinov, *Prikl. Fiz.*, No. 2, 29 (2014).
13. R. Sh. Sadriev, E. E. Son, L. N. Bagautdinova, Az. F. Gaysin, and F. M. Gaysin, *High Temper.* **55** (2), 317 (2017).
14. O. B. Bron and L. K. Sushkov, *Plasma streams in an electric arc of switching off devices*. (ENERGIYA, Leningrad, 1975) [in Russian].
15. V. I. Asjunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, A. A. Pshenichnyi, and P. Kh. Yakubov, *Prikl. Fiz.*, No. 6, 29 (2014).
16. V. O. German, A. P. Glinov, A. P. Golovin, and P. V. Kozlov, *Prikl. Fiz.*, No. 4, 35 (2014).
17. V. O. German, A. P. Glinov, A. P. Golovin, and P. V. Kozlov, *Usp. Prikl. Fiz.* **2** (5), 498 (2014).
18. V. O. German, A. P. Glinov, A. P. Golovin, and P. V. Kozlov, *Prikl. Fiz.*, No. 5, 33 (2015).
19. V. O. German, A. P. Glinov, A. P. Golovin, and P. V. Kozlov, and K. V. Shaleev, *Prikl. Fiz.*, No. 6, 18 (2016).
20. W. Finkelburg and H. Maecker, *Electrische Bogen und Thermishes Plasma* (Handbuch der Physik, Bd. XXII, S. 254-444, 1956; Moscow, Inostr. Liter., 1961).
21. V. O. German, A. P. Glinov, A. P. Golovin, et al., *Prikl. Fiz.*, No. 6, 108 (2012).
22. Max Karasik, *Driven Motion and Instability of an Atmospheric Pressure Arc* (PhD Dissertation. Princeton University. Department of Astrophysical Sciences. Jan. 2000).
23. A. P. Glinov, *Izvestia AN USSR. MZhG.* No. 2, 120 (1983).
24. A. P. Glinov, *Izvestia RAN. MZhG.* No. 3, 12 (2015).

25. A. P. Glinov, *Izvestia RAN. MZhG.* No. 4, 25 (2015).
26. K. K. Namitokov, P. L. Pakhomov, and S. N. Kharin, *Mathematical modeling of processes in gas discharge plasma* (Alma-Ata: Nauka 1988) [in Russian].
27. B. Gebhart, Yo. Jaluria, R. Mahajan, and B. Sammakia, *Buoyancy-induced flows and transport*. (N.Y.: Hemisphere Publishing Corporation, 1988).
28. E. I. Asinovskii, A. A. Afanas'ev, and E. P. Pakhomov, *High Temperatures* **14**, 695 (1976).
29. V. O. German, Yu. P. Kukota, and G. A. Lubimov, *PMTF*, No. 1, 135 (1970).
30. Yu. M. Volkov, A.P. Golovin, and R.V. Dogadaev, *Thermal processes in MHD – and thermoelectric generators* (Kiev: Naukova Dumka. 1982. p. 45–51) [in Russian].
31. V. O. German, Yu. P. Kukota, and G. A. Lubimov, *Generation of streams of electric arc plasma* (Novosibirsk: Nauka, 1987, p. 271) [in Russian].
32. V. O. German and V. S. Uspenskii, *PMTF*, No. 5, 6 (1990).
33. V. I. Zalkind, V. V. Kirillov, Yu. A. Larionov et al., *PMTF*. No. 6, 130 (1970).