

03

## Структура высокочастотного емкостного разряда в закрученном потоке воздуха при атмосферном давлении

© И.П. Завершинский, А.И. Климов, В.Г. Макарян, Н.Е. Молевич,  
И.А. Моралев, Д.П. Порфирьев

Самарский государственный аэрокосмический университет  
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН  
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва  
E-mail: zav@smr.ru

Поступило в Редакцию 11 мая 2011 г.

Проведен анализ условий возникновения переходов между коронной и шнуровой формами одноэлектродных ВЧЕ-разрядов в вихревых потоках в воздухе при атмосферном давлении. Показано, что наблюдаемые переходы при различных значениях расхода газа и параметра закрутки потока связаны прежде всего с газодинамической структурой течения. Получено качественное соответствие расчетных данных, полученных в рамках теоретической модели, экспериментальным данным.

Задача о структуре и динамике электрических разрядов в высокоскоростном воздушном потоке является одной из основной задач плазменной аэродинамики [1]. Практическая задача управления вихревыми течениями вблизи летательного аппарата предполагает воздействие на закрученный поток с поверхности самого аппарата или с некоторого расстояния от его поверхности. Поэтому для решения такой задачи наиболее перспективными являются безэлектродные и одноэлектродные емкостные электрические разряды ВЧ- и СВЧ-диапазонов. В связи с этим задача исследования взаимодействия ВЧ-разряда высокого давления с закрученным высокоскоростным потоком газа является актуальной.

Одноэлектродный емкостный ВЧ-разряд (ВЧЕР), возбуждаемый в электроотрицательных газах при атмосферном давлении в неоднородных электромагнитных полях, может существовать в форме коронного или шнурового разряда [2–7]. Переходы между этими формами являют-

ся мягкими [4,5] и могут быть инициированы изменением приведенного электромагнитного поля либо нагревом или охлаждением разряда. В [2,6,7] было показано, что переход может быть также инициирован созданием закрученного потока.

В [8] наблюдалось существенное увеличение продольного размера плазмы безэлектродного СВЧ-разряда атмосферного давления в закрученном потоке в открытом канале по сравнению с незакрученным потоком. Средняя электромагнитная мощность  $N = 1-2$  kW, частота поля  $f = 2.45$  GHz, объемный расход менялся от 0.5 до 1 l/s.

В [2,6,7] экспериментально изучалось взаимодействие газоразрядной плазмы одноэлектродного импульсно-периодического ВЧЕР в воздухе при атмосферном давлении в открытом канале с закрученным газовым потоком. Радиус трубы изменялся в диапазоне  $R \sim 1.9-3$  см, длина  $L \sim 30-60$  см. Средняя мощность, вложенная в ВЧЕР,  $N = 200-700$  W, частота поля  $f = 0.45$  MHz. Трубка находилась в металлическом цилиндрическом кожухе радиусом  $R_0 = 10$  см. Закрутка потока осуществлялась с помощью лопаточного завихрителя с независимыми осевым и тангенциальным подводом газа. Полный расход  $Q = Q_{ax} + Q_t$  менялся от 0 до 16 g/s. Здесь  $Q_{ax}$  и  $Q_t$  — массовые расходы через аксиальный и тангенциальный подводы. Показано, что при малых значениях параметра  $Z = Q_t / (Q_{ax} + Q_t)$  разряд имеет форму высокочастотной кистевой короны. При больших степенях закрутки филаменты короны стягиваются к центру трубы, формируя визуально однородный разряд шнурового типа, вытянутый вдоль оси против потока. В промежуточном диапазоне значений  $Z$  одновременно существуют обе формы разряда.

Приведенные результаты позволяют предполагать, что наблюдаемые эффекты имеют газодинамическую основу и их надо связывать, прежде всего, со специфической структурой течения газа в закрученных потоках, в том числе с появлением рециркуляционных зон [9-11]. Для подтверждения данного предположения в работе проведен расчет структуры течения и теплового поля в трубке, параметры которой, а также параметры завихрителя и локализованного объемного источника нагрева, моделирующего тепловыделение в разряде, соответствовали экспериментальным, приведенным выше. Расчет проводился с использованием программного комплекса FLUENT 6.3. При моделировании использовались нестационарные уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу, записанные в цилиндрической системе координат и

дополненные уравнением энергии

$$\frac{\partial(\rho\omega + P)}{\partial t} + \frac{\partial[v_i(\rho\omega + P)]}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \kappa + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + v_i \mu_{eff} \left( \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right] + \mathcal{J}.$$

Были использованы начальные условия

$$v_r(r, z, \varphi, 0) = v_\varphi(r, z, \varphi, 0) = v_z(r, z, \varphi, 0) = 0,$$

$$T(r, z, \varphi, 0) = T_0, \rho(r, z, \varphi, 0) = \rho_0.$$

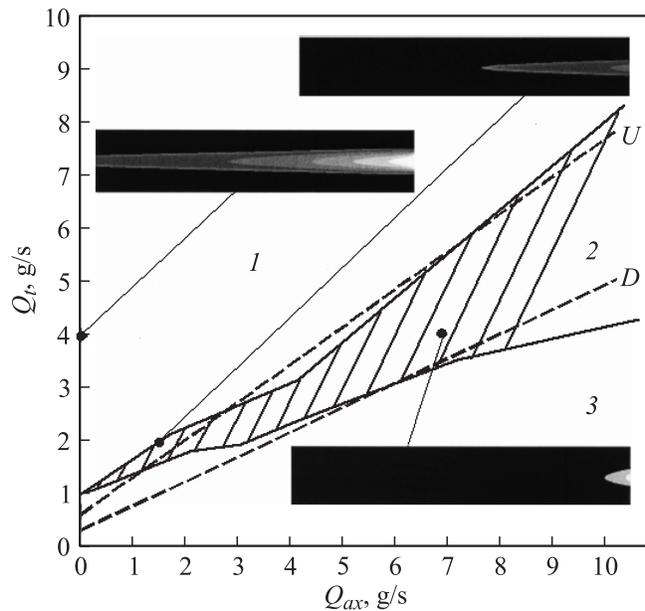
На входе задавались аксиальный и тангенциальный расходы газа через выходы завихрителя. Температура в начальном сечении  $T_0 = 300$  К. Невозмущенное потоком давление полагалось равным атмосферному. На открытом конце считался сохраняющимся массовый расход  $Q(0, t) = Q(L, t)$ . На боковых стенках ставились условия прилипания

$$v_r(R, z, \varphi, t) = v_\varphi(R, z, \varphi, t) = v_z(R, z, \varphi, t) = 0, T(R, z, \varphi, t) = T_0,$$

$$\rho(R, z, \varphi, t) = \rho_0.$$

Здесь  $v_r, v_\varphi, v_z$  — радиальная, тангенциальная и аксиальная компоненты скорости течения соответственно,  $w$  — объемная плотность энергии,  $P$  — давление,  $T$  — температура,  $\rho$  — плотность,  $\mu, \mu_t$  и  $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$  — коэффициенты сдвиговой, турбулентной и эффективной вязкости,  $Pr_t = \mu_t c_p / \kappa_t$  — турбулентное число Прандтля,  $\kappa$  и  $\kappa_t$  — коэффициенты теплопроводности и турбулентной теплопроводности,  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении, зависящая от температуры,  $\mathcal{J}(r, z)$  — объемная плотность мощности источника нагрева.

Создание расчетной геометрии и разностной сетки производилось с использованием препроцессора GAMBIT 2.3.16. Дискретизация пространственных операторов дифференциальных уравнений выполнена со вторым порядком точности. Для расчета конвективных слагаемых применялась разностная схема третьего порядка MUSCL. Расчеты проводились в режиме трехмерного закрученного потока и в режиме аксиально-симметричного закрученного потока.



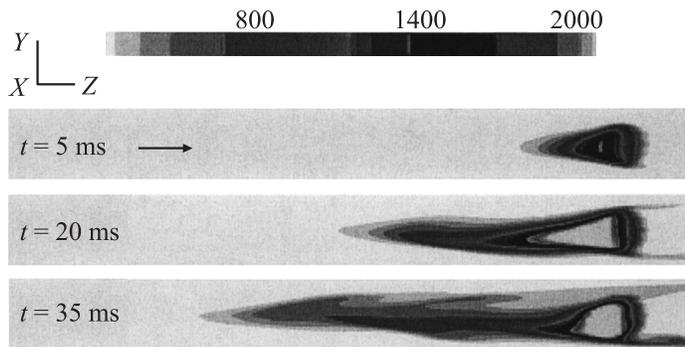
**Рис. 1.** Теоретически рассчитанные области существования различных типов закрученного течения в трубе. Зоны 1, 2 и 3 — зоны развитого противотока, промежуточная зона и зона прямого течения соответственно. Штриховые линии — верхняя ( $U$ ) и нижняя ( $D$ ) границы промежуточной зоны. На контурах аксиальной скорости течения светлые оттенки соответствуют областям противотока. Заштрихованная область между сплошными линиями разделяет экспериментально определенные области существования ВЧЕ-разряда в шнуровой и filamentарной форме по данным, приведенным на рис. 3 работы [7]. Радиус трубы  $R = 1.9$  см, длина  $L = 40$  см, мощность источника  $N = 700$  W.

В аксиально-симметричном случае изучалась структура потока для различных мощностей и типов локализации функции  $\mathcal{J}(r, z)$ . По результатам численного эксперимента была проведена классификация режимов течения на плоскости  $(Q_r, Q_{ax})$ . Соответствующая параметрическая диаграмма приведена на рис. 1. В области 1 в приосевой зоне существует развитый противоток, возникающий у открытого конца трубки и занимающий всю ее длину, а в области 3 имеет место режим

прямого течения. Радиус зоны противотока  $\sim 1$  см. В области 2 между кривыми  $U$  и  $D$  имеет место промежуточный режим, при котором со стороны открытого конца трубы формируется рециркуляционная зона, вытянутая на 1–3 см в направлении завихрителя в окрестности кривой  $D$  и на 5–15 см в окрестности кривой  $U$ . На рис. 1 приведены контуры аксиальной скорости течения, показывающие расположение и размер зон противотока в указанных случаях. Расчеты также показали, что в трубках, где скорости течения достаточно велики, присутствие источников нагрева слабо меняет условия возникновения рециркуляционных зон. Кроме того, для сравнения с экспериментальными данными на рис. 1 показаны найденные в [6,7] области существования шнуrowого (выше заштрихованной зоны) и филаментарного (ниже заштрихованной зоны) разрядов на плоскости  $(Q_t, Q_{ax})$ . В заштрихованной зоне одновременно существуют факельный разряд вблизи оси трубки и коронный во внешней части потока. Проведенные расчеты показали хорошее совпадение зон развитого противотока и прямого течения с экспериментально полученными областями существования шнуrowого и коронного разрядов соответственно.

В режиме нестационарного трехмерного потока численно моделировалась начальная стадия формирования температурной волны при наличии источника однородного нагрева мощности, равной  $N = 200\text{--}700$  W, локализованного в сферической области диаметром  $\sim 3$  см, находящейся на расстоянии 35 см от завихрителя, что качественно соответствовало распределению мощности, вкладываемой в разряд в отсутствие потока [6,7]. Было показано, что в зоне развитого противотока формируется волна нагрева (рис. 2), граница которой распространяется вверх по потоку в направлении завихрителя с начальной скоростью  $\sim 5\text{--}10$  m/s. Это значение близко к измеренному в [6,7] с помощью интерферометрической съемки распространения разряда, а также скоростной съемки разряда, значению скорости роста плазменного шнура вверх по потоку.

В дальнейшем происходит формирование нагретой приосевой зоны, расположенной вверх по потоку от электрода, что соответствует результатам расчетов в режиме аксиально-симметричного потока и теоретическим результатам [10,11]. В результате, во-первых, происходит увеличение средней частоты ионизации  $\nu_{i;RF}$ , которая в пределе  $\omega \ll \delta\nu_{en}$  имеет вид  $\nu_{i;RF} = (2E_0/\pi BN)\nu_i(E_0/N)$  [12]. Здесь  $\delta$  — коэффициент аккомодации,  $\nu_{en}$  — частота электрон-нейтральных соударений,  $\nu_i$  — частота ионизации в постоянном поле,  $E_0$  — амплитуда поля, констан-



**Рис. 2.** Формирование волны нагрева в приосевой области. Горизонтальной стрелкой указано направление потока. Параметры потока и разряда соответствуют зоне I на рис. 1.

та  $B$  зависит от рода газа. Во-вторых, существенно увеличиваются константы скоростей процессов, ответственных за разрушение отрицательных ионов [12,13]. Трехтелное прилипание  $O_2 + e^- + M \rightarrow O_2^- + M$  компенсируется отлипанием  $O_2^- + O_2 \rightarrow O_2 + O_2 + e^-$ , и баланс заряженных частиц в горячей области определяется конкуренцией процессов ионизации и диссоциативной рекомбинации, как в электроположительных газах. Совместное влияние описанных факторов в приосевой области ведет к сильному падению погонного сопротивления  $\rho \sim E/I$  канала [13] и формированию визуально однородной волны ионизации. Эта волна останавливается в неоднородном поле на некотором расстоянии от электрода и формирует шнуровой разряд. Оценку его длины в длинноволновом приближении  $L, 2\pi cl/\rho \ll \lambda$ , имеющем место в [6,7], проведем аппроксимируя систему плазменный шнур — внешний кожух полубесконечной коаксиальной  $RC$ -линией. Здесь  $l$  — погонная индуктивность участка линии,  $E$  — амплитуда продольного ВЧ-поля в шнуре,  $I$  — ток разряда,  $c$  — скорость света. Напряжение в линии описывается уравнением  $\rho C \partial u / \partial t = \partial^2 u / \partial z^2$  с граничными условиями  $u(z=0) = u_0 \cos \omega t$ ,  $u(z \rightarrow \infty) = 0$ . Здесь  $C = 2\pi \epsilon \epsilon_0 \ln^{-1}(R_0/R_p)$  — погонная емкость участка линии,  $R_p$  — радиус шнура,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  F/m,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. При  $C, \rho = \text{const}$  это уравнение имеет аналитическое решение

$u = u_0 \exp(-z/L_p) \cos(\omega t - z/L_p)$ , где  $L_p \approx (2/\omega\rho C)^{1/2}$  — характерная длина шнура. Используя оценку амплитуды продольного ВЧ-поля в шнуре при  $N = 700$  W,  $f = 0.45$  MHz,  $I = 220$  mA, которая в соответствии с данными [6] дает значение  $E \sim 500$  V/cm, и считая разрядный шнур однородным проводником радиусом  $R_p \sim 1$  cm, получаем  $L_p \sim 35$  cm. Экспериментально наблюдаемая в диапазоне параметров [6,7] длина шнура изменялась в диапазоне  $L_p \sim 15$ – $25$  cm. Разница может быть объяснена неоднородностью распределения параметров в реальном шнуре, а также влиянием возбужденных молекул в окрестности разряда на диэлектрическую проницаемость газа. Отметим, что падение погонного сопротивления шнура с ростом температуры приводит к росту длины шнура, что соответствует результатам [6,7].

В области прямого течения поток тепла направлен в сторону открытого конца трубки, так что конвективного прогрева разрядной области и соответствующего изменения ионизационного баланса не происходит, условия формирования разряда в зоне, расположенной вверх по потоку от электрода, слабо отличаются от имеющих место в отсутствие потока и в условиях [6,7] формируется высокочастотная кистевая корона. Плазменные каналы в этом случае растут путем пошагового роста плазменного канала от одного положительного полупериода к другому [5,14]. Процесс роста начинается с формирования положительного стримера или импульса Тричела [14]. Последующие волны ионизации развиваются от острия электрода во время каждого полупериода по следу предшествующего канала. Достигая вершины плазменного канала, они вызывают в положительные полупериоды развитие стримеров, причем это развитие проходит в холодном электроотрицательном газе. На стадии нагрева и удержания формируется филаментарная структура с длиной каналов  $L_p \sim 3$ – $10$  cm.

Проведенные расчеты и оценки позволяют полагать, что переход одноэлектродного ВЧЕР от коронной формы к шнуровой, наблюдаемый в [2,6,7], вызывается, прежде всего, нагревом приосевой области в рециркуляционной зоне потока, индуцирующим изменение набора основных кинетических процессов и их скоростей, а также заметное изменение электродинамических характеристик плазменного канала.

Работа частично поддержана АВЦП „Развитие научного потенциала высшей школы“ (2009–2011 гг.), проект 2.1.1/309, ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.“, ГК № П2315, № 14.740.11.0999 и НИР № ГР 01201156352.

## Список литературы

- [1] *Klimov A.* // Proc. EUCASS. Paris, 6–9 July, 2009. P. 11.
- [2] *Klimov A., Bityurin V., Moaralef I.* et al. // Paper AIAA 2011–1272.
- [3] *Trunecsek V.* // Folia Fac. Sci. Nat. University. 1971. V. 12. P. 3–13.
- [4] *Nova M., Sicha M., Kapichka V., Jastrabik L., Soukup L., Hubigka Z., Klíma M., Sluvicek P., Brablec A.* // J. de Physique. 1997. V. IV. P. C4-331–C4-339.
- [5] *Электрическая изоляция высокочастотных установок высокого напряжения* / Под ред. М.А. Аронова, В.П. Ларионова. М.: АО „Знак“, 1994. 288 с.
- [6] *Моралев И.А.* Взаимодействие газоразрядной плазмы с закрученными течениями / Дис. на соис. учен. степ. к. ф.-м. н. М.: ОИВТ РАН, 2010. 160 с.
- [7] *Моралев И.А., Климов А.И., Преображенский Д.С., Толкунов Б.Н., Кутлалиев В.А.* // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1 (Прил.). С. 136–141.
- [8] *Jeong H.Kim, Yong C. Hong, Young S., Kim, Han S. Uhm* // J. Korean Physical Society. 2003. V. 42. P. S876–S879.
- [9] *Гупта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
- [10] *Завершинский И.П., Макарян В.Г., Молевич Н.Е., Моралев И.А., Климов А.И., Порфирьев Д.П.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 24. С. 59–67.
- [11] *Завершинский И.П., Климов А.И., Макарян В.Г., Моралев И.А., Молевич Н.Е., Порфирьев Д.П.* // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1 (Прил.). С. 142–146.
- [12] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко И.А.* Высокочастотный емкостный разряд. М.: Наука, Физматлит, МФТИ, 1995. 320 с.
- [13] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [14] *Auzaz F., Tardiveau P., Puech V., Makarov M., Agneray A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 495204 (1–7).