

Краткие сообщения

04

Исследование распределения плотности тока на поверхности анода в импульсно-периодическом режиме отрицательной короны в аргоне

© Б.Б. Балданов, Ц.В. Ранжуров

Институт физического материаловедения СО РАН,
670047 Улан-Удэ, Россия
e-mail: baibat@mail.ru

(Поступило в Редакцию 10 июля 2013 г. В окончательной редакции 5 февраля 2014 г.)

Экспериментально обнаружены сужение радиального распределения тока по аноду и уменьшение светового диаметра у анода с ростом тока короны. Получена параболическая аппроксимация для вольт-амперной характеристики отрицательной короны в аргоне с учетом экспериментально обнаруженного сужения токового сечения на аноде с ростом тока короны.

К настоящему времени разработано большое число математических методов расчета усредненной во времени вольт-амперной характеристики (ВАХ) отрицательной короны в воздухе. Как показали динамические расчеты [1–3] отрицательной короны, учет реальной зарядовой кинетики, а также сложная геометрия электродной системы значительно усложняют и делают трудоемкими такие расчеты, что затрудняет их широкое использование во многих практических приложениях коронного разряда. В [4] показано, что расчеты усредненной ВАХ отрицательной короны можно существенно упростить, используя понятие об усредненной по времени и по радиусу эффективной трубке тока. В основе упрощенных расчетов ВАХ короны с использованием понятия эффективной токовой трубки лежит свойство отрицательной короны в воздухе, заключающееся в сохранении ее поперечной структуры на аноде при варьировании тока [5]. При этом радиальный профиль плотности тока на аноде не зависит от структуры силовых линий вблизи коронирующего острия и величины тока короны, а зависит лишь от текущего радиуса на аноде.

В работах [6–9] впервые сообщается об обнаружении импульсно-периодического режима отрицательной короны в электроположительных газах (азот, аргон) в геометрии острие–плоскость в широкой области экспериментальных условий. Сравнение динамических характеристик отрицательной короны в электроположительных газах позволило выявить ряд существенных отличий от свойств короны в воздухе. Установлено, что на ВАХ отрицательной короны в электроположительных газах выделяются три стадии развития коронного разряда (гистерезисная область, импульсно-периодический режим, режим тлеющего разряда), характеризующиеся своими пороговыми напряжениями и скоростями роста тока [6,7]. Следует ожидать, что наличие различных токовых режимов горения коронного разряда в электроположительных газах должно приводить к изменению формы токовой трубки с ростом тока. В экспериментах

с отрицательной короной в воздухе обнаружено, что при переходе отрицательной короны в режим тлеющего разряда наблюдается сужение радиального распределения тока по аноду и увеличение светового диаметра короны с ростом тока короны [10]. В [6] при исследовании отрицательной короны в электроположительном газе (азоте) обнаружено влияние немонотонного радиального распределения тока на аноде на форму токовой трубки коронного разряда.

Таким образом, для корректного расчета усредненной ВАХ отрицательной короны в аргоне с использованием понятия эффективной токовой трубки, необходима априорная информация о характере растекания тока по поверхности плоского анода. Особенно важен учет данного обстоятельства при расчетах отрицательной короны в коротких (сантиметровых) промежутках, поскольку с уменьшением межэлектродного промежутка переходная область с сильно нестационарным полем составляет заметную долю от длины межэлектродного промежутка.

Для измерения радиального распределения тока $j(r)$ использовался плоский секционированный анод большого диаметра, набранный из металлических колец [5]. Концентрические кольца разделены между собой тонкими диэлектрическими зазорами. Для измерения плотности тока в центре анода использовался плоский анод с небольшим отверстием, в которое через тонкую диэлектрическую трубку вставляется проволока диаметром $D = 33 \text{ mm}$ (эффективная площадь собирающей поверхности зонда составляет $\sim 7 \text{ mm}^2$). Торцы проволоки-зонда заделаны заподлицо с поверхностью анода. В эксперименте регистрировался ток с каждого кольца, а также суммарный ток разряда. Корректность измерений проверялась совпадением суммарного тока разряда с суммой токов всех колец. В качестве коронирующего электрода использовался металлический стержень, радиусом закругления вершины конуса $r = 25 \text{ }\mu\text{m}$. Электрическое питание коронного разряда осуществлялось от выпрямительной установки ВС-20-10. Величина регулируемого напряжения U изменяется до 20 kV. Источник

питания подключался к электродам через балластное сопротивление R_b . Усредненный ток отрицательного коронного разряда измерялся стрелочным микроамперметром, напряжение на разрядном промежутке измерялось универсальным вольтметром с помощью калиброванного высоковольтного делителя с соотношением плеч 1:1000. В экспериментах использовался особо чистый аргон Ar (ГОСТ 10157-79), содержание примесей на уровне 0.01%. Для поддержания паспортной чистоты аргона и удаления из зоны разряда возможных продуктов плазмохимических реакций, газ непрерывно прокачивался через разрядную камеру. Расход аргона измерялся с помощью ротаметра РМ-А-0.16 ГУЗ до $28 \cdot 10^{-3}$ kg/s. Экспериментально измеренные ВАХ отрицательной короны атмосферного давления аппроксимируются параболической зависимостью вида [4]

$$I = kU(U - U_0) \cong \frac{\mu_i \varepsilon_0 S_a}{d^3} U(U - U_0), \quad (1)$$

где μ_i — подвижность ионов, ε_0 — электрическая постоянная, d — межэлектродный промежуток, U_0 — начальное напряжение, S_a — эффективная площадь токовой трубки на аноде.

В отличие от короны в воздухе, для которой U_0 соответствует напряжению зажигания короны U_* , в случае аргона U_0 соответствует напряжению погасания короны (в аргоне $U_* > U_0$) [7]. Отмеченное обстоятельство обусловлено тем, что для ВАХ отрицательной короны в электроположительных газах (азот, аргон) характерен гистерезис [6,7].

В случае отрицательной короны в воздухе плотность тока на аноде монотонно падает от центра по закону Варбурга [11]

$$j(\vartheta) \cong j_0 \cos^n \vartheta \equiv j_0(1 + \operatorname{tg}^2 \vartheta)^{-n/2}, \quad (2)$$

где j_0 — плотность тока в центре анода, которая линейно растет с ростом тока короны I , ϑ — угол с вершиной на острие иглы и отсчитываемый от оси симметрии короны, $\operatorname{tg} \vartheta = r/d$, где r — текущий радиус на аноде, d — межэлектродное расстояние.

Величину эффективного сечения токового канала отрицательной короны на аноде по приведенному выше выражению можно оценить как [3]

$$S_a \cong I/j_0 = \pi d^2 / j_0 \int j(\vartheta) d(\operatorname{tg} \vartheta)^2 \cong (2 \pm 0.2) d^2 (\text{mm}^2), \quad (3)$$

где I — полный ток короны.

Установлено, что для отрицательной короны в воздухе свойственна независимость эффективного сечения токового канала на аноде от полного тока короны [5].

На рис. 1 представлена зависимость эффективного сечения токовой трубки S_{a1} отрицательной короны на аноде от полного тока короны в аргоне. Как видно, токовое сечение S_{a1} осесимметричной короны в аргоне

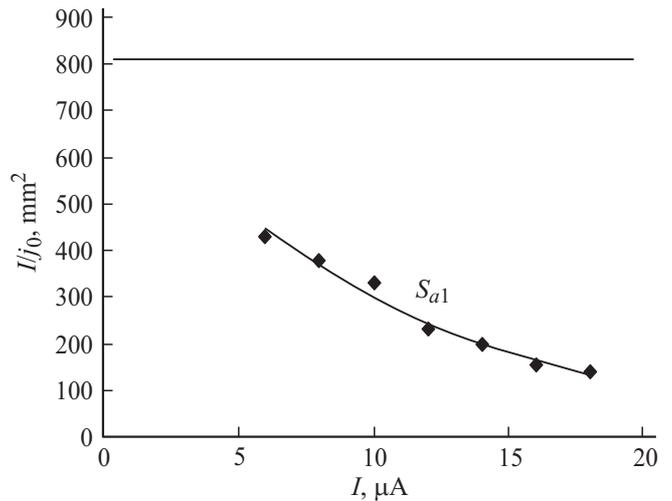


Рис. 1. Зависимость эффективного сечения токового канала S_{a1} на аноде от полного тока короны в аргоне. Межэлектродное расстояние $d = 2$ см. Сплошная горизонтальная линия — эффективное токовое сечение короны в воздухе $S_{a2} \cong 2d^2$ [3].

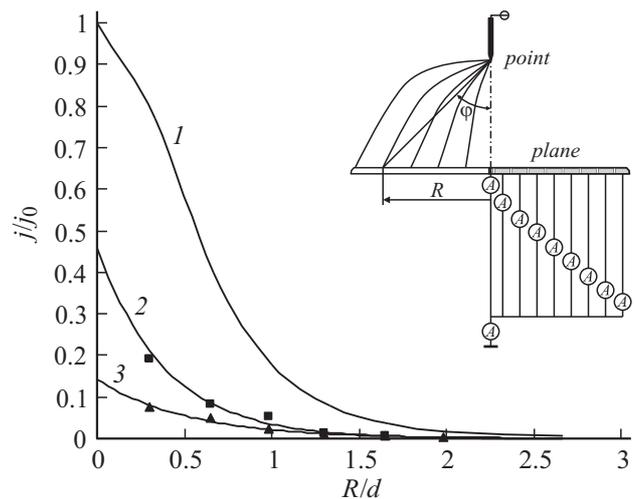


Рис. 2. Распределение плотности тока по аноду отрицательной короны: 1 — распределение плотности тока на аноде согласно закону Варбурга. Экспериментальные значения плотности тока на аноде в аргоне: 2 — $I = 8 \mu\text{A}$, 3 — $I = 22 \mu\text{A}$. Межэлектродное расстояние $d = 2$ см. На вставке — схема экспериментального стенда.

(рис. 1) значительно меньше (\sim в 2 раза) эффективного сечения короны, определяемого из распределения Варбурга (сплошная горизонтальная линия $S_{a2} \cong 2d^2$, рис. 1). При дальнейшем увеличении полного тока I короны наблюдается сужение токового канала.

Исследования с секционированным анодом показывают, что уменьшение эффективного сечения канала короны в аргоне связано с немонотонным характером растекания тока на плоском аноде (рис. 2). Из представленных результатов видно, что увеличение напряжения U приводит к изменению темпов нарастания

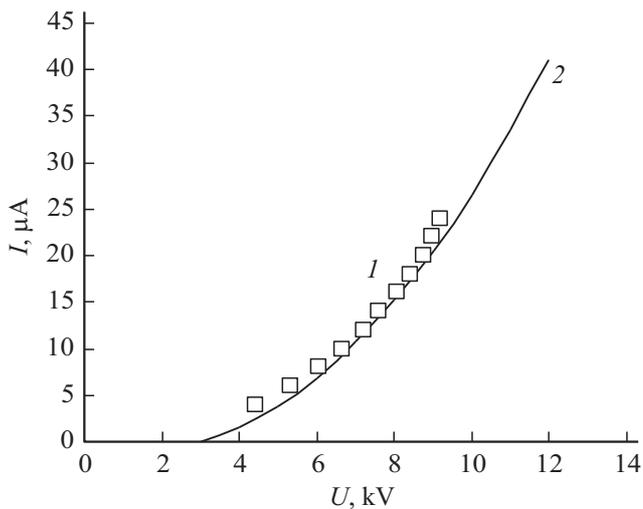


Рис. 3. Экспериментальная (1) и расчетная (2) ВАХ отрицательной короны в геометрии острие–плоскость в аргоне. Межэлектродное расстояние $d = 2$ см.

плотностей тока в центре короны и на периферийных секциях. В области начальных токов отрицательной короны в аргоне плотность тока на секциях линейно растет с увеличением полного тока короны. При дальнейшем повышении полного тока короны I плотность тока на центральной секции начинает увеличиваться резче линейного закона, а на периферийной секции темп нарастания плотности тока резко снижается, т.е. наблюдается перераспределение тока на аноде в пользу его центральной части.

На рис. 3 представлены ВАХ отрицательной короны в аргоне (2), полученные, согласно (1), с использованием понятия эффективного сечения S_a токовой трубки на аноде. Как видно, совпадение расчетной ВАХ (2) с экспериментально измеренной (1) достигается, если принять вместо общепринятой величины токового сечения $S_{a2} \cong 2d^2$, восстановленную из экспериментальных данных изменение величины площади S_{a1} токовой трубки на аноде с ростом тока короны.

Список литературы

- [1] Акишев Ю.С., Кочетов И.В., Лобойко А.И. и др. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 1136.
- [2] Козлов Б.А., Соловьев В.И. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 5. С. 18.
- [3] Болтачев Г.Ш., Зубарев Н.М. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 11. С. 28.
- [4] Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 8. С. 775.
- [5] Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 2. С. 198.
- [6] Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Трушкин Н.И. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 6. С. 550.
- [7] Дандарон Г.-Н.Б., Балданов Б.Б. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 3. С. 273.
- [8] Zahoranova A. et. al. // Acta Phys. Slovaca. 2004. Vol. 54. N 1. P. 49–56.
- [9] Abolmasov S.N. et. al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 165–203.
- [10] Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 2. С. 198.
- [11] Warburg E. Ueber die Spitzenentladung // Wied. Ann. 1899. Vol. 67. P. 69. Charakteristik des Spitzenstormes / Handbuch der Physik. Vol. 4. Berlin: Springer Verlag, 1927. P. 154.