

01

## Униполярная модель отрицательного коронного разряда: сравнение рассчитанных и экспериментальных вольт-амперных характеристик в системе электродов сфера—плоскость

© Н.В. Мельникова, А.В. Самусенко, Ю.Ф. Сафронова

Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: a.samusenko@spbu.ru

(Поступило в Редакцию 26 сентября 2016 г.)

Компьютерное моделирование коронного разряда с учетом процессов в чехле требует значительных ресурсов памяти и расчетного времени. В связи с этим актуальным является вопрос поиска и усовершенствования упрощенных моделей, в которых описание происходящих в объеме чехла коронного разряда процессов сводится к граничному условию на поверхности активного электрода. Рассматривается недавно предложенная униполярная (учитывающая носители заряда только одного знака) модель, в которой граничное условие на коронирующем электроде описывает скорость изменения плотности потока электронов из чехла. Рассчитанные при помощи этой модели вольт-амперные характеристики сопоставляются с экспериментальными данными в диапазоне межэлектродных расстояний от нескольких  $\mu\text{m}$  до нескольких  $\text{cm}$  для выявления области применимости модели. Модель показывает хорошее соответствие с экспериментом для межэлектродных расстояний больше 1 см.

DOI: 10.21883/JTF.2017.08.44716.2043

### Введение

Электрический ветер — течение газа, вызванное коронным разрядом [1]. Это явление находит применение в промышленных электрофильтрах [1], охлаждающих устройствах [2–5], прототипах летательных аппаратов [6,7], в управлении профилем обтекания [8,9].

Компьютерное моделирование коронного разряда на основе полной системы уравнений с рассмотрением ионизационных процессов в чехле крайне ресурсоемко. Поэтому разрабатываются упрощенные модели, основанные на униполярном приближении: в объеме рассматривается только внешняя зона разряда, в которой присутствуют заряженные частицы одного знака (соответствующего полярности активного электрода) и нет ионизации [10]. Чехол коронного разряда в таких моделях описывается посредством граничного условия на поверхности коронирующего электрода. Традиционные модели обычно используют условие на постоянство напряженности электрического поля после зажигания разряда  $E = E_0$  (значение пороговой напряженности  $E_0$  для цилиндрических электродов можно найти по формуле Пика [1], для других геометрий требуется его подбирать) либо определяют плотность потока ионов  $j$  как некоторую функцию напряженности поля  $j = f(E)$ . В качестве функции  $f(E)$  берут, как правило, простую модельную зависимость, например линейную, коэффициенты которой подбираются для соответствия экспериментальным данным. Такого рода модели в общем случае требуют переопределения коэффициентов при любом изменении геометрии. Это приводит к необходимости получать экспериментальные данные при каждой модификации геометрии, что ограничивает общность модели и снижает ее ценность.

В [11] предложено граничное условие для униполярной модели в виде скорости изменения плотности потока электронов  $j_e$ :

$$\frac{\partial j_e}{\partial t} = j_e \frac{\gamma(\exp M - 1) - 1}{\tau}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — коэффициент вторичной эмиссии с поверхности электрода,  $M$  — число ионизационных столкновений,  $\tau$  — время пролета положительных ионов сквозь чехол коронного разряда. Следует отметить, что  $\tau$  по порядку величины не превышает долей миллисекунд, и в стационарном режиме, в котором рассчитываются значения токов для вольт-амперной характеристики, значение данного параметра не влияет на результат расчета.

Условие (1) в качестве параметров содержит коэффициент вторичной эмиссии  $\gamma$ , определяющийся материалом активного электрода и состоянием его поверхности. Этот коэффициент не меняется при изменении взаимного расположения электродов, что является преимуществом модели — она может быть использована для оптимизации конструкции устройств на основе электрического ветра. В [12] было проведено сравнение результатов моделирования и эксперимента (вольт-амперные характеристики, поля скоростей) в двух геометрических конфигурациях: в системах сфера—плоскость и игла—плоскость, которое продемонстрировало хорошее соответствие между моделью и экспериментом.

В униполярной модели объемные процессы в чехле коронного разряда заменяются граничным условием, структура чехла при этом не рассматривается. Очевидно, подобное упрощение может быть применимо только в том случае, когда межэлектродное расстояние существенно превышает характерный размер чехла.

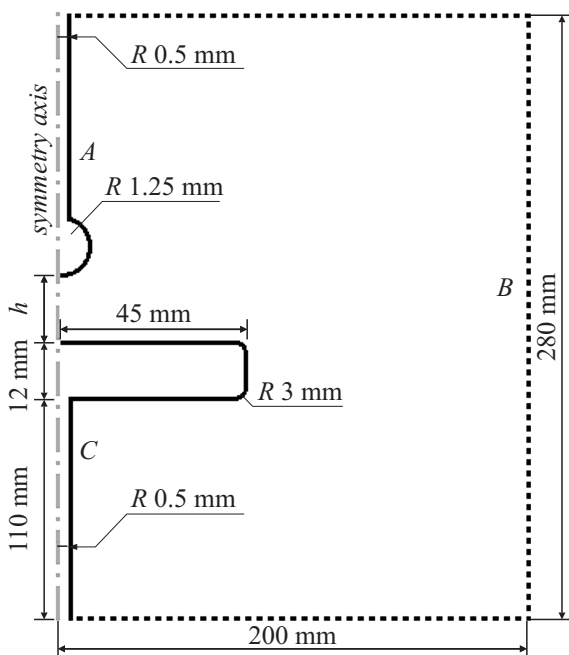


Рис. 1. Схема расчетной модели.

Поэтому представляет интерес вопрос о том, в каком диапазоне межэлектродных расстояний рассматриваемая упрощенная модель применима. Этот вопрос далее будет рассмотрен для случая коронного разряда отрицательной полярности в системе электродов сфера–плоскость.

### Эксперимент

Исследование проводилось в системе электродов сфера–плоскость (рис. 1) при варьировании межэлектродного расстояния  $h$ .

В качестве высоковольтного электрода использовалась стальная сфера радиуса 1.25 mm, закрепленная на тонком металлическом цилиндре диаметром 1 mm с помощью магнитных сил. Металлический цилиндр выполнял функции провода, подводящего высокий потенциал. Заземленный электрод представляет собой медный цилиндр высотой 12 mm и диаметром 9 mm.

Напряжения и токи регистрировались при помощи двухканального АЦП L-Card E-502. Измерение тока осуществлялось путем регистрации напряжения на сопротивлении 1 kΩ, последовательно включенным в цепь источник — разрядный промежуток.

Подача высокого напряжения отрицательной полярности осуществлялась при помощи источника постоянного напряжения ИВН-50.

### Моделирование

Система уравнений (2)–(5) аналогична рассмотренной в [12] и содержит уравнение Пуассона (2), уравнения Нернста–Планка для электронов и отрицательных

ионов (4), (5), а также уравнение для интегрирования коэффициента ионизации  $\alpha(E)$  вдоль силовых линий электрического поля (3):

$$\begin{cases} \epsilon_0 \Delta \varphi = -e(n_e + n_i) & (\mathbf{E} = -\nabla \varphi), \end{cases} \quad (2)$$

$$(\mathbf{E}/E \nabla) M = \alpha(E), \quad (3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}[-D_e \nabla n_e - n_e \mu_e \mathbf{E}] = -v_{\text{att}}(E) n_e, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div}[-D_i \nabla n_i - n_i \mu_i \mathbf{E}] = +v_{\text{att}}(E) n_e. \end{cases} \quad (5)$$

Искомыми функциями в системе уравнений (2)–(5) являются распределения электрического потенциала  $\varphi$ , концентрации электронов  $n_e$ , концентрации ионов  $n_i$ . Также рассчитывается распределение числа ионизационных соударений  $M$ , используемое в граничном условии (1).  $D_e, D_i$  — коэффициенты диффузии,  $\mu_e, \mu_i$  — подвижности носителей заряда. Индексы  $e$  и  $i$  относятся к электронам и ионам соответственно.  $v_{\text{att}}$  — коэффициент прилипания электронов к нейтральным молекулам,  $e$  — элементарный заряд,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная.

Зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  от напряженности поля  $E$  задана в соответствии с интерполирующей функцией  $\alpha(E) = A \exp(-B/E)$  по данным [13], где  $A$  и  $B$  — постоянные. Подвижность электронов  $\mu_e(E)$ , коэффициент диффузии электронов  $D_e(E)$ , частота прилипания  $v_{\text{att}}(E)$  заданы как аппроксимации экспериментальных данных [14,15]. Выбранное значение подвижности ионов  $\mu_i = 2.6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ , согласуется с данными [1] и измерениями подвижности ионов по вольт-амперным характеристикам короны на больших межэлектродных расстояниях [16]. Исходя из соотношения Эйнштейна, коэффициент диффузии ионов задан равным  $D_i = \mu_i k_B T = 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T = 293 \text{ K}$ . Коэффициент вторичной эмиссии взят равным  $\gamma = 4 \cdot 10^{-4}$ .

Граничные условия приведены в таблице.  $U$  — напряжение на высоковольтном электроде, индекс  $n$  обозначает нормаль к границе.

Система уравнений (2)–(5) решается как переходная задача, однако расчет ведется при подаче постоянного напряжения до выхода на стационар, при котором и вычисляется значение тока, соответствующее данному напряжению.

Граничные условия

Уравнение	A — высоковольтный электрод	B — внешняя граница модели	C — заземленный электрод
(2)	$\varphi = -U$	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$	$\varphi = 0$
(3)	—	—	$M = 0$
(4)	(1)	$(j_e)_n = 0$	—
(5)	$j_i = 0$	$(j_i)_n = 0$	—

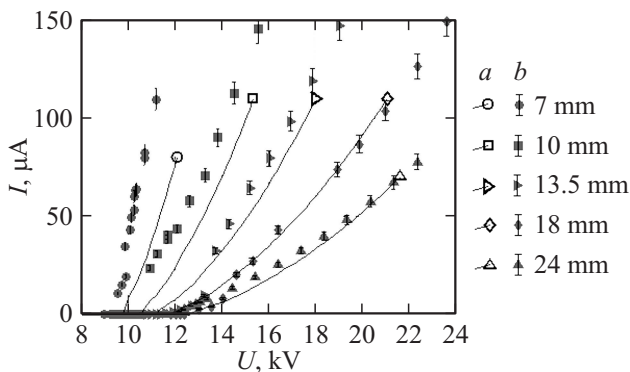
## Результаты

Как видно из рис. 2, расчетные вольт-амперные характеристики хорошо соотносятся с экспериментальными при межэлектродных расстояниях, превышающих сантиметр, а при меньших — расчет систематически занижает значение токов.

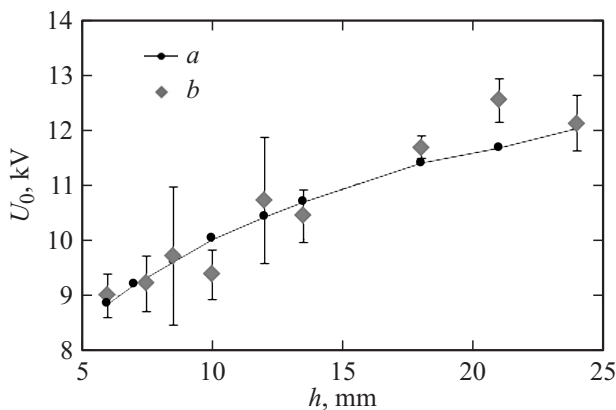
И расчетные, и экспериментальные вольт-амперные характеристики выше порога зажигания хорошо аппроксимируются квадратичной функцией вида

$$I(U) = KU(U - U_0). \quad (6)$$

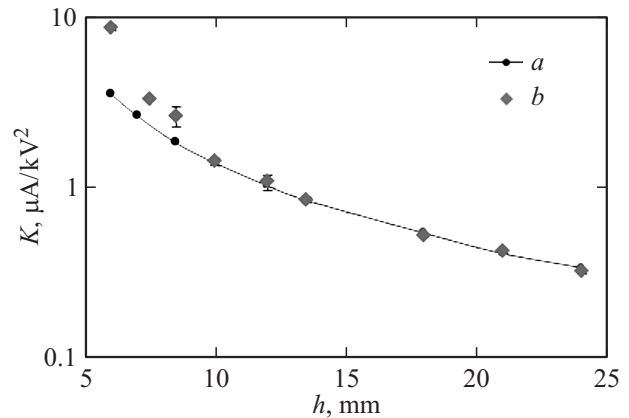
Вольт-амперная характеристика в таком случае определяется двумя параметрами: порогом зажигания  $U_0$  и коэффициентом  $K$ . Эти параметры могут быть рассчитаны путем линейной аппроксимации отношения  $I/U$ , как функции напряжения  $U$ . На рис. 3, 4 приведены расчетные и экспериментальные зависимости  $U_0$  и  $K$  от межэлектродного расстояния. Расчетные значения  $U_0$  находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментом во всем диапазоне межэлектродных расстояний, отклонение не превышает 7%. Расчетные значе-



**Рис. 2.** Расчетные и экспериментальные вольт-амперные характеристики при разных межэлектродных расстояниях  $h$ ;  $a$  — расчет,  $b$  — эксперимент.



**Рис. 3.** Зависимость порога возникновения коронного разряда  $U_0$  от межэлектродного расстояния  $h$ . Сопоставление экспериментальных и расчетных значений;  $a$  — расчет,  $b$  — эксперимент.



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента  $K$  (см. формулу (6)) от межэлектродного расстояния  $h$ . Сопоставление экспериментальных и расчетных значений;  $a$  — расчет,  $b$  — эксперимент.

ния  $K$  находятся в хорошем согласии с экспериментом для межэлектродных расстояний, превышающих 1 см (отклонение не превышает 7%). При расстояниях менее 1 см различие быстро увеличивается с уменьшением межэлектродного расстояния: 30% при  $h = 1$  см, 50% при  $h = 7$  мм, 80% при  $h = 6$  мм.

Тот факт, что сильное расхождение наблюдается именно по коэффициенту  $K$ , а не по порогу зажигания, говорит о том, что расхождение связано именно с описанием коронного разряда, а не процессов, предшествующих его появлению. Можно предположить, что прежде всего причиной расхождения является отсутствие в модели облака положительных ионов в чехле коронного разряда. Наличие этой компоненты в структуре объемного заряда ослабляет экранирование поля доминирующим в короне отрицательным объемным зарядом и, как следствие, делает возможным больший уровень тока.

## Выводы

Рассматриваемая униполярная модель отрицательной короны с граничным условием (1) в виде скорости выхода потока электронов с коронирующего электрода в качестве входных параметров включает известные физические величины, поддающиеся независимому измерению: коэффициент ионизации, подвижности отрицательных ионов и электронов, коэффициенты диффузии, коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии. Такая модель не требует дополнительных подгоночных параметров при изменении взаимного расположения электродов.

Сопоставление экспериментальных и расчетных вольт-амперных характеристик для системы электродов сфера—плоскость показало, что эта модель может применяться для расчетов при межэлектродных расстояниях больше 1 см. Для межэлектродных расстояний порядка единиц мм модель систематически завышает величину тока короны.

## Список литературы

- [1] *Верещагин И.П.* Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
- [2] *Yang F.* et al. // Proc. of the International Symposium on High Voltage Engineering, Delft, Netherlands, 2003. P. 1–4.
- [3] *Go D.B., Garimella S.V., Fisher T.S., Mongia R.K.* // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 102. N 5. P. 053302.
- [4] *Chen I.Y., Guo M.-Z., Yang K.-S., Wang C.-C.* // Int. J. Heat Mass Tran. 2013. Vol. 57. N 1. P. 285–291.
- [5] *Ong A.O., Abramson A.R., Tien N.C.* // J. Heat Mass Tran. 2014. Vol. 136. N 6. P. 061703.
- [6] *Siswanto W.A., Ngui K.* // Aust. J. Basic. Appl. Sci. 2011. Vol. 5. N 9. P. 1433–1438.
- [7] *Ianconescu R., Sohar D., Mudrik M.* // J. Electrostat. 2011. Vol. 69. N 6. P. 512–521.
- [8] *Léger L., Moreau E., Artana G., Touchard G.* // J. Electrostat. 2001. Vol. 51–52. N 1–4. P. 300–306.
- [9] *Léger L., Moreau E., Touchard G.* // J. Electrostat. 2006. Vol. 64. N 3–4. P. 215–225.
- [10] *Adamiak K.* // J. Electrostat. 2013. Vol. 71. P. 673–680.
- [11] *Samusenko A., Stishkov Yu., Zhidkova P.* // I.J.PEST. 2015. Vol. 9. N 1. P. 24–28.
- [12] *Ашихмин И.А., Самусенко А.В., Стишков Ю.К., Яковлев В.В.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 11. С. 65–72.
- [13] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопродный: Интеллект, 2009. 736 с.
- [14] *Dutton J.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. N 3. P. 577–856.
- [15] *Gallagher J.W., Beaty E.C., Dutton J., Pitchford L.C.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1983. Vol. 12. N 1. P. 109–152.
- [16] *Moreau E., Benard N., Lan-Sun-Luk J.-D., Chabriat J.-P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. Vol. 46. P. 475204.