

Униполярная модель электрического ветра, вызванного положительным коронным разрядом

* А. В. Самусенко, Ю. Ф. Сафронова, Ю. К. Стишков

Научно-образовательный центр «Электрофизика» физического факультета
Санкт-Петербургского государственного университета,
ул. Ульяновская, 1, Старый Петергоф, г. Санкт-Петербург, 198504, Россия,
*e-mail: andreys2004v@yandex.ru

Представлена модель положительной короны в униполярном приближении при наличии граничного условия на скорости изменения потока ионов из чехла коронного разряда. Результаты моделирования сравниваются, с одной стороны, с экспериментальными измерениями поля скоростей электрического ветра PIV-методом, с другой – с более точным, но и более ресурсоемким дрейфово-диффузионным приближением. Униполярная модель показала соответствие с экспериментом и дрейфово-диффузионной моделью для скоростей во всей исследуемой области, кроме узкой зоны вблизи иглы и на оси симметрии системы электродов.

Ключевые слова: коронный разряд, электрический ветер, униполярное приближение, дрейфово-диффузионное приближение, компьютерное моделирование.

УДК 537.523.3

ВВЕДЕНИЕ

Электрический ветер – течение газа, сопровождающее коронный разряд [1]. Течение электрического ветра направлено от коронирующего электрода и имеет обычно вид тонкой интенсивной струи. Практическое использование электрического ветра весьма обширно: от систем воздушного охлаждения [2–5] до создания летательных аппаратов [6–7], управления аэродинамикой крыльев и других объектов [8–13]. Также электрический ветер может играть существенную роль в системах очистки от органических загрязнений с помощью коронного разряда [14].

Компьютерное моделирование электрического ветра расширяет возможности анализа экспериментальных данных, может быть полезным при конструировании новых технических устройств на его основе. В основном компьютерное моделирование проводится в так называемом униполярном приближении [15], поскольку более полные системы уравнений (например, дрейфово-диффузионное приближение [16]) требуют значительных вычислительных ресурсов. В рамках униполярного приближения встает вопрос о выборе условия на поверхности коронирующего электрода, описывающего чехол коронного разряда. Традиционно это условие выбирается на основании эмпирически установленных закономерностей [15]. В [17] предложено граничное условие, выведенное из системы уравнений в дрейфово-диффузионном приближении. Показано, что применение данного граничного условия позволяет добиться хорошего соответствия экспериментальной и расчетной вольт-амперной характеристик, а также поля скоростей электрического ветра. Однако вывод

условия осуществлен для коронного разряда отрицательной полярности, в частности, оно содержит коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии. При положительной полярности высоковольтного электрода в чехле короны нет ионно-электронной эмиссии, поэтому встает вопрос о возможности введения подобного условия для случая положительной полярности.

ВЫБОР ГРАНИЧНОГО УСЛОВИЯ НА КОРонирующем ЭЛЕКТРОДЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

В [17] показано, что в случае короны отрицательной полярности система уравнений дрейфово-диффузионного приближения внутри чехла коронного разряда сводится к соотношению:

$$\frac{\partial j_e}{\partial t} = j_e \frac{\gamma e^M - 1}{\tau},$$

где $\tau = \int_0^b \frac{ds}{\mu_+ E(s)}$, $M = \int_0^b \alpha(E(s)) ds$, (1)

где j_e – поток электронов из чехла коронного разряда во внешнюю зону; M – число ионизационных столкновений; τ – время пролета положительного иона от границы чехла коронного разряда до коронирующего электрода; $\alpha(E)$ – зависимость коэффициента ионизации от напряженности электрического поля; γ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии; μ_+ – подвижность положительных ионов. Интегрирование ведется вдоль силовой линии электрического поля (рис. 1) от коронирующего электрода ($s = 0$) до границы чехла коронного разряда ($s = b$). Формально граница чехла коронного разряда определяется условием $\alpha = 0$.



Рис. 1. Интегрирование вдоль силовой линии электрического поля; s – координата вдоль силовой линии; a – координата вдоль поверхности коронирующего электрода, параметризующая силовые линии.

При этом подразумевается выполнение следующих условий: 1) подвижность электронов гораздо больше подвижности ионов; 2) напряженность электрического поля в области чехла неизменна во времени (однако может быть неоднородно распределена в пространстве); 3) диффузионными и конвективными потоками заряженных частиц можно пренебречь по сравнению с миграционным потоком.

Хотя условие (1) дает поток электронов на границе чехла коронного разряда и внешней зоны, в модели оно задается на поверхность коронирующего электрода. Такое упрощение возможно благодаря тому, что толщина чехла мала (порядка 0,1 мм) [16].

В случае отрицательной полярности электроны возникают на катоде в результате ионно-электронной эмиссии, лавинообразно размножаются в чехле и выходят во внешнюю зону, постепенно прилипая к молекулам кислорода с образованием отрицательных ионов (рис. 2).

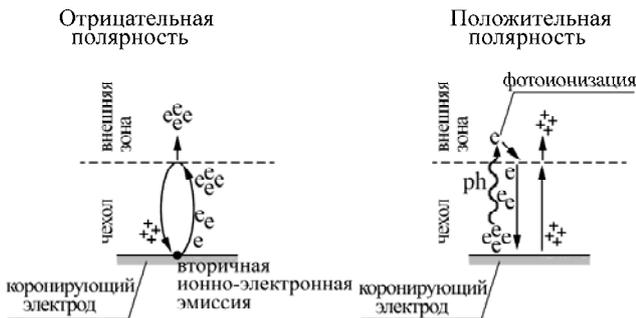


Рис. 2. Различие в устройстве чехла коронного разряда при отрицательной и положительной полярности коронирующего электрода.

В случае положительной полярности направление движения заряженных частиц противоположное – электроны образуются в небольшой окрестности чехла за счет фотоионизации [18], втягиваются в чехол, лавинообразно размножаются и поглощаются высоковольтным электродом (рис. 2). Во внешнюю зону в этом случае

направлен поток положительных ионов из чехла короны.

Уравнения дрейфово-диффузионного приближения применимы в равной степени к чехлу положительной и отрицательной короны. Однако если в случае отрицательной короны вторичным процессом воспроизводства электронов, обеспечивающим замыкание цикла лавины, является ионно-электронная эмиссия, описываемая граничным условием на поверхности электрода, в случае положительной короны – это фотоионизация, распределенная в объеме. Вследствие этого при строгом рассмотрении условие (1) для отрицательной короны нельзя отнести к случаю положительной короны.

Для положительной короны характерно распределение источников электронов, схематично представленное на рис. 3: ударная ионизация доминирует в чехле коронного разряда, причем распределена она очень неоднородно, с резко выраженным максимумом у поверхности электрода. Фотоионизация распределена более плавно; в чехле разряда фотоионизацией можно пренебречь по сравнению с ударной ионизацией.

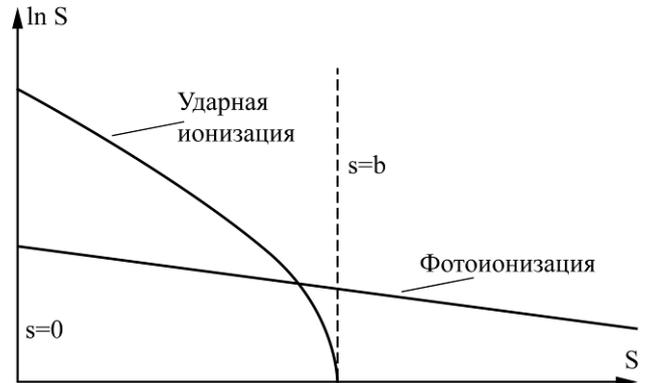


Рис. 3. Характерное распределение источников образования электронов, S –ударной ионизации и фотоионизации в чехле коронного разряда и внешней зоны.

Рассмотрим уравнение, описывающее распределение концентрации ионизирующих фотонов n_{ph} [20]:

$$-\Delta n_{ph} = -k^2 n_{ph} + \frac{gk}{c} v_{ion}(E) n_e; \quad (2)$$

где $k = 4,5 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ – коэффициент поглощения ионизирующего излучения; c – скорость света; g – безразмерный коэффициент эффективности фотоионизации; $v_{ion}(E)$ – частота ударной ионизации; n_e – концентрация электронов. Физический смысл коэффициента g – отношение числа возникающих ионизирующих фотонов к количеству ударных ионизаций. В приближении тонкого чехла оператор Лапласа в (2) можно заменить на вторую производную по s . Концентрация электронов в чехле разряда быстро возрастает по направлению их движения, поэтому основной

вклад в выработку ионизирующих фотонов за счет своей подавляющей концентрации производят электроны, расположенные вблизи поверхности электрода. Поэтому для концентрации электронов используем приближенное представление:

$$n_e(s, t) = n_{e,0}(t) \exp[-\alpha(E_0)s], \quad (3)$$

где E_0 – напряженность на поверхности электрода; $n_{e,0}(t) = n_e(0, t)$ – концентрация электронов на поверхности электрода. Выразим частоту ионизации $\nu_{ion}(E)$ через коэффициент ионизации $\alpha(E)$: $\nu_{ion}(E) = \alpha(E)\mu_e E$, μ_e – подвижность электронов. С учетом этого (2) записывается следующим образом:

$$-\frac{\partial^2 n_{ph}}{\partial s^2} = -k^2 n_{ph} + \frac{gk}{c} \alpha(E) \mu_e E n_{e,0}(t) \exp[-\alpha(E_0)s]. \quad (4)$$

Решение уравнения (4) получим с помощью функции Грина для одномерного уравнения Гельмгольца:

$$n_{ph}(s, t) = \int_0^s ds_1 \frac{g}{2c} \alpha(E) \mu_e E n_{e,0}(t) e^{-\alpha(E_0)s_1} e^{-k(s-s_1)}. \quad (5)$$

Проведем интегрирование, считая, что $\alpha(E) \approx \alpha(E_0)$, $E \approx E_0$:

$$n_{ph}(s, t) = \frac{g}{2c} \frac{\alpha(E_0)}{\alpha(E_0) - k} \mu_e E_0 n_{e,0}(t) e^{-ks}. \quad (6)$$

Используя представление о концентрации фотонов (6), найдем поток затравочных электронов, поступающий в чехол коронного разряда $j_e(b, t)$:

$$j_e(b, t) = \int_b^\infty kcn_{ph}(s, t) ds = \frac{g}{2} \frac{\alpha(E_0)}{\alpha(E_0) - k} \mu_e E_0 n_{e,0}(t) e^{-kb}. \quad (7)$$

Учитывая, что поток электронов на поверхности коронирующего электрода $j_{e,0}(t) = n_{e,0}(t)\mu_e E$, перепишем (7) как:

$$j_e(b, t) = \frac{g}{2} \frac{\alpha(E_0)}{\alpha(E_0) - k} e^{-kb} j_{e,0}(t). \quad (8)$$

Таким образом, благодаря наличию ионизирующего излучения имеется пропорциональная связь между потоком затравочных электронов, входящих в чехол коронного разряда $j_e(b, t)$, и потоком электронов у поверхности коронирующего электрода $j_{e,0}(t)$. Безразмерный коэффициент пропорциональности обозначим ψ :

$$\psi = \frac{g}{2} \frac{\alpha(E_0)}{\alpha(E_0) - k} e^{-kb}. \quad (9)$$

Определим порядок величины коэффициента ψ . На поверхности коронирующего электрода $\alpha \sim 10^4 \text{ м}^{-1}$ (данное значение соответствует напряженности 50 кВ/см), $k = 4,5 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$, так что отношение $\alpha(E_0)/[\alpha(E_0) - k] \sim 1$. Характерный поперечный размер чехла короны $b \sim 10^{-4} \text{ м}$, поэтому $\exp(-kb) \sim 1$. Характерное значение $g \sim 10^{-4}$, по данным [20]. Таким образом, $\psi \sim 10^{-4}$.

Воспользуемся результатом интегрирования уравнения переноса для электронов в чехле коронного разряда, выполненного в [22]:

$$j_e(s, t) = j_e\left(b, t - \int_s^b \frac{ds'}{\mu_e E(s')}\right) \exp\left[\int_s^b ds' \alpha(E(s'))\right] \exp\left[-\int_s^b ds' \operatorname{div} \vec{e}_s\right], \quad (10)$$

где \vec{e}_s – единичный вектор, направленный вдоль силовой линии электрического поля. Для $s = 0$, учитывая (8)–(10), получаем:

$$j_e(0, t) = \psi j_e\left(0, t - \int_0^b \frac{ds'}{\mu_e E(s')}\right) \exp\left[\int_0^b ds' \alpha(E(s'))\right] \exp\left[-\int_0^b ds' \operatorname{div} \vec{e}_s\right]. \quad (11)$$

Последний множитель в (11) определяется распределением напряженности в чехле коронного разряда. В случае, если толщина чехла много меньше радиуса закругления электрода, этот множитель стремится к единице.

Введем безразмерный коэффициент χ :

$$\chi = \psi \exp\left[-\int_0^{s_1} ds' \operatorname{div} \vec{e}_s\right]. \quad (12)$$

Коэффициент χ характеризует интенсивность образования затравочных электронов за счет фотоионизации. По аналогии с [22] применим в (11) разложение в ряд Тейлора для случая медленного изменения тока:

$$j_e\left(0, t - \int_0^b \frac{ds'}{\mu_e E(s')}\right) \approx j_e(0, t) - \frac{\partial j_e}{\partial t}(0, t) \int_0^b \frac{ds'}{\mu_e E(s')}.$$

Отсюда получаем:

$$\frac{\partial j_e(0, t)}{\partial t} = j_e(0, t) \frac{\chi e^M - 1}{\tau},$$

где $\tau = \chi e^M \int_0^b \frac{ds}{\mu_e E(s)}$, $M = \int_0^b \alpha(E(s)) ds$. (13)

Соотношение (13) аналогично соотношению (1) для отрицательной короны, причем коэффициент χ играет роль, аналогичную коэффициенту вторичной эмиссии γ .

Следует отметить, что, в отличие от коэффициента вторичной эмиссии, коэффициент χ зави-

сит от геометрии системы электродов. Однако, поскольку роль этой величины в уравнении аналогична роли коэффициента вторичной эмиссии, результаты решения мало чувствительны к погрешности в его определении [18]. Можно ожидать, что для расчетов с удовлетворительной точностью достаточно знать порядок величины этого коэффициента (соответствующая оценка приведена выше).

По закону сохранения заряда полное число образовавшихся в результате ионизации электронов равно числу ионов, так что уравнение (13) в равной мере применимо и к потоку положительных ионов, исходящих из чехла коронного разряда.

Система уравнений униполярной модели (14) содержит уравнение Пуассона (14.1) для электрического потенциала ϕ , уравнение Нернста-Планка (14.2) – для положительных ионов, уравнения Навье-Стокса (14.3–4) – для воздуха:

$$\Delta\phi = -\frac{en_+}{\epsilon_0}; \quad (\vec{E} = -\nabla\phi); \quad (14.1)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div}[-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E}] = 0; \quad (14.2)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \vec{V} + \frac{en_+}{\rho} \vec{E}; \quad (14.3)$$

$$\text{div} \vec{V} = 0, \quad (14.4)$$

где e – заряд электрона; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; n_+ , D_+ , μ_+ – концентрация, коэффициент диффузии и подвижность положительных ионов соответственно; \vec{V} – скорость воздуха; p – давление воздуха; η – динамическая вязкость воздуха; ρ – плотность воздуха.

Далее униполярная модель, использующая условие (13) для потока положительных ионов, сопоставляется с моделью, выполненной в дрейфово-диффузионном приближении, а также с результатами эксперимента.

МОДЕЛЬ В ДРЕЙФОВО-ДИФФУЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Система уравнений дрейфово-диффузионного приближения (15) позволяет описать и внешнюю зону, и чехол коронного разряда [16, 18, 19]:

$$\Delta\phi = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_+ - n_e - n_-); \quad (\vec{E} = -\nabla\phi); \quad (15.1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}[-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E}] = v_{in}(E)n_e - v_{an}(E)n_e + kn_{ph}; \quad (15.2)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div}[-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E}] = v_{in}(E)n_e + kn_{ph}; \quad (15.3)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div}[-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E}] = v_{an}(E)n_e; \quad (15.4)$$

$$-\Delta n_{ph} = \frac{gk}{c} v_{in}(E)n_e - k^2 n_{ph}; \quad (15.5)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \vec{V} + \frac{e}{\rho}(n_+ - n_e - n_-) \vec{E}; \quad (15.6)$$

$$\text{div} \vec{V} = 0. \quad (15.7)$$

В системе рассматриваются электроны, положительные и отрицательные ионы, фотоны (n_e , n_+ , n_- , n_{ph}), учитываются процессы ударной ионизации и фотоионизации, процессы прилипания электронов к молекулам с частотой прилипания v_{an} . Здесь используются обозначения из (2) и (14).

По сравнению с упрощенной униполярной моделью расчет в дрейфово-диффузионном приближении требует существенно больших ресурсов, поэтому этот расчет был проведен в ограниченном диапазоне напряжения – до 8 кВ. Граничные условия для упрощенной и полной моделей представлены в таблице.

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОДОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Была выбрана система электродов игла-тор, которая обладает рядом преимуществ: простой осевой симметрией, беспрепятственным прохождением электрического ветра через электрод-тор. Подробное описание эксперимента приведено в [21]. На рис. 4 показаны расположение электродов и используемая система координат. Ось симметрии S проходит через иглу A . К игле, размеры которой показаны на рис. 4, прикладывалось постоянное положительное напряжение $0 \div 16$ кВ. Расстояние между иглой и центром тора « T » составляло 24 мм, радиус образующей окружности (сечения) тора – 4 мм, расстояние от оси вращения до центра образующей окружности – 20 мм. На расстоянии 130 мм от иглы по оси z находилась проводящая пластина. Тор и пластина заземлены.

В ходе эксперимента измерялась вольт-амперная характеристика (ВАХ) системы (рис. 5). ВАХ хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью вида $I = k[U(U - U_0)]$, напряжение зажигания U_0 равно $(5,8 \pm 0,2)$ кВ.

Поля скоростей измерялись с помощью PIV-метода на установке Flow Master (La Vision). В состав установки входит двухимпульсный Nd-YAG лазер с линией возбуждения в видимом диапазоне 532 нм, временем вспышки 4 нс, энергией вспышки около 50 мДж. Оптический нож толщиной 0,5 мм проходил вдоль оси симметрии системы электродов. Исследуемая область представляла собой прямоугольник около иглы размером (14×12) мм. Изображение этой области регистрировалось камерой Image proX, обработка данных производилась с помощью адаптивного алгоритма в программе DaVis. Для фиксированных значений напряжения проводилось несколько измерений, затем результаты усреднялись по серии.

На рис. 6 представлен контурный график скорости воздуха при напряжении на игле 8,0 кВ

Граничные условия для численного моделирования

		A	G, T	E	S
\vec{V}			$\vec{V} = 0$		$(\vec{V} \cdot \vec{e}_r) = 0$
φ		$\varphi = +U$	$\varphi = 0$	$(\vec{E} \cdot \vec{n}) = 0$	$(\vec{E} \cdot \vec{e}_r) = 0$
M (simp.)		–	$M = 0$	–	–
n_+	comp.	$(\vec{j}_+ \cdot \vec{n}) = 0$	$(\vec{j}_+ \cdot \vec{e}_r) = 0$	$(\vec{j}_+ \cdot \vec{n}) = 0$	$(\vec{j}_+ \cdot \vec{e}_r) = 0$
	simp.	$\frac{\partial j_+}{\partial t} = \frac{\chi e^M - 1}{\tau} j_+$			
n_e (comp.)		–	$(\vec{j}_e \cdot \vec{n}) = 0$		$(\vec{j}_e \cdot \vec{e}_r) = 0$
n_- (comp.)		–	$(\vec{j}_- \cdot \vec{n}) = 0$		$(\vec{j}_- \cdot \vec{e}_r) = 0$
n_{ph} (comp.)			$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$		$\frac{\partial n_{ph}}{\partial r} = 0$

Примечание. Индексы границ соответствуют рис. 4: A – высоковольтный электрод-игла; T – заземленный электрод-тор; S – ось симметрии; G – заземленный электрод-плоскость; E – диэлектрическая стенка. simp. – упрощенная модель в униполярном приближении; comp. – полная модель в дрейфово-диффузионном приближении.

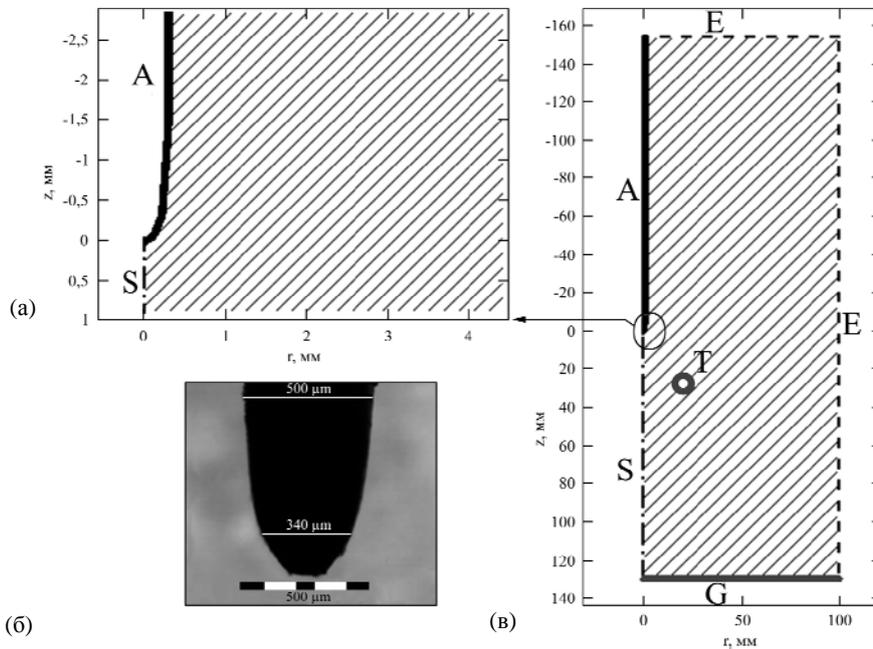


Рис. 4. (а), (в) Геометрия системы электродов: A – активный (высоковольтный) электрод-игла; S – ось симметрии; G – заземленный электрод-плоскость; T – заземленный электрод-тор; E – внешняя стенка. (б) Фотография оконечности иглы.

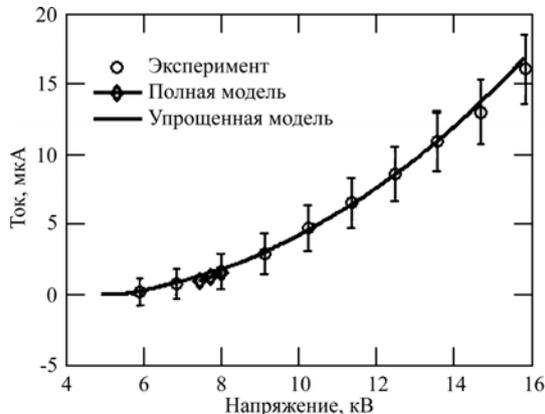


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики системы: экспериментальная и полученные при моделировании в дрейфово-диффузионном (complete model) и униполярном (simplified model) приближениях.

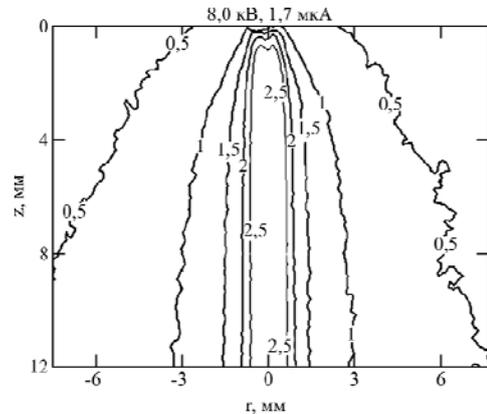


Рис. 6. Результаты эксперимента. Контурный график скорости (м/с) при $U = 8,0$ кВ ($I = 1,7$ мкА).

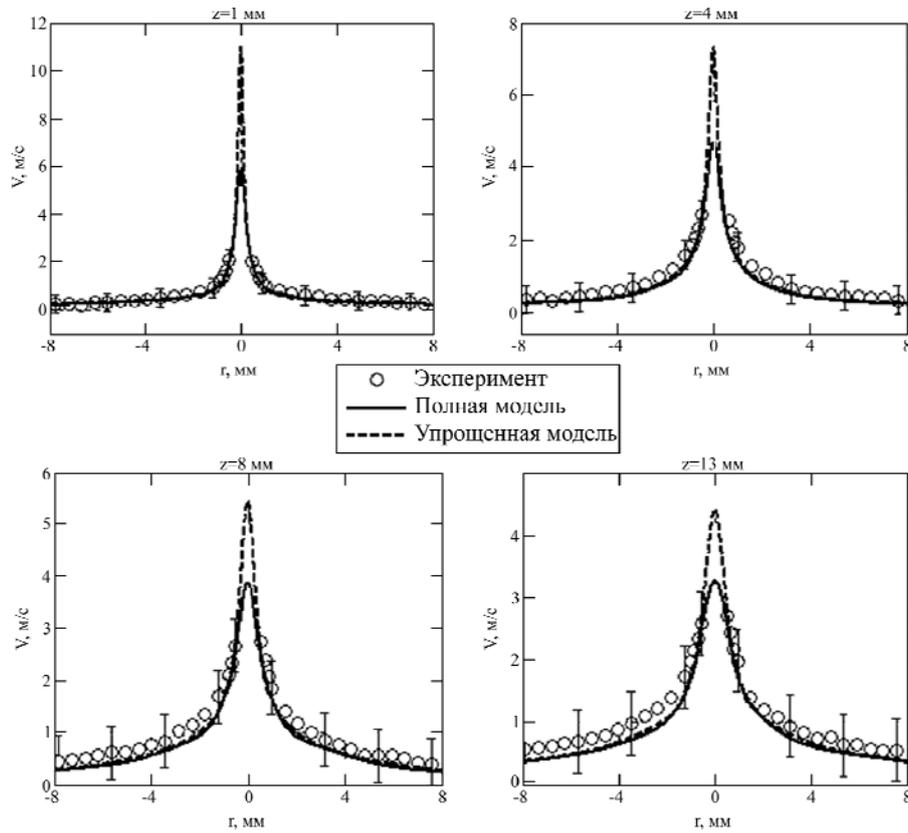


Рис. 7. Радиальные распределения скорости воздуха для $U = 8,0$ кВ ($I = 1,7$ мкА) на разном расстоянии z от иглы: эксперимент, дрейфово-диффузионное (complete model) и униполярное приближения (simplified model).

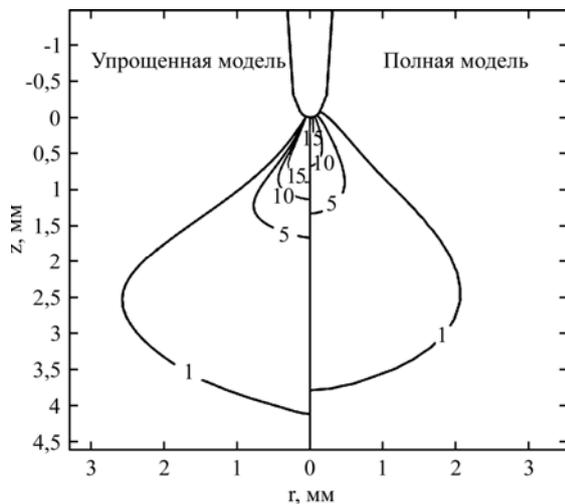


Рис. 8. Контурные графики суммарного объемного заряда (мКл/м^3) для двух моделей: дрейфово-диффузионное (complete model) и униполярное приближения (simplified model) при $U = 8,0$ кВ ($I = 1,7$ мкА).

(ток 1,7 мкА) для исследуемой области. Игла находится в начале координат, $r = 0$ – ось симметрии системы электродов.

Ускорение воздуха происходит на расстоянии 1 мм от оконечности иглы. Течение представляет собой узкую, шириной несколько миллиметров струю, направленную вдоль оси z в сторону заземленного электрода.

Для положительной короны визуализирующие частицы вблизи иглы не попадают в центр струи, что не позволяет измерить скорости на расстоянии $r \leq 0,5$ мм. Основную ошибку в

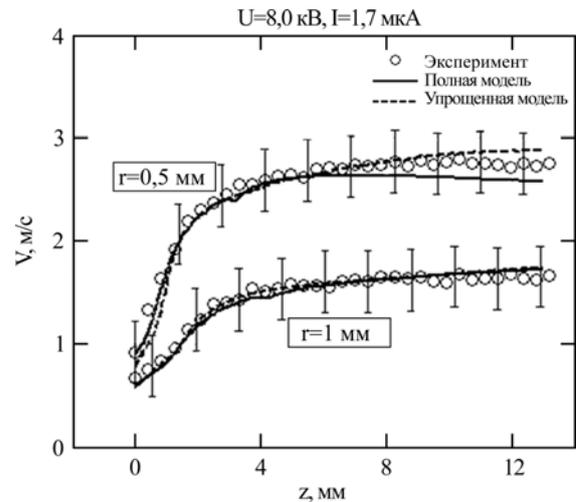


Рис. 9. Распределение скорости по оси z для $U = 8,0$ кВ ($I = 1,7$ мкА): эксперимент, дрейфово-диффузионное (complete model) и униполярное приближения (simplified model).

экспериментальные данные вносит нестабильность течения вследствие случайных факторов, а также то, что ось течения выходит из плоскости наблюдения.

СОПОСТАВЛЕНИЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 5 показаны вольт-амперные характеристики (ВАХ), полученные в ходе эксперимента и с помощью моделирования для двух приближений. Для модели в дрейфово-диффузионном

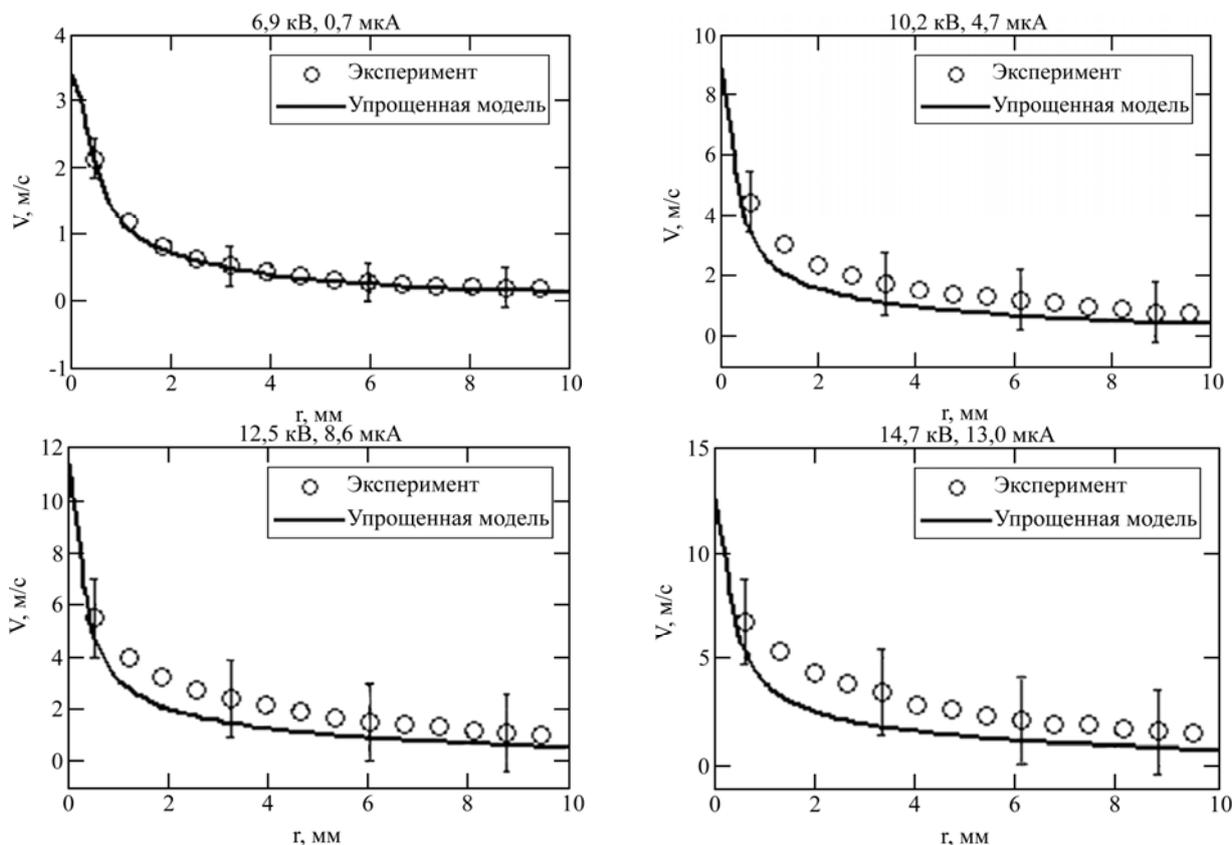


Рис. 10. Радиальные распределения скорости для разных напряжений при $z = 8$ мм: эксперимент и униполярное приближение (simplified model).

приближении (полная модель) ВАХ была рассчитана для напряжений $7,5 \div 8$ кВ, для униполярной модели (упрощенная модель) – для всего рассматриваемого диапазона напряжений $0 \div 16$ кВ. Известно, что ВАХ коронного разряда определяется процессами переноса заряда и ионизации, поэтому выбором в униполярной модели величины подвижности ионов и коэффициента фотоионизации можно добиться хорошего совпадения модельной и экспериментальной ВАХ. Подвижность положительных ионов в модели задавалась равной $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$. Эти значения входят в диапазон обычно используемых в литературе [1, 18]; коэффициент χ оказался близок к оценке, сделанной выше: $\chi \sim 10^{-4}$.

Сравнение экспериментального и полученного с помощью моделирования радиального распределения модуля скорости для напряжения 8,0 кВ (1,7 мкА) показано на рис. 7. Разные графики соответствуют разным расстояниям z от иглы. Эксперимент и моделирование совпадают в пределах погрешности. Результаты двух моделей совпадают с большой точностью везде, кроме области шириной 1 мм вблизи оси. Большие значения скорости вблизи иглы в униполярной модели вызваны переоценкой величины объемной силы в уравнении Навье-Стокса (14.3), которая определяется объемным зарядом.

В униполярном приближении область ионизации коронного разряда, которая для рассматриваемой геометрии и напряжения занимает примерно 0,3 мм, заменяется граничным условием на поверхности иглы. Такое упрощение не учитывает наличие электронов в чехле короны, поэтому униполярная модель завышает значения объемного заряда вблизи иглы. На рис. 8 изображена игла и сопоставлены контурные графики суммарного объемного заряда для двух моделей: справа – модель в дрейфово-диффузионном приближении, слева – униполярная модель.

Как видно из рис. 8, чем дальше от оконечности иглы, тем точнее соответствие полной и упрощенной моделей. Видно, что линии одного уровня для униполярной модели вытянуты сильнее. Для наглядности на рисунке изображены только четыре линии уровня заряда. Величина заряда около иглы для модели в дрейфово-диффузионном приближении достигает $0,02 \text{ Кл/м}^3$, в то время как для модели в униполярном приближении эта величина больше на порядок – $0,83 \text{ Кл/м}^3$.

Поскольку сравнение с экспериментальными данными на оси симметрии не корректно, на рис. 9 приводятся графики скорости вдоль оси z на некотором расстоянии от оси $r = 0,5$ мм и $r = 1$ мм.

На рис. 10 показаны экспериментальные и полученные в униполярной модели профили скорости для разных значений напряжения, расстояние от иглы $z = 8$ мм. Как и следовало ожидать, с увеличением напряжения скорость воздуха растет. Модель хорошо согласуется с экспериментом, однако при увеличении скорости из-за неустойчивости течения возрастает погрешность измерения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты компьютерного моделирования электрического ветра в оригинальной униполярной модели с граничным условием на скорость изменения потока ионов из чехла коронного разряда сопоставлены с результатами экспериментального исследования электрического ветра в системе электродов игла-тор и результатами моделирования в дрейфово-диффузионном приближении. Сравнение показало, что использование подобного граничного условия для положительной короны имеет право на существование. Униполярная модель описывает основные особенности электрического ветра. Расчетные и экспериментальные вольт-амперные характеристики находятся в соответствии с моделью. Распределения скоростей электрического ветра в системе игла-тор за пределами центральной области основной струи в обеих моделях находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментом. Распределения скоростей в полной и униполярной моделях находятся в соответствии, за исключением центральной ($r < 0,5$ мм) области струи, где скорость в униполярной модели до 1,5–2 раз выше, чем в полной модели.

Исследование выполнено с использованием оборудования ресурсных центров «Геомодель» и «Вычислительный центр» Санкт-Петербургского государственного университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Верецагин И.П. *Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
2. Yang F., Jewell-Larsen N.E., Brown D.L., Pendergrass K., et al. *Proceedings of the XIII th International Symposium on High Voltage Engineering*. Netherlands, Dceft (Electrical Engineering/High Voltage Technology & Management Delft University of Technology, Netherlands). 2003. P. 155–155.
3. Go D.B., Garimella S.V., Fisher T.S., Mongia R.K. *J Appl Phys*. 2007, **102**(5), 053302. Doi: 10.1063/1.2776164.
4. Chen I.Y., Guo M.-Z., Yang K.-S., Wang C.-C. *Int J Heat Mass Tran*. 2013, **57**, 285–291.

5. Ongkodjojo A., Abramson A.R., Tien N.C. *J Heat Transr*. 2014, **136**, 061703. Doi: 10.1115/1.4026807.
6. Siswanto W.A., Ngui K. *Aust J Basic Appl Sci*. 2011, **5**(9), 1433–1438.
7. Ianconescu R., Sohar D., Mudrik M. *J Electrostat*. 2011, **69**(6), 512–521.
8. Léger L., Moreau E., Artana G., Touchard G. *J Electrostat*. 2001, **51–52**, 300–306.
9. Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Улыбышев К.Е. *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. 2012, (2), 78–86;
10. El-Khabiry S., Colver G. *Phys Fluids*. 1997, **9**, 587–599.
11. Colver G., El-Khabiry S. *IEEE Transactions on Industry Applications*. 1999, **35**, 387–394.
12. Vilela Mendes R., Dente J.A. *J Fluid Eng*. 1998, **120**, 626–629.
13. Takeuchi N., Takubo K. *Proceedings of the International Symposium on Electrohydrodynamics*. Japan, Okinawa (Oita University). 2014. P. 1–4.
14. Adamiak K. *J Electrostat*. 2013, **71**, 673–680.
15. Zubkov T.N., Samusenko A.V., Stishkov Y.K. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2013, **49**(6), 474–479.
16. Samusenko A., Stishkov Y., Zhidkova P. *IJ PEST*. 2015, **9**(1), 24–28.
17. Zhidkova P.S., Samusenko A.V. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2016, **52**(4), 370–379.
18. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
19. Самусенко А.В., Стишков Ю.К. *Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей: учебно-методическое пособие*. СПб: ВВМ, 2012. 649 с.
20. Luque A., Ebert U., Montijn C., Hundsdorfer W. *Appl Phys Lett*. 2007, **90**, 081501.
21. Ashikhmin I., Stishkov Y.K., Yakovlev V. *IJ PEST*. 2015, **9**(1), 13–17.

Поступила 14.07.15

После доработки 25.08.15

Summary

A simplified computer model of the positive corona discharge is presented. Unipolar approximation is used. A constraint on the ions flux variation rate is used as a boundary condition on a high voltage electrode. The results of simulation for the point-torus electrodes system are compared with those of the ionic wind experimental investigation by the PIV-method as well as with those of a more complete drift-diffusion approximation. The considered unipolar model was found to be in a good correspondence with the experimental data and the drift-diffusion model in the entire the air volume except a narrow zone near the point tip and that in a vicinity of the symmetry axis.

Keywords: corona discharge, ionic wind, unipolar approximation, drift-diffusion approximation, computer simulation.