

# Моделирование очаговой формы отрицательного коронного разряда в системе электродов игла-плоскость

Т. Н. Зубков, А. В. Самусенко, Ю. К. Стишков

Научно-образовательный Центр «Электрофизика»,  
физический факультет, Санкт-Петербургский государственный университет,  
ул. Ульяновская, д. 1, г. Санкт-Петербург, Старый Петергоф, 198504, Россия, e-mail: [stishkov@paloma.spbu.ru](mailto:stishkov@paloma.spbu.ru)

Рассмотрены результаты компьютерного моделирования отрицательного коронного разряда в системе электродов игла–плоскость. Уравнения переноса электронов и ионов записаны в дрейфово-диффузионном приближении. В модели, как и в эксперименте, образуется очаг короны, по форме напоминающей гриб. Модель позволила выявить механизм этого процесса: вблизи оконечности иглы, в области чехла короны, структура заряда является биполярной и вызывает стягивание силовых линий поля, а также возникновение узкого максимума напряженности на поверхности активного электрода. В пространстве между активным и пассивным электродами, напротив, доминирует униполярный заряд отрицательных ионов, обуславливающий «расталкивание» силовых линий. Искажение силовых линий и приводит к формированию грибовидного свечения коронного разряда.

*Ключевые слова:* коронный разряд, воздух, дрейфово-диффузионное приближение, моделирование.

УДК 537.523.3, 537.523.9

## ВВЕДЕНИЕ

Коронный разряд наблюдается в сильнеоднородных полях при давлениях порядка атмосферного [1, 2]. Рассматривается коронный разряд в воздухе. В работах [3, 4] на основе анализа экспериментальных результатов была описана специфическая «грибовидная» форма свечения очага отрицательного коронного разряда с тонкой «ножкой» и диффузной «шляпкой». Она наблюдается на электродах разной формы и размеров. На рис. 1 приведена экспериментальная установка, на рис. 2 – «грибовидная» форма очага коронного разряда на игольчатом (радиус закругления 0,21 мм) и шарообразном (диаметр 0,5 мм) электродах. Подробно особенности экспериментального исследования очаговой формы коронного разряда описаны в [3]. В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования процессов в чехле и дальней зоне коронного разряда в воздухе при атмосферном давлении и на основе их анализа описываются физические причины образования характерной грибовидной формы очага отрицательного коронного разряда.

В коронном разряде обычно выделяют две характерные зоны – чехол и внешнюю зону. Процессы ионизации локализованы в чехле, внешняя зона занимает большую часть межэлектродного промежутка. Из-за относительно низкой напряженности поля здесь активно идет прилипание электронов к электроотрицательным молекулам кислорода, и поэтому концентрация электронов оказывается гораздо ниже концентрации отрица-

тельных ионов. Последний фактор позволил развить методы расчета внешней зоны короны в приближении униполярной проводимости, в особенности известен метод Дейча-Попкова [2].



**Рис. 1.** Экспериментальная установка. Система электродов игла–плоскость. Радиус закругления оконечности иглы 0,21 мм, межэлектродное расстояние 24 мм.

Процессы в чехле коронного разряда также представляют большой интерес. В чехле высокая напряженность поля обеспечивает превышение частоты рождения электронов за счет ударной ионизации над частотой гибели благодаря прилипанию к молекулам кислорода и рекомбинации. Здесь высока концентрация электронов, интенсивно свечение из-за возбуждения электронами молекул азота. Чехол занимает обычно не-

большой (доли мм в диаметре) объем в области максимальной напряженности поля и в некоторых источниках отождествляется со светящейся областью коронного разряда. Интересны и механизмы образования различных форм чехла коронного разряда [3].

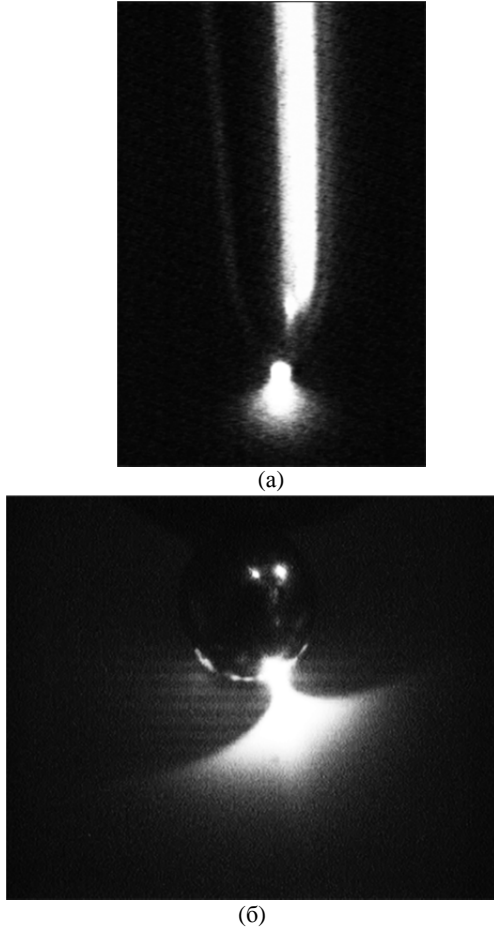


Рис. 2. Очаг отрицательной короны на игольчатом (а) и сферическом (б) электродах.

Процессы в чехле и внешней зоне коронного разряда в одномерном приближении в системе цилиндр–цилиндр были проанализированы на основе численного моделирования в [5]. В рамках данной работы задача о коронном разряде в воздухе решается в осесимметричной постановке.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ОБ ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

Решается система уравнений в дрейфово-диффузионном приближении (1), описывающая процессы ионизации в воздухе:

$$\begin{cases} \nabla \varepsilon_0 \nabla \varphi = -|e|(n_+ - n_e - n_-), \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}[-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E}] = S_e(E, n_e, n_+, n_-), \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div}[-D_i \nabla n_+ + \mu_i n_+ \vec{E}] = S_+(E, n_e, n_+, n_-), \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div}[-D_i \nabla n_- + \mu_i n_- \vec{E}] = S_-(E, n_e, n_+, n_-). \end{cases} \quad (1)$$

В системе (1) искомые функции – концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов  $n_e$ ,  $n_+$  и  $n_-$ ; электрический потенциал  $\varphi$ . В функциях источника  $S_{e,+,-}$  учтены реакции ударной ионизации, прилипания к молекулам кислорода, отлипания, ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации с учетом зависимостей скорости реакции от напряженности поля.

Были использованы следующие коэффициенты:  $\mu_+ = 5,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ,  $\mu_- = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , коэффициент вторичной эмиссии  $\gamma = 7 \cdot 10^{-6}$  (см. таблицу). Зависимости коэффициента диффузии и подвижности для электронов, коэффициента ионизации и прилипания от напряженности поля были заданы как аппроксимации экспериментальных данных из литературы [1].

Граничные условия (индексы границ соответствуют рис. 3)

	$\varphi$	$n_e$	$n_-$	$n_+$
К	$\varphi = -U$	$j_e = 6 \cdot 10^{10} \text{ м}^2\text{с}^{-1} + \gamma j_+ $	$j_- = 0$	Свободное прохождение
К2	$\varphi = -U$	–	–	–
А	$\varphi = 0$	Свободное прохождение	Свободное прохождение	$j_+ = 0$
А2	$\varphi = 0$	–	–	–
И	$E_n = 0$	$j_e = 0$	$j_- = 0$	$j_+ = 0$
И2	$E_n = 0$	–	–	–
С	Осевая симметрия			

Рассматривается система электродов «игла»–плоскость, где «игла» – цилиндр с полусферическим окончанием (рис. 3). Радиус цилиндра (0,21 мм) и межэлектродное расстояние (24 мм) близко соответствуют использованным в эксперименте [3].

Граничные условия представлены в таблице. Концентрации электронов и ионов определяются только в зоне, ограниченной линиями С, А, И, К, – во внешнюю область электроны практически не проникают, она необходима для корректного расчета электрического поля.

Напряжение задавалось медленно увеличивающимся во времени по формуле

$$U(t) = U_A[1 - \exp(-t/\tau)].$$

Здесь  $U_A = 17 \text{ кВ}$ ,  $\tau = 40 \text{ мс}$ . Выбор характерного времени  $\tau$  определяется тем, что при таком относительно медленном подъеме напряжения система квазистационарна, поэтому можно рассматривать решения в различные моменты времени как распределения, характерные для данного напряжения.  $U_A$  – максимальное напряжение, рассмотренное в рамках данной модели.

Полярность иглы – отрицательная.

Самостоятельное горение коронного разряда обеспечивается учетом вторичной ион-электронной эмиссии на поверхности катода.

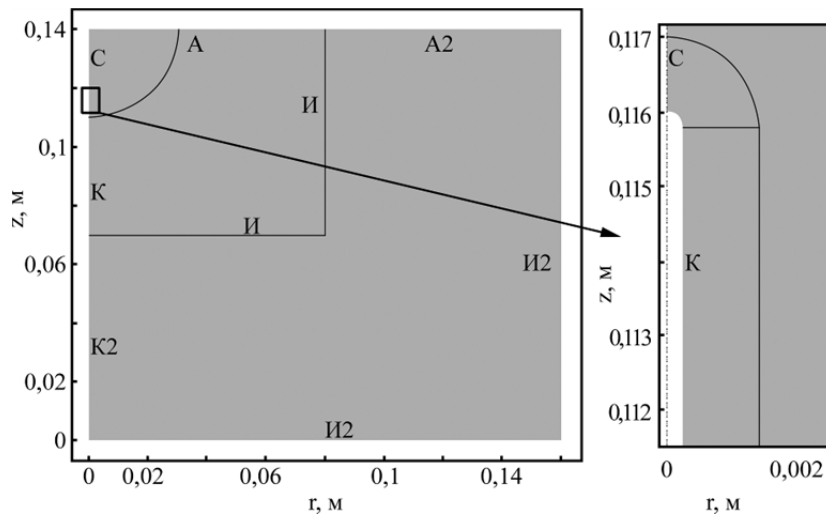


Рис. 3. Геометрия модели.

### АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕШЕНИЯ

На рис. 4 приведена вольт-амперная характеристика коронного разряда: пунктирная линия – результаты моделирования, сплошная – данные эксперимента по исследованию вольт-амперной характеристики коронного разряда в воздухе в системе электродов, рассмотренной в модели [3]. Как видно из рисунка, по вольт-амперной характеристике наблюдается соответствие эксперимента и расчета.

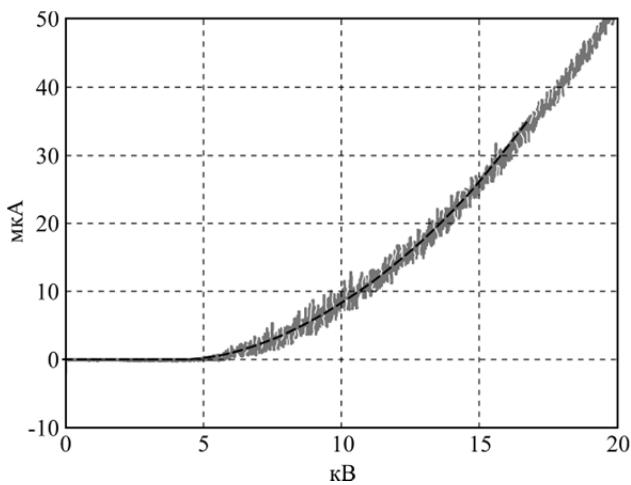


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика – сравнение расчета (штриховая линия) и эксперимента (серая сплошная кривая).

На рис. 5 представлены распределения частоты ионизации в области, близкой к оконечности «игольчатого» электрода, и на рис. 6 – напряженности электрического поля вдоль поверхности игольчатого электрода в невозмущенном объемным зарядом состоянии (а) и при развитом коронном разряде (б). Видно, что в невозмущенном состоянии распределения гладкие и не имеют выраженных экстремумов, при развитом коронном разряде напряженность поля, а следовательно, и частота ударной ионизации

имеют выраженный локальный максимум на оси симметрии. Причиной возникновения локального экстремума напряженности поля является объемный заряд, возникающий в чехле коронного разряда. Следует отметить, что локальные размеры зоны эффективной ионизации весьма невелики и не превышают 50 мкм.

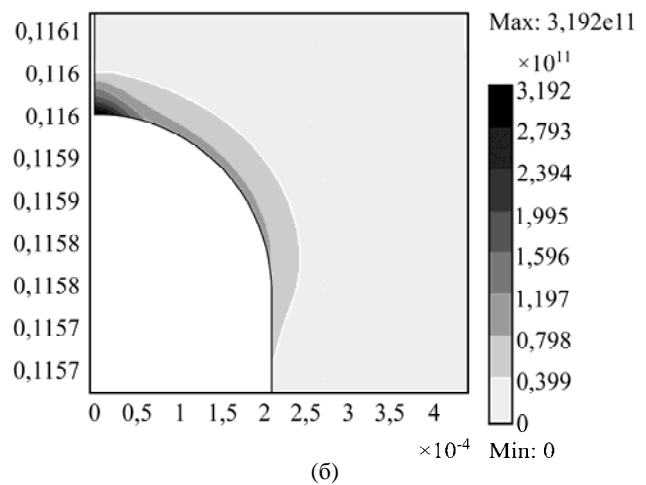
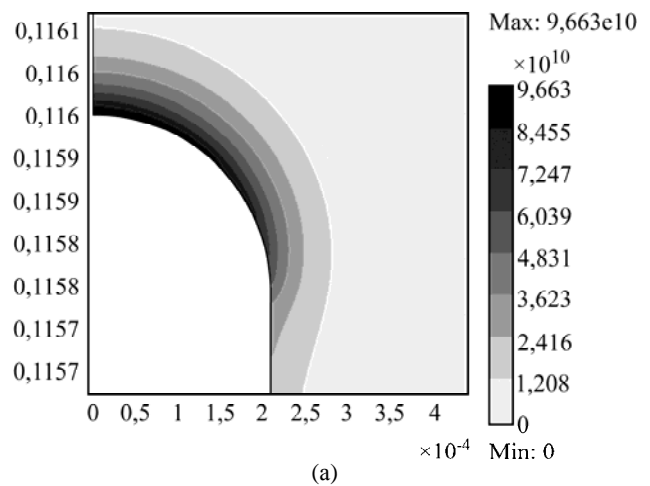
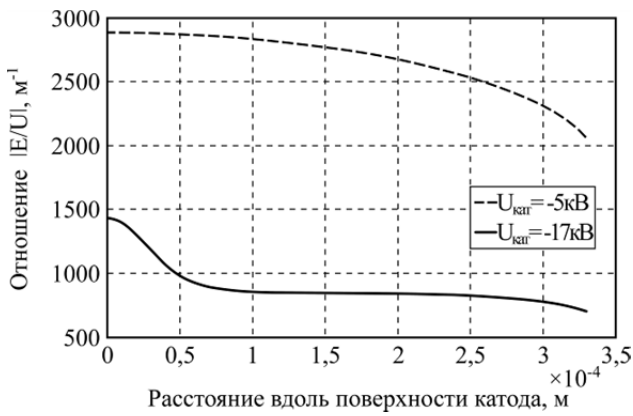


Рис. 5. Частота ударной ионизации. Стадии разряда: (а) – несамостоятельного ( $U = -5$  кВ); (б) – развитого коронного ( $U = -17$  кВ).



**Рис. 6.** Зависимость отношения напряженности поля к напряжению на поверхности иглы. Штриховая линия: не возмущенное объемным зарядом состояние ( $U = -5 \text{ кВ}$ ); сплошная: развитый коронный разряд ( $U = -17 \text{ кВ}$ ).

### ПРИЧИНЫ ФОРМИРОВАНИЯ ОЧАГОВОЙ ФОРМЫ ЧЕХЛА КОРОННОГО РАЗРЯДА

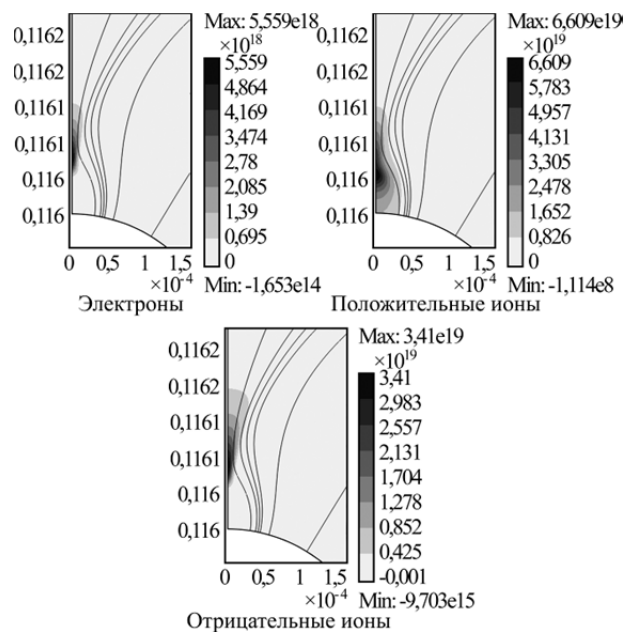
Объемный заряд развитого коронного разряда существенно искажает начальное распределение электрического поля. В целом объемный заряд на большей части межэлектродного промежутка отрицательный, это приводит к расхождению силовых линий от иглы к плоскости (рис. 7) и снижению напряженности поля у поверхности иглы (рис. 6). Однако можно заметить (см. рис. 6), что снижение происходит неравномерно – у оси симметрии наблюдается пик напряженности, которого не было в отсутствие объемного заряда.

Пик связан с влиянием микрооблака положительных ионов в чехле коронного разряда, сконцентрированного у оси симметрии. Они усиливают поле на катоде и частично экранируют воздействие отрицательных ионов чехла коронного разряда. Заряд положительных ионов существенно меньше заряда отрицательных ионов, однако в непосредственной близости от чехла коронного разряда их влияние заметно. Разделенная структура заряда в чехле короны вызывает стягивание силовых линий поля и формирует выделенный очаг, не давая чехлу «растекаться» по игле. В результате в режиме развитого коронного разряда, в отличие от пороговой стадии несамостоятельного разряда, у оси формируется локальная область повышенной ионизации (см. рис. 5), определяющая поперечные границы очага коронного разряда.

### СТРУКТУРА ГРИБОВИДНОЙ ФОРМЫ ЧЕХЛА КОРОННОГО РАЗРЯДА

На рис. 7 представлены концентрации ионов и силовые линии электрического поля вблизи электрода. Из рис. 5 видно, что при переходе в режим самостоятельного разряда в

приосевой области формируется очаг чехла коронного разряда с поперечным радиусом около 20  $\mu\text{м}$ , в котором сосредоточены процессы ионизации. Поэтому положительные ионы, поступающие из области ионизации, сосредоточены в приосевой области у поверхности иглы. Концентрация электронов, поступающих из области ионизации, также максимальна в приосевой области на расстоянии около 100  $\mu\text{м}$  от поверхности катода. От поверхности катода поток электронов нарастает за счет ударной ионизации, а дальше 100  $\mu\text{м}$  доминирует гибель электронов из-за прилипания к молекулам кислорода, и поток, напротив, ослабевает – этим объясняется наличие максимума. Вне приосевой области с поперечным размером 20  $\mu\text{м}$  ионизация практически не происходит.



**Рис. 7.** Концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов. Напряжение – 17 кВ.

Из-за прилипания электронов к молекулам кислорода из области очага возникает поток отрицательных ионов, который, расходясь, выходит из чехла коронного разряда, формируя своеобразную грибовидную светящуюся шапку.

В модели нет искусственного деления чехла и внешней зоны, поскольку для всего промежутка решается одна система уравнений (1). Формальной границей чехла можно считать зону, где скорость рождения электронов за счет ударной ионизации превышает скорость гибели из-за прилипания к молекулам кислорода, на оси симметрии эта зона не превышает 100  $\mu\text{м}$  от катода вне зависимости от напряжения. Следует, однако, отметить, что область свечения значительно шире – как показали предшествующие исследования [5], это связано с тем, что излучение коронного разряда возникает прежде всего

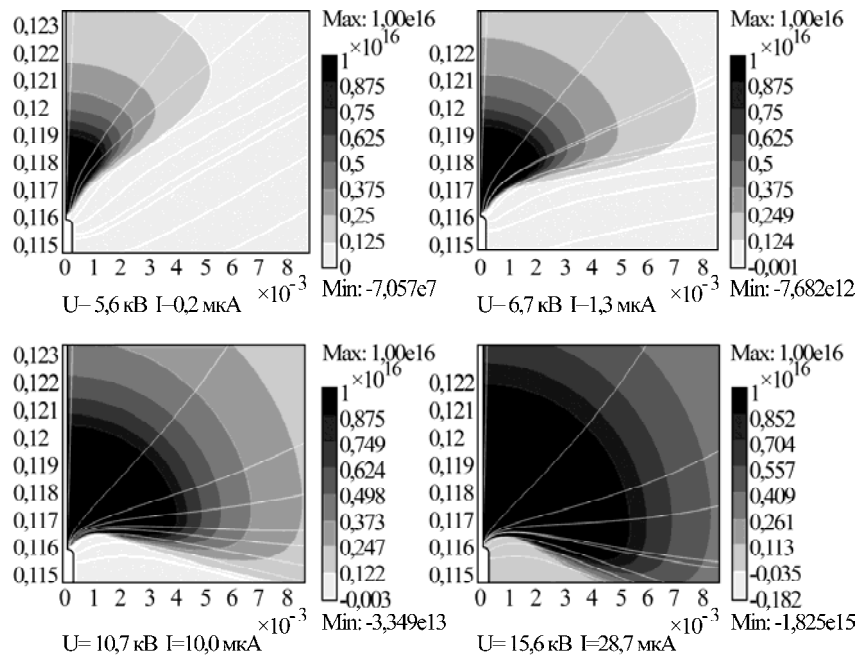


Рис. 8. Концентрация отрицательных ионов и силовые линии электрического поля при разных напряжениях.

как следствие реакций возбуждения молекул газа электронным ударом. Эти реакции обладают меньшими порогами по энергии, чем ударная ионизация. Поэтому для поддержания активного излучения необходима меньшая напряженность поля, чем для поддержания ионизации. В результате область свечения в коронном разряде всегда занимает больший объем, чем область ионизации. Следует отметить сильное искажение силовых линий электрического поля объемным зарядом (рис. 8): если в невозмущенном объемном зарядом состоянии силовые линии радиально расходятся от полусферической поверхности оконечности «иглы», то в режиме развитого коронного разряда линии поля стягиваются к оси симметрии в области локализации положительного микрооблака, а затем резко расходятся. Поскольку в системе доминирует ток миграции, вызванный электрическим полем (по сравнению с током диффузии), перенос электронов идет почти вдоль силовых линий электрического поля, и искажение линий обеспечивает специфическую грибовидную форму очага коронного разряда, наблюдаемую в экспериментах [3]: тонкую «ножку» у отрицательного игольчатого электрода и широкую диффузную «шапку».

Используя зависимость частоты возбуждения молекул азота и кислорода от напряженности поля, можно найти мощность излучения из светлой зоны коронного разряда. На рис. 9 сопоставлены экспериментально измеренное и расчетное распределения мощности излучения в объеме коронного разряда. Как видно, в расчете линии равной интенсивности близки к полученным в эксперименте и имеют схожую грибовидную форму.

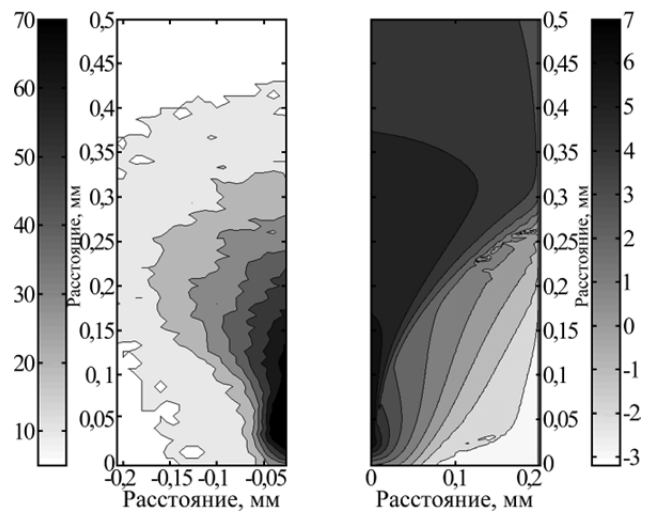


Рис. 9. Мощность излучения коронного разряда. Справа – экспериментально измеренное распределение; слева – результаты расчета. Единицы измерения мощности излучения – относительные. Напряжение – 15,8 кВ.

## ВНЕШНЯЯ ЗОНА

Вне чехла коронного разряда концентрация положительных ионов и электронов ничтожна, перенос заряда обеспечивается отрицательными ионами. Графики концентрации отрицательных ионов и силовых линий электрического поля во внешней зоне коронного разряда приведены на рис. 8.

Во внешней зоне также значительно искажение силовых линий электрического поля объемным зарядом. Поскольку заряд ионов отрицательный, силовые линии огибают его, облако отрицательных ионов как бы расталкивается под действием кулоновской силы.

Если структура зоны интенсивной ионизации в чехле коронного разряда с ростом напряжения остается практически неизменной, то распределения электрического поля во внешней зоне существенно изменяются – расхождение силовых линий усиливается, и размер области, в которую приходят ионы на противоэлектрод, увеличивается.

### ВЫВОДЫ

Проведено компьютерное моделирование очаговой формы отрицательного коронного разряда в системе электродов игла–плоскость. Уравнения переноса электронов и ионов решены в дрейфово-диффузионном приближении.

На основе результатов моделирования описана структура чехла и внешней зоны коронного разряда.

Выявлен механизм формирования грибовидной формы очага отрицательного коронного разряда. Зона интенсивной ионизации, отстоящая от поверхности игольчатого электрода, вызывает появление специфической биполярной структуры объемного заряда. Непосредственно у электрода возникает локальная область повышенной концентрации положительных ионов, обуславливающая стягивание силовых линий электрического поля и формирующая «ножку» очага. Далее, на более значительном расстоянии от чехла доминирует влияние облака отрицательных ионов, выходящее за пределы чехла коронного разряда, которое, напротив, способствует расхождению силовых линий электрического поля и формирует «шляпку» очага.

Зона свечения очаговой формы коронного разряда значительно превышает зону интенсивной ионизации.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
2. Верещагин И.П. *Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
3. Богач А.В., Стишков Ю.К. Некоторые особенности форм коронного разряда у шарообразных электродов. *Сборник трудов IX Международной конференции "Волновая электрогидродинамика проводящей жидкости. Долгоживущие плазменные образования и малоизученные формы естественных электрических разрядов в атмосфере"*. Ярославль. 2011, 18–21.
4. Afanas'ev S.B., Lavrenyuk D.S., Petrushenko I.N., Stishkov Yu.K. Peculiarities of the Corona Discharge in Air. *Technical Physics*. 2008, **53**(7), 848–852.
5. Stishkov Yu.K. and Samusenko A.V. Computer Simulation of Corona Discharge in an Inert Gas. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2008, **44**(4), 271–280.

Поступила 27.07.12

### Summary

Negative corona discharge in a point-plane electrode system is simulated. Equations for transfer of electrons and ions are given as drift-diffusion approximation. A "mushroom"-like seat of the corona sheath is developed. A mechanism of this seat form is determined: near the sheath the bipolar charge structure of positive ions and electrons dominates and causes contraction of electric field lines; in the external zone ions of the negative charge dominate, which causes divergence of electric field lines. Distortion of the lines of force leads to the formation of the "mushroom" glow of the corona discharge.

*Keywords: corona discharge, air, drift-diffusion approximation, simulation.*