

## Оригинальная статья / Original article

УДК 532:537.311.32

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2024-14-1-128-149>

## Ионизационные процессы отрицательного коронного разряда Часть 1. Обзор и эксперимент

А. И. Жакин<sup>1</sup>, А. Е. Кузько<sup>1✉</sup>

<sup>1</sup> Юго-Западный государственный университет  
ул. 50 лет Октября, д. 94, г. Курск 305040, Российская Федерация

✉ e-mail: kuzko@mil.ru

### Резюме

**Цель исследований.** Экспериментальное изучение физических процессов в приэлектродных областях отрицательных острийковых электродов в электроотрицательном газе (воздухе) под действием высоковольтного поля.

**Методы.** Используются анализ видеоизображений, измерения ВАХ, спектроскопия. Производится измерение ВАХ в окрестности напряжения зажигания коронного разряда, изучается проблема экспериментальной идентификации поверхностных зарядов, механизм зажигания отрицательного КР.

**Результаты.** Показано, что при малых радиусах закругления игольчатых электродов развитие отрицательного коронного разряда обусловлено холодной эмиссией электронов, а на плоских и слабо искривленных отрицательных электродах – захватом поверхностных электронов электроноакцепторными молекулами. Изучен механизм зажигания КР в электроотрицательном газе при отрицательной игле, структура стримеров от отрицательных игл, спектр излучения и эктонная деградация электродов.

**Заключение.** Зажигание отрицательного КР при малых радиусах кончиков заостренных игл ( $r_0 \leq$  менее десятков микрометров) обусловлено холодной эмиссией электронов с последующей ударной ионизацией нейтральных молекул. При слабо искривленных электродах появление отрицательного КР обусловлено захватом ПЭ электроотрицательными молекулами газа с последующими плазмохимическими реакциями. Формирование ПЭ электронов зависит от множества факторов: наличия и структуры оксидных пленок (шероховатости, дефектов и т. д.), определяющих работу выхода электронов и формирующих локальные поля на кончиках микроострий. Появление КР приводит к деградации коронирующих электродов, выражающейся в распылении кончиков заострений и оплавление игл. В темновой области отрицательного КР ( $U < U_*$ ) излучаются фотоны в УФ-спектре, а при  $U > U_*$ , кроме УФ-фотонов, излучаются фотоны в видимой области спектра. Флуктуации свечения обусловлены хаотической динамикой формирования инжекционных центров (оплавленных бугорков-эктонов) на поверхности коронирующего электрода. Зажигание КР сопровождается излучением звука с частотой порядка 300 Гц.

**Ключевые слова:** ион; электрон; диэлектрическая проницаемость; сила изображения; полупроводник; подвижность; электрический ток; инжекция зарядов; коронный разряд.

**Финансирование:** Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (з/з 2020 № 0851-2020-0035), в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Соглашение № 075-15-2021-1213).

**Благодарности:** Авторы признательны сотрудникам наноцентра ЮЗГУ доктору физико-математических наук А. П. Кузьменко, доктору физико-математических наук М. А. Пузачевскому за стимулирующую поддержку и за измерение спектральных характеристик коронного разряда.

**Конфликт интересов:** Авторы декларируют отсутствие явных и потенциальных конфликтов интересов, связанных с публикацией настоящей статьи.

© Жакин А. И., Кузько А. Е., 2024

**Для цитирования:** Жакин А. И., Кузько А. И. Ионизационные процессы отрицательного коронного разряда. Часть 1. Обзор и эксперимент // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2024. Т. 14, № 1 С. 128–149. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2024-14-1-128-149>.

Поступила в редакцию 10.01.2024

Подписана в печать 08.02.2024

Опубликована 26.03.2024

## Ionization Processes of Negative Corona Discharge Part 1. Review and Experiment

Anatoly I. Zhakin<sup>1</sup>, A. E. Kuzko<sup>1</sup>✉

<sup>1</sup> Southwest State University  
50 Let Oktyabrya Str. 94, Kursk 305040, Russian Federation

✉ e-mail: kuzko@mil.ru

### Abstract

**The purpose of the research** is an experimental study of physical processes in the near-electrode zones of negative point electrodes in an electronegative gas (air) under the condition of a high-voltage field.

**Methods.** Video image analysis, current-voltage characteristics measurements, and spectroscopy are used. The current-voltage characteristics of the corona discharge ignition voltage in the environment are measured, the problem of experimental identification of surface charges, the mechanism of negative corona discharge ignition, and the ionic structure of streamers is studied, degradation of electrodes during negative corona discharge, spectrum of corona discharge creation and electromagnetic sound.

**Results.** It is shown that at small radii of curvature of needle electrodes, the development of a negative corona discharge is due to the cold emission of electrons, and on flat and slightly curved negative electrodes, due to the capture of surface electrons by electron-withdrawing molecules. The mechanism of ignition of a corona discharge in an electronegative gas with a negative needle, the structure of streamers from negative needles, the emission spectrum and ethonic degradation of electrodes have been studied.

**Conclusions.** The ignition of a negative corona discharge at small radii of the tips of the pointed needles (ro less than tens of microns) is due to the cold emission of electrons followed by impact ionization of neutral molecules. With slightly curved electrodes, the appearance of a negative corona discharge is due to the capture of surface electrons by electronegative gas molecules with subsequent plasma-chemical reactions. The formation of surface electrons depends on many factors: the presence and structure of oxide films (roughness, defects, etc.), which determine the electron work function and form local fields at the tips of microtips. The appearance of a corona discharge leads to degradation of the corona electrodes, expressed in the spraying of the tips of the points and the melting of the needles. In the dark region of the negative corona discharge ( $U < U^*$ ), photons in the ultraviolet spectrum (UV spectrum) are emitted, and when  $U > U^*$ , in addition to UV photons, photons in the visible region of the spectrum are emitted. Glow fluctuations are caused by the chaotic dynamics of the formation of injection centers (melted tubercles - ectons) on the surface of the corona electrode. The ignition of a corona discharge is accompanied by sound emission with a frequency of about 300 Hz.

**Keywords:** ion; electron; dielectric constant; image strength; semiconductor; mobility; electric current; charge injection; corona discharge.

**Funding:** The study was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (g/z 2020 No. 0851-2020-0035), as part of the strategic academic leadership program "Priority-2030" (Agreement No. 075-15-2021-1213).

**Acknowledgments:** The authors are grateful to the staff of the nanocenter of Southwest State University, Doctor of Physical and Mathematical Sciences A. P. Kuzmenko, Doctor of Physical and Mathematical Sciences M. A. Pugachevsky for stimulating support and for measuring the spectral characteristics of the corona discharge.

**Conflict of interest:** The authors declare no apparent or potential conflicts of interest related to the publication of this article.

**For citation:** Zhakin A. I., Kuzko A. E. Ionization Processes of Negative Corona Discharge. Part 1. Review and Experiment. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2024; 14(1): 129–149. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2024-14-4-128-149>

Received 10.01.2024

Accepted 08.02.2024

Published 26.03.2024

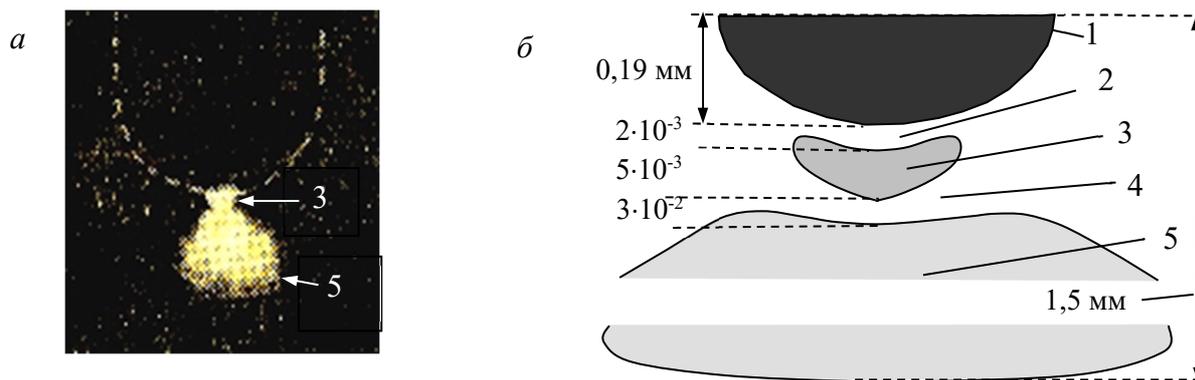
\*\*\*

## Введение

Исследование ионизационных процессов в воздухе вызывает теоретический [1] и прикладной интерес [2; 3]. Такие процессы часто возникают вблизи кончиков игольчатых электродов, которые наблюдаются в виде яркого свечения, называемого коронным разрядом (КР). В развитии КР выделяют следующие закономерности: 1) существует такое напряжение на электродах  $U_*$ , что при  $U < U_*$  ВАХ линейны, при  $U \geq U_*$  – квадратичные  $j \sim U^2$ ; 2) от острийковых электродов развивается струйное течение, часто называемое электрическим ветром; 3) при КР наблюдается пороговое напряжение  $U_*$  зажигания короны, которое в плотных электроотрицательных газах практически не зависит от материала отрицательного электрода. Однако не решенными остаются вопросы о механизме порогового зажигания КР, проблемы темного тока и др. Одним из путей решения механизма зажигания отрицательного КР является подход, основанный на представлении о формировании поверхностных электронов (ПЭ), индуцированных высоковольтным внешним электрическим полем [4; 5]. Этот эффект наблюдается не только в плотных газах, но и в жидких диэлектриках [6; 7], что объясняется одинаковым механизмом формирования ПЭ. В этом разделе дается краткий обзор физики КР, в котором даются основные понятия и излагаются сложившиеся представления о КР. Основное внимание уделяется экспериментальным данным по электрофизическим процессам вблизи кончиков острий в различных газах при различных давлениях.

Наиболее изученными являются распределения объемного заряда и поля при низких давлениях. На рисунке 1, а представлено фото отрицательной короны, на рис. 3, б – ее структура в электроотрицательном газе ( $N_2 + 0,1\% O_2$ ) при давлении  $\sim 1$  мм рт. ст. Чтобы понять проблематику дальнейших рассмотрений, изложим кратко основные ионизационные процессы в газах. Считается, что в начальном состоянии газ имеет примесные ионы, определяющие начальную омическую проводимость. Например, воздух при нормальных условиях имеет проводимость  $\sigma \sim 10^{-16}$  См/см, с учетом типичных значений коэффициента подвижности ионов в воздухе  $\mu \sim 1$  см<sup>2</sup>/(В·с) и концентрации ионов  $n \sim 1$  мм<sup>-3</sup>.

В высоковольтном поле напряженности  $E$  происходит ускорение ионов, так что на длине свободного пробега  $\lambda$  они приобретают энергию  $U \sim eE\lambda$ . Считается, что при достаточно большой энергии зарядов происходит возбуждение и ионизация нейтральных молекул в объеме газа. Результаты исследований по ионной ионизации газов были суммированы в классических монографиях [8; 9]. Авторы приходят к выводу, что ионизация ионами не происходит для большинства комбинаций ионов и атомарных газов, а в молекулярных газах ионизация невозможна при энергиях ионов ниже 500 эВ. Этот результат может вызвать удивление, тем более что для большинства молекул, например, входящих в состав воздуха, энергии возбуждения, ионизации и диссоциации сравнительно невелики (табл. 1).



**Рис. 1.** Отрицательная корона при малых давлениях  $p \sim 1$  мм рт. ст.: *а* – фото отрицательной короны; *б* – схема отрицательной короны: 1 – острие; 2 – катодное темное пространство; 3 – область отрицательного свечения; 5 – область положительного свечения; 4 – фарадеево темное пространство

**Fig. 1.** Negative corona at low pressures  $p \sim 1$  mm Hg art.: *a* – photo of the negative corona; *b* – diagram of the negative corona: 1 – tip; 2 – cathode dark space; 3 – area of negative glow; 5 – area of positive glow; 4 – Faraday dark space

**Таблица 1.** Энергии ионизации, диссоциации и возбуждений основных компонентов воздуха

**Table 1.** Energies of ionization, dissociation and excitation of the main components of air

Молекула	Энергия ионизации, эВ	Энергия диссоциации, эВ	Первый потенциал возбуждения, эВ
N <sub>2</sub>	15,65	11,6	6,1; 9,25
O <sub>2</sub>	12,5	~ 6	7,9; 1,65
CO <sub>2</sub>	~14,4	~ 5,5	~ 10
H <sub>2</sub> O	12,7	–	7,6

В действительности этот эффект объясняется квантово-механическими закономерностями взаимодействия падающего иона с электронной оболочкой ионизируемой частицы. По этой причине вероятность ионизации электронами значительно больше, чем ионами. В качестве примера укажем, что заметная ионизация воздуха  $\alpha$ -частицами имеет место при их энергии порядка 1,5 МэВ [10]. Эффективное сечение ионизации электронами  $Q_e = \sigma_e n$  ( $\sigma_e$  – сечение рассеяния электрона на одиночной частице, обычно  $\sigma_e \sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup>;  $n$  – концентрация частиц в паре) как функция энергии электрона  $V$

представлена на рисунке 2 [10], из которого видно, что взаимодействие электрона с двухатомными молекулами имеет резонансный характер.

Таким образом, при не слишком больших полях, скажем, в области зажигания короны ударная ионизация возможна только электронами. Этот механизм ионизации описывается первым коэффициентом Таунсенда  $\alpha$ , который определяет закон нарастания концентрации электронов  $n_e$ , например, в реакции  $O_2 + e^- \rightarrow O_2^+ + 2e^-$  вдоль направления распространения электронов  $x$ :

$$dn_e/dx = \alpha n_e. \quad (1)$$

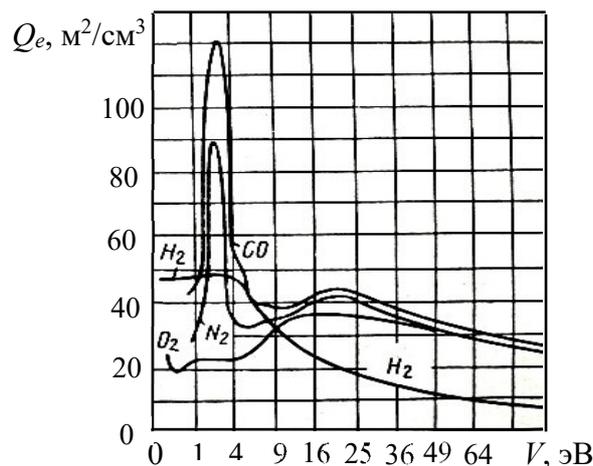


Рис. 2. Сечение ионизации  $Q_e$  как функция энергии электронов  $V$  [11]

Fig. 2. Ionization cross section  $Q_e$  as a function of electron energy  $V$  in diatomic gases [11]

Теория Таунсенда справедлива в ограниченных случаях, например, в однородных полях. Современные теории основываются на положениях химической кинетики и процесс ионизации описывается константами скоростей соответствующих реакций. Например, константы скоростей прямых ионизаций (из основного состояния) молекул азота  $K_{i,N_2}^0$  ( $\text{см}^3/\text{с}$ ) и воздуха  $K_{i,B}^0$  ( $\text{см}^3/\text{с}$ ) аппроксимируются выражениями [12]:

– азот

$$\lg K_{i,N_2}^0 = -8,25 - 37,5 n / E ,$$

$$n / E \geq 8 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2 ; \quad (2)$$

– воздух

$$\lg K_{i,B}^0 = -8,25 - 34,0 n / E ,$$

$$n / E \geq 1 \cdot 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^2 ,$$

где  $n$  – частичная концентрация. Значения  $K_i$  при меньших  $n/E$ , а также для колебательно возбужденных молекул находятся расчетным путем [13].

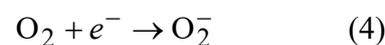
Второй механизм ионизации газа связан с выбиванием электронов из катода положительными ионами либо фотонами, которые излучаются возбужденными частицами газа при электронных ударах.

Процесс описывается вторым коэффициентом Таунсенда  $\gamma_+$ , который определяет долю электронов, выбиваемых из катода при падении на катод положительных ионов ( $\gamma_\phi$  – фотонов), и вводится посредством граничного условия на катоде :

$$j_e = \gamma_+ j_+ + \gamma_\phi j_\phi , \quad (3)$$

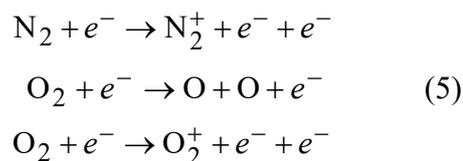
где  $j_+$  – ток положительных ионов на катоде;  $j_\phi$  – поток фотонов на катод. Численные значения коэффициентов  $\gamma_+, \gamma_\phi$  имеют порядки  $10^{-5} - 0,2$  [13].

Основываясь на описанных выше механизмах ионизации, структуру распределения зарядов в окрестности отрицательного острия, представленную на рисунке 1, описывают следующим образом [10; 11]. Положительные примесные ионы, ускоряясь в высоковольтном поле, выбивают из катода электроны с энергией порядка 1–2 эВ. Этой энергии недостаточно для возбуждения и ионизации газа, поэтому в узкой прикатодной области часть электронов захватывается кислородом согласно реакции

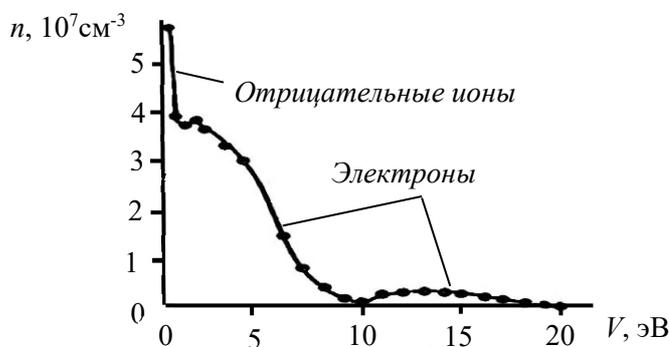


Разгон электронов и ионов  $O_2^-$  в прикатодной области происходит на некотором расстоянии  $\delta_k$ , которое определяет так называемое катодное темное пространство (КТП). Энергия связи электрона в ионе  $O_2^-$  незначительна ( $\sim 0,45$  эВ), поэтому при столкновении с нейтральными молекулами воздуха на границе КТП ион  $O_2^-$  теряет электрон и возбуждает атомы  $N_2$  с последующим УФ-излучением в диапазоне  $980 \text{ \AA} < \lambda < 1025 \text{ \AA}$  [14], которое является дополнительным фактором фотоэмиссии электронов из катода и ионизации молекул кислорода  $O_2$ . Здесь же начинается реакция диссоционного распада  $O_2$  за счет электронного удара:  $O_2 + e^- \rightarrow O + O + e^-$ . В области отрицательного свечения энергии электрона достаточно для возбуждения электронных уровней в  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $O_2^-$  и  $O^-$ , при которых

излучаются фотоны УФ и видимого спектра (синий, голубой и др). При этом электроны расходуют энергию на возбуждение атомов и ионов, поэтому появляется фарадеево темное пространство. В этой области электроны вновь разгоняются полем до таких энергий, при которых происходит ударная ионизация:



Так как электроны обладают подвижностью на  $\sim 2$  порядка больше, чем подвижность ионов, то эта область обогащена положительными ионами, которые, возбуждаясь, образуют область положительного свечения. Таким образом, при низких давлениях в азотно-кислородной плазме можно выделить два типа электронов: быстрые и медленные [15; 16] (рис. 3).



**Рис. 3.** Распределение отрицательно заряженных частиц в кислороде по энергиям при давлении 0,04 мм рт. ст. [15; 16]

**Fig. 3.** Energy distribution of negatively charged particles in oxygen at a pressure of 0.04 mm Hg art. [15; 16]

В плотных газах с повышением напряжения также происходит перестройка распределения поля, однако физика этого явления совершенно иная. Перечислим основные закономерности в случае воздуха при отрицательном острие.

1. Прежде всего, отметим, что напряженность поля вблизи острия чрезвычайно велика. Так, в системе электродов полусферическое острие – плоскость (радиус закругления  $r_0$ , межэлектродное расстояние  $h$ ) напряженность поля у острия оценивается как [10, с. 188]

$$E_* = \frac{2U}{r_0 \log(4h/r_0)}, \quad (6)$$

где  $U$  – напряжение на электродах.

Значения  $E_*$  для различных радиусов кончиков  $r_0$  и расстояний между острием и плоским анодом  $h$  представлены в таблице 2. В силу чрезвычайно высоких напряженностей поля вблизи острия

( $E > 60$  кВ/см) эмитируемые с катода электроны приобретают энергию, достаточную для возбуждения, диссоциации и ионизации молекул  $N_2$ ,  $O_2$ , в результате чего в узком слое вблизи острия образуется положительно заряженная область 1 (рис. 4, а), обогащенная ионами  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O^+$ ,  $N^+$ , а также новыми химическими соединениями NO, озоном  $O_3$  и т. д.

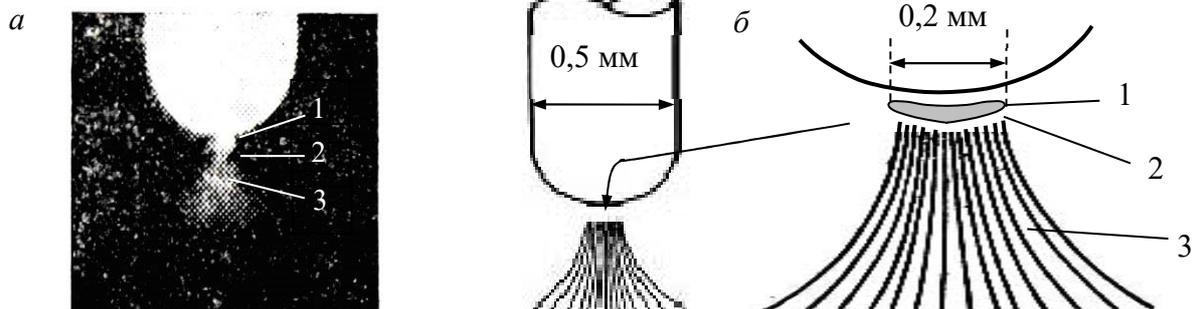
**Таблица 2.** Зависимость  $E_*$  ( $10^5$  В/см) от  $r_0$  и  $h$  (отрицательная корона в воздухе)

**Table 2.** Dependence ( $10^5$  V/cm) on  $r_0$  and  $h$  (negative corona in air)

$h$ , см	$r_0$ , см					
	0,00058	0,0012	0,0025	0,005	0,0115	0,047
8	8,0	3,7	2,22	1,73	0,64	0,62
4	8,0	3,8	2,21	1,73	0,68	0,62
2	–	3,9	2,21	–	0,73	–
1	7,7	3,8	2,19	1,75	0,74	0,63
0,5	7,6	3,7	2,22	1,78	0,70	0,72
0,1	–	–	–	1,88	–	0,79

Электроны в силу ударных процессов и резкого падения поля быстро теряют свою энергию до значений 1–2 эВ, что приводит к захвату их молекулами кислорода  $O_2$  с образованием ионов  $O_2^-$  и фор-

мированием области отрицательного свечения 3, отделенного от области положительного свечения 1 фардаевым темным пространством 2 (рис. 4, б).



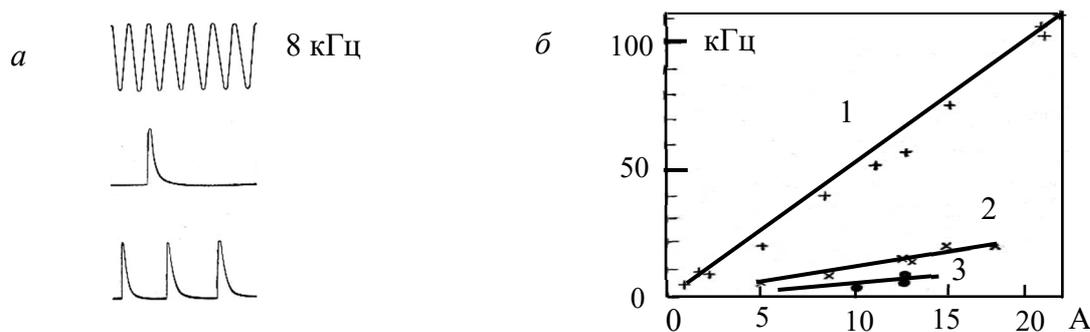
**Рис. 4.** Отрицательная корона при высоких давлениях в воздухе: а – фото короны [5]; б – свечение, сопровождающееся импульсами Тричеля: 1 – область положительного свечения; 2 – фардаево темное пространство; 3 – область отрицательного свечения

**Fig. 4.** Negative corona at high air pressures; а – photo of the crown [5]; б – glow accompanied by Trichel pulses: 1 – area of positive glow; 2 – Faraday dark space; 3 – area of negative glow

Таким образом, при высоких давлениях вблизи электрода вначале образуется область положительного свечения, а по мере удаления от электрода – область отрицательного свечения, тогда как при низких давлениях наблюдается обратная картина (см. рис. 1).

2. Вторая особенность – это пульсирующий характер эмитированных электронов с катода и, как следствие, пульсации тока и свечения короны (рис. 5), сопровождаемое характерным шипящим звуком (импульсы Тричеля). Существуют различные точки зрения, объясняющие этот эффект. Подход Тричеля основывается на экранирующем действии отрицательно заряженного облака, понижаю-

щего поле вблизи острия и, как следствие, прекращающего выбивание электронов положительными ионами. При этом считается, что пульсации обусловлены разрушением газовой пленки на поверхности острия, что приводит к прекращению эмиссии электронов. Следующий эмиссионный импульс обусловлен восстановлением газового адсорбционного поля, иницирующего электронную эмиссию. Некоторые авторы придерживаются мнения об определяющей роли микроскопических пылевых частиц, однако отсутствие импульсов Тричеля в  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $Ar$  позволяет считать, что наличие электроотрицательной примеси является определяющим фактором.



**Рис. 5.** Осциллограммы импульсов тока с отрицательной короны (а) (масштаб времени задается синусоидой с частотой 8 кГц); зависимость частоты пульсации от силы тока с отрицательной короны при различных радиусах острия (б): 1 –  $r_0 = 0,5$  мм; 2 – 1,5 мм; 3 – 4,3 мм

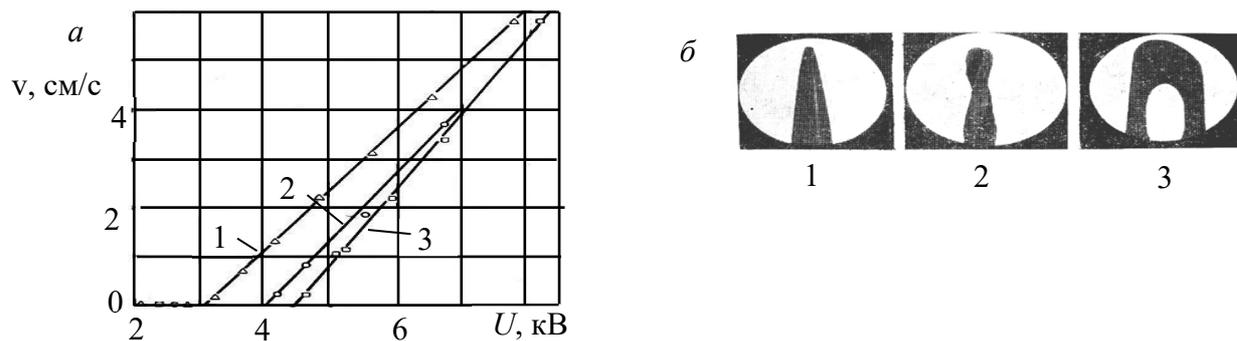
**Fig. 5.** Oscillograms of current pulses from the negative corona (а) (the time scale is set by a sinusoid with a frequency of 8 kHz); dependence of the pulsation frequency on the current strength from the negative crown at different tip radii (б): 1 – 0.5 mm; 2 – 1.5 mm; 3 – 4.3 mm

3. Появляется характерное движение воздуха от острия (электрический ветер [17; 18; 19]). Зависимость скорости движения через цилиндрическую трубку от острия для различных форм остриевых кончиков представлена на рисунке 6 [17]. Из рисунка видно, что скорость движения воздуха линейно зависит от прикладываемого напряжения при любых формах кончика острия.

Сила тока  $J$  и сила реакции  $F$  на острие при этом квадратичные по прикладываемому напряжению  $U$ :

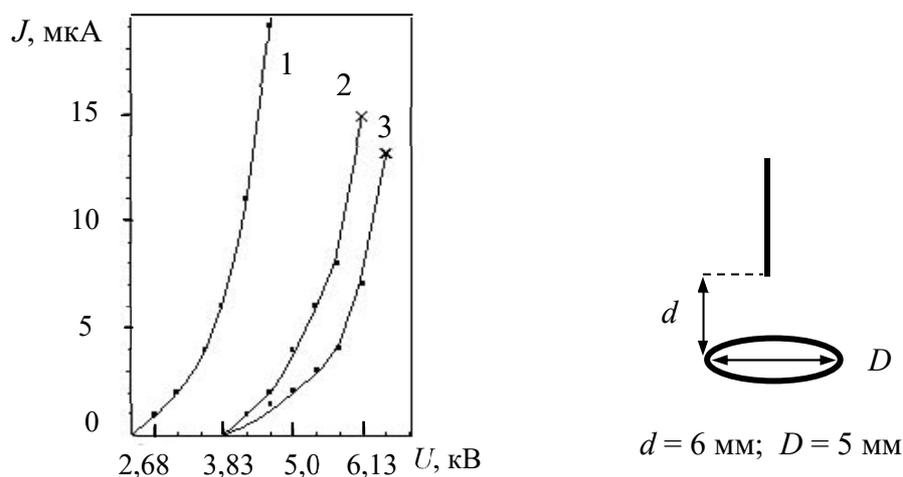
$$F = a(U^2 - U_*^2), \quad J = bU(U - U_*).$$

4. Напряжение зажигания  $U_*$  при отрицательной игле всегда меньше и слабо зависит от геометрий кончиков остриев, чем при положительной игле (рис. 7) [4].



**Рис. 6.** Зависимость скорости движения воздуха (а) через трубку диаметрами 47,7 мм, длиной 251 мм и расположенную на расстоянии  $d = 107$  мм от острия; формы острийковых кончиков (б) (диаметр в области ушка швейной иглы 3 равен 1,05 мм (масштаб для размеров 1,2): 1 – игла; 2 – скрученные проволочки (термопара); 3 – швейная игла

**Fig. 6.** Dependence of the speed of air movement through (a) a tube with a diameter of 47.7 mm, a length of 251 mm and located at a distance  $d = 107$  mm from the tip; shapes of pointed tips (б) (the diameter in the eye area of sewing needle 3 is 1.05 mm (scale for sizes 1,2): 1 – needle; 2 – twisted wires (thermocouple); 3 – sewing needle



**Рис. 7.** ВАХ при различных материалах и полярностях остриев [4]: 1 – Fe, Cu, отрицательное острие; 2 – Fe, 3 – Cu, положительное острие; × – начало неустойчивости

**Fig. 7.** Current-voltage characteristics for different materials and tip polarities [4]: 1 – Fe, Cu, negative tip; 2 – Fe, 3 – Cu, positive tip; × – beginning of instability

5. Спектр положительного свечения обусловлен «искровым» возбуждением молекул  $N_2$ , и УФ-область определяется длинами волн  $980 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1025 \text{ \AA}$  [14], а оптическая – в голубой части спектра. В области образования отрицательных ионов оптический спектр свечения имеет

характерную пурпурную окраску и связан с возбуждением молекул  $NO$  и  $N_2$ .

6. При напряжениях, меньших напряжения зажигания положительной короны  $U < U_*$ , существуют такие напряжения  $U_1 < U_2 < U_*$ , что в пределах  $U_1 < U < U_2$  развивается так называемый темновой ток

[9]. В этой области ток  $J$  изменяется в пределах  $10^{-14} - 10^{-8}$  А и определяющей является ударная ионизация без электронной эмиссии из острия (рис. 8, участок А). При  $U_2 < U < U_*$  имеет место  $J = 10^{-8} - 10^{-6}$  А,

корона прерывистая (рис. 10, участок В), и при токах  $J > 10^{-6}$  А, соответствующих напряжению  $U > U_*$ , развивается самоподдерживающаяся корона.

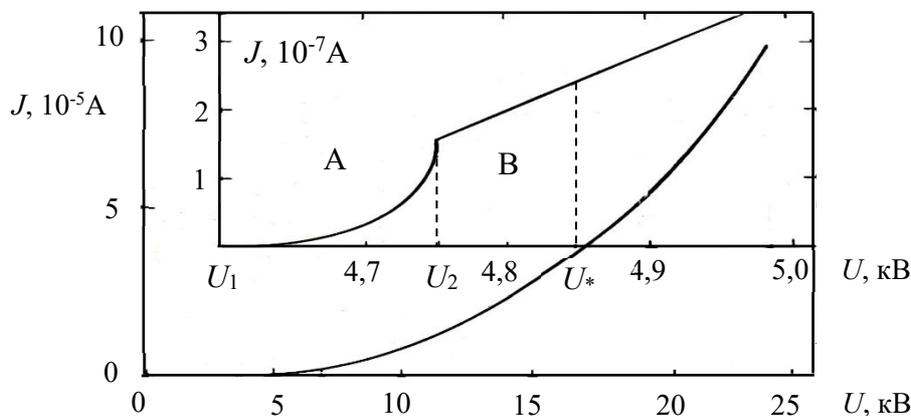


Рис. 8. ВАХ положительной короны в воздухе [9]

Fig. 8. CVC of a positive corona in air [9]

7. Анализ результатов исследований зажигания в разных газах дан в [9], некоторые результаты представлены в таблице 3. Эти данные, на наш взгляд, имеют

субъективный характер, т. к. значения  $U_*$  определялись визуально по свечению короны, а не измерениями ВАХ.

Таблица 3. Напряжения зажигания  $U_*$  в системе электродов игла – плоскость (оба электрода Pt) при  $p = 1$  атм и длине промежутка 3,1 см, диаметр острия 0,5 мм [10]

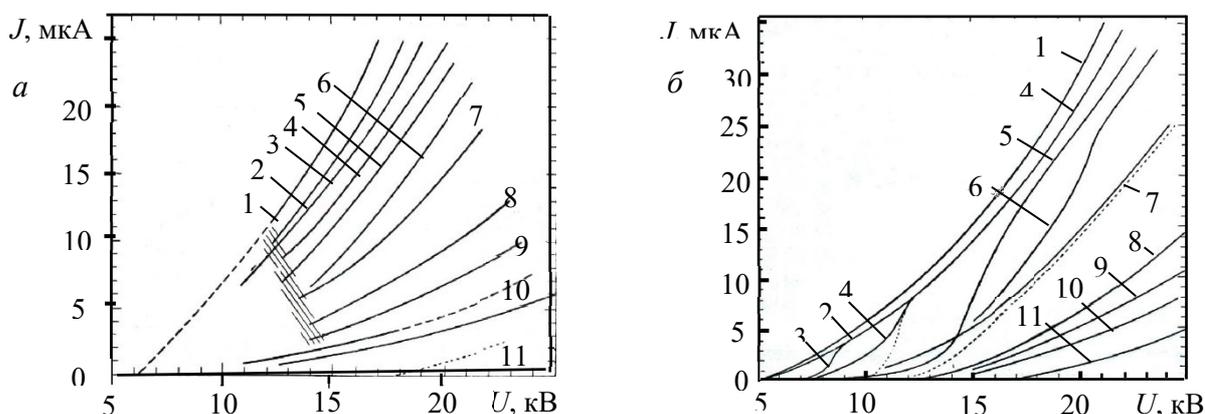
Table 3. Ignition voltages in the needle-plane electrode system (both electrodes Pt) at  $p = 1$  atm. and a gap length of 3.1 cm, tip diameter 0.5 mm [10]

Газ	Напряжение зажигания $U_s$ , кВ	
	положительная игла	отрицательная игла
H <sub>2</sub> (чистый)	3,5	2,6
H <sub>2</sub> + 0,1% O <sub>2</sub>	5	4,2
N <sub>2</sub> (чистый)	4,8	3,7
N <sub>2</sub> + 1% O <sub>2</sub>	4,8	5,5
A <sub>2</sub> (чистый)	Короны нет	Короны нет
A <sub>2</sub> + 0,1% O <sub>2</sub>	3,8	3
A <sub>2</sub> + 0,4% O <sub>2</sub>	4,5	3
A <sub>2</sub> + 1% O <sub>2</sub>	4,0	3,3
A <sub>2</sub> + 1% H <sub>2</sub>	3,45	3,3
A <sub>2</sub> + 1% N <sub>2</sub>	3,5	3,9

Примечания: 1. Данные к аргону соответствуют длине промежутка 4,6 см. 2. Напряжение зажигания при положительной игле фиксировалось по появлению начальных стримеров.

В области полей, где наблюдается свечение газа, ионизационные процессы очень сложны. Так, молекулярные водород  $H_2$  и азот  $N_2$  обладают высокой химической активностью на поверхности острия, приводящей к образованию углублений на поверхности катодного острия; возбуждение молекул азота  $N_2$  сопровождается интенсивным УФ-излучением, приводящим к появлению фотоэлектронов и ионизации молекул кислорода  $O_2$  [10; 11], наконец, метастабильные состояния, например, возбужденные атомы аргона  $Ar$  могут «разогреть» газ с последующей ионизацией нейтральных молекул. Тем не менее эти данные позволяют

выявить определенные закономерности. Так, напряжение зажигания в одном и том же газе при отрицательной игле ниже, чем при положительной (исключение имеет место в смеси  $N_2 + 1\% O_2$ , что может быть связано с субъективными факторами). Далее, увеличение концентрации электроотрицательного газа  $O_2$  увеличивает  $U_*$  при отрицательной игле в случае химически активных  $H_2$  и  $N_2$  и почти постоянны при инертном газе  $Ar$ . Наличие сильной электроотрицательной примеси, такой как фреон  $CCl_2F_2$ , снижает разрядный ток и повышает напряжение зажигания при положительной игле (рис. 9).



**Рис. 9.** ВАХ в смеси воздуха с фреоном  $CCl_2F_2$  при  $p = 745$  мм рт. ст. [5]: а – отрицательная игла; б – положительная игла; объемное содержание фреона в сухом чистом воздухе: 1 – 0%; 2 – 0,1%; 3 – 1%; 4 – 3%; 5 – 6%; 6 – 10%; 7 – 20%; 8 – 40%; 9 – 60%; 10 – 80%; 11 – 100%

**Fig. 9.** Current-voltage characteristics in a mixture of air with freon  $CCl_2F_2$  at  $p = 745$  mm Hg art. [5]: а – negative needles, б – positive needles; volumetric freon content in dry clean air: 1 – 0%; 2 – 0.1%; 3 – 1%; 4 – 3%; 5 – 6%; 6 – 10%; 7 – 20%; 8 – 40%; 9 – 60%; 10 – 80%; 11 – 100%

8. При повышении давления в газе до величин 20–30 атм также наблюдается образование короны на острие. Коронные разряды при таких давлениях мало отличаются от разрядов при атмосферном давлении [10]. Отмечается, что напряжение зажигания при отрицательных иглах ниже, чем при положительных, однако в области высоких давлений имеется тенденция к их слиянию.

Из представленных данных следует, что коронный разряд появляется как при

положительных, так и при отрицательных иглах и только тогда, когда: 1) газ состоит из химически активных молекул ( $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ); 2) газ содержит электрооакцепторную примесь ( $O_2$ ,  $H_2O$ , фреон и др.); 3) в газе существуют затравочные заряды. При отрицательных иглах дополнительным фактором может быть холодная эмиссия электронов, которая существенна в сильных полях или при малых радиусах в закругления кончиков игл. Из таблицы 2

видно, что в воздухе при радиусах электродов  $r_0 \leq 0,005$  см критическая напряженность  $E_*$  отрицательной короны возрастает с уменьшением  $r_0$ , тогда как при  $r_0 > 0,005$  см и фиксированном  $h$  практически постоянна. Обратим внимание на то, что при  $r_0 < 0,005$  см напряженность  $E_*$  чрезвычайно высока:  $E_* > 200$  кВ/см. При таких напряженностях существенную роль играют микроострия на поверхностях катода, которые являются источниками интенсивной холодной эмиссии электронов [17]. Поэтому при таких размерах остриев вопрос о генерации электронов с катода однозначен – это холодная эмиссия. При размерах  $r_0 > 0,005$  см холодная эмиссия не является определяющей, поэтому необходимо рассматривать другие механизмы генерации зарядов, принимая во внимание независимость  $E_*$  от  $r_0$ .

Принято считать, что в области темнового тока определяющей является ударная ионизация молекул газа за счет процессов (5), а зажигание короны и соответствующее резкое возрастание тока обусловливается эмиссией электронов с острия катода [2; 5]. В связи с этим возникает вопрос о составе первичных электронов и примесных ионов в газе. Предполагается, что основными примесными компонентами являются ионы  $O_2^-$ , которые теряют электроны в столкновениях с нейтральными материалами при напряженностях  $E_f$ , удовлетворяющих условию  $E_f/p \geq 90$  В/(см·мм рт. ст.). При атмосферном давлении  $E_f = 68$  кВ/см, что по порядку совпадает со значениями  $E_*$ , представленными в таблице 2 для  $r_0 \geq 0,005$  см. При наличии влажности возможно появление ионов  $H^-$ ,  $O^-$ ,  $OH^-$  (в

порядке убывания интенсивности). Однако если учесть, что энергия диссоциации воды  $H_2O \rightarrow H + OH$  составляет 5,11 эВ, то появление этих ионов возможно лишь в области  $E > E_*$ .

Таким образом, появление электронов в темновом разряде можно связать с отрывом электронов от ионов  $O_2^-$  при их столкновениях с нейтральными атомами в полях  $E_s \approx 64$  кВ/см (согласно таблице 2). Возможность отрыва подтверждают энергетические оценки: на длине свободного пробега  $\lambda$  (при нормальных условиях длина свободного пробега в воздухе [3]  $\lambda = 10^{-5}$  см) для энергии иона  $O_2^-$  получаем  $V \sim eE_s\lambda = 0,64$  эВ, что достаточно для преодоления энергии отрыва 0,45 эВ электрона от  $O_2^-$ . Однако остается неясным вопрос о попадании ионов  $O_2^-$  в зону формирования короны. На наш взгляд, наиболее вероятным является образование  $O_2^-$  непосредственно на катоде за счет поверхностной реакции  $O_2 + e^- \rightarrow O_2^-$ , что будет положено в основу интерпретации наших экспериментальных данных. Наши исследования имеют цель не только подтвердить известные экспериментальные данные, например, независимость напряжения зажигания  $U_*$  КР от материала игольчатых электродов в электроотрицательном газе при отрицательной полярности игл и постоянных температуре и давлении. Авторами приводятся данные по физическим процессам коронирующих электродов и спектр излучения короны в воздухе.

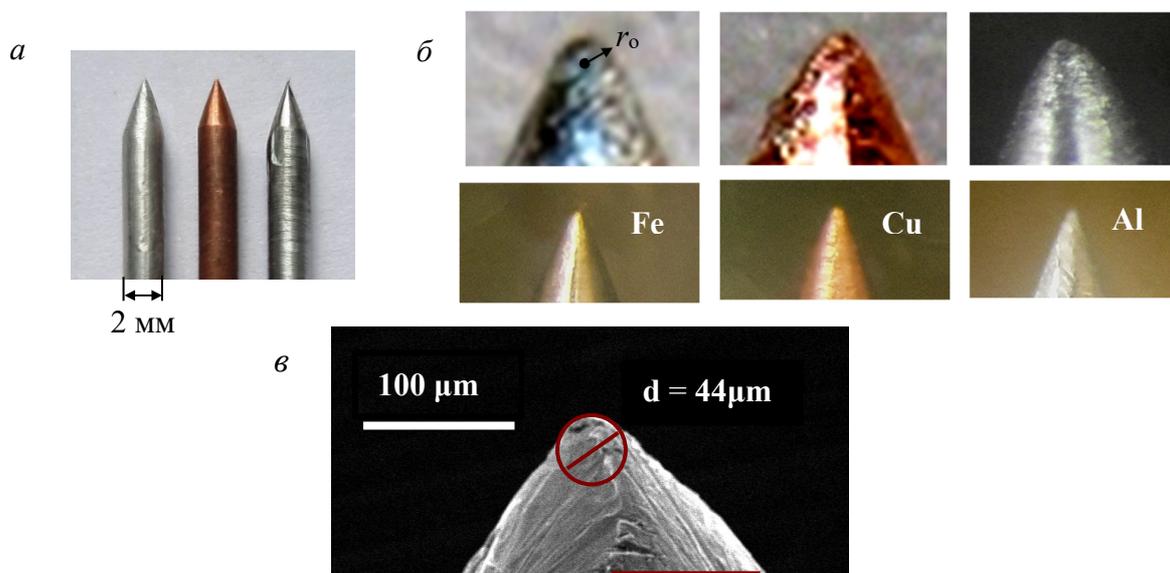
Ниже будут представлены результаты экспериментальных исследований в следующей последовательности: 1) приводятся данные по приготовлению острийковых электродов (игл), сделанных из трех материалов (Fe, Cu, Al); 2) определя-

ются напряжения зажигания  $U_*$  в электродной системе игла – плоскость в зависимости от материалов игл и межэлектродного расстояния; 3) проводятся измерения спектров корон; 4) приводятся ВАХ темновых токов.

### Материалы и методы

В экспериментальных исследованиях использовались три типа электродов, из-

готовленных из проволок углеродистой стали (Fe), медной (Cu) и алюминиевой (Al). Форма и размеры показаны на рисунке 10. Конусы заострений изготавливались на станке, затем дорабатывались вручную под микроскопом, затем шлифовались наждачной бумагой с размером зерен 10–25 мкм. Средний радиус закруглений кончиков остриев составлял  $r_0 = 22$  мкм.



**Рис. 10.** Общий вид игольчатых электродов (а), форма заострений и кончиков игл (б) (увеличение оптическим микроскопом), электронное фото кончика Fe иглы (в)

**Fig. 10.** General view of needle electrodes (a); shape of the points and tips of the needles (б) (magnification with an optical microscope); electron photo of the tip of the Fe needle (в)

Измерительная схема представлена на рисунке 11. Высоковольтный источник (ВИ) был изготовлен по стандартной схеме. Переменное напряжение 220 В, 50 Гц подавалось через блок переменных проволочных сопротивлений на первичную обмотку высоковольтного трансформатора серии ТА. К высоковольтной обмотке со средним напряжением до 1 кВ подключался 12-кратный множитель с отрицательным активным электродом. В режиме зажигания короны измерение

напряжения фиксировалось стрелочным вольтметром, включенным по схеме делителя напряжения: сопротивление шунта (200 МΩ) – сопротивление катушки стрелочного вольтметра, измерение тока осуществлялось мультиметром MAS 830L. Высоковольтный источник тестировался стандартным электростатическим вольтметром С75. В режиме измерения темного тока использовался мультиметр DT9208A и пикоамперметр Keithley 6487.

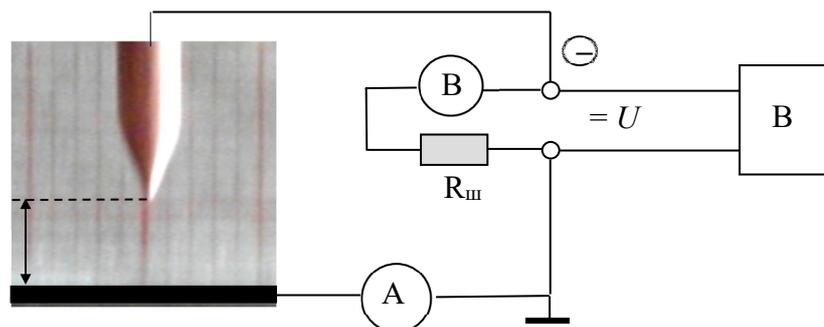


Рис. 11. Схема экспериментальной установки: В – киловольтметр; А – амперметр

Fig. 11. Diagram of the experimental setup: В – kilovoltmeter, А – ammeter

Измерения проводились при отрицательных иглах. Закономерности ВАХ подтверждают сложившиеся представления [1].

### Результаты и их обсуждение

Измерения показали, что в пределах напряжений  $0 \leq U \leq U_*$  наблюдается так называемый темновой ток, при котором отсутствует свечение. При  $U = U_* = 5,3$  эВ вначале появляется сине-голубое свечение (рис. 12, а), яркость которого усиливается по мере увеличения напряжения  $U$ . При этом в момент зажигания короны цвет короны голубой. С повышением  $U$  до 5,7 кВ появляется яркое белое свечение

вблизи кончика электрода, окруженное голубым свечением (рис. 12, б). И далее, с увеличением  $U$ , размеры белого и голубого свечений возрастают (рис. 12, в-д). При этом в области напряжений  $U = 6,4-7,6$  кВ на границах белого свечения появляются бело-голубые пятна (рис. 12, в, з). Наконец, в области сильных полей область белого свечения окружена пурпурным слоем (рис. 12, з). Подобное развитие короны показывает, что в момент зарождения КР возбуждаются положительные ионы, образующиеся в результате ударной ионизации и диссоциации молекул азота  $N_2$  и кислорода  $O_2$  [7] (численные значения энергий см. в таблице 1).

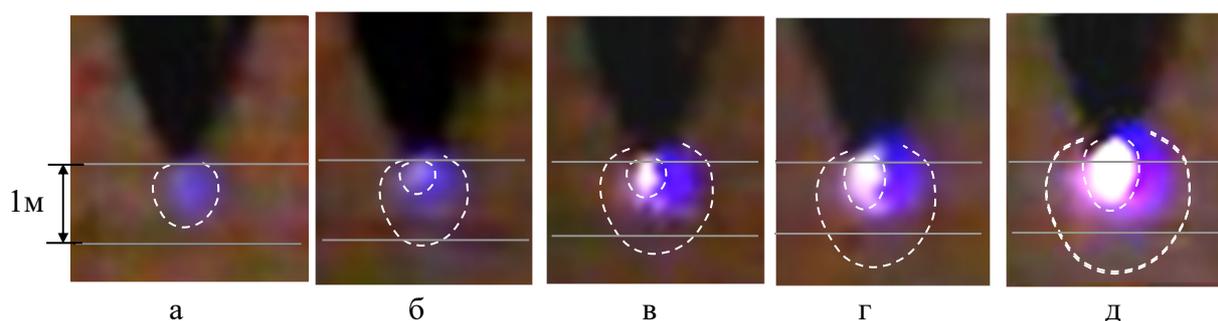


Рис. 12. Развитие КР с увеличением напряжения на кончике иглы (Fe) при  $h = 10$  мм:  
а –  $U = 5,3$  кВ; б –  $U = 5,7$  кВ; в –  $U = 6,4$  кВ; з –  $U = 7,6$  кВ; д –  $U = 11,6$  кВ

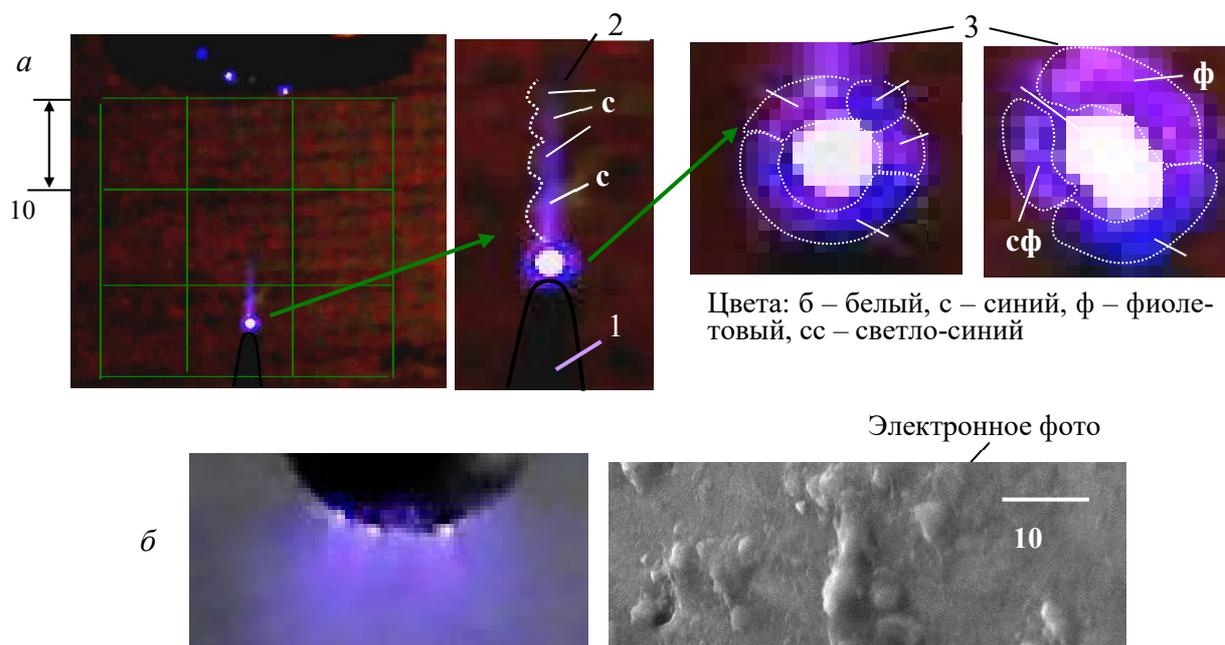
Fig. 12. Development of corona discharge with increasing voltage at the needle tip (Fe) at  $h = 10$  mm:  
а –  $U = 5,3$  kV; б –  $U = 5,7$  kV; в –  $U = 6,4$  kV; з –  $U = 7,6$  kV; д –  $U = 11,6$  kV

Оценим размеры области, в которой происходят ударные реакции (5) с образованием ионов  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O^+$ ,  $N^+$ . Для этого вычислим энергию электронов вблизи кончика иглы согласно  $V \sim eE(x)\lambda$ , где  $E(x)$  определяется в (6),  $\lambda$  – длина свободного пробега электрона. Полагая  $U^* = 3$  кВ (рис. 13),  $x = x_1 = 0,2$  мм,  $r_0 = 22$  мкм, при нормальных условиях в воздухе, когда  $\lambda \sim 10^{-4}$  мм, получим  $V \sim 1$  эВ. Поэтому электроны разгоняются электрическим полем только в узкой прикатодной области кончика иглы, где происходят интенсивные ударные реакции (5) (см. рис. 12, б). В результате происходит потеря энергии электронов, что приводит за пределами этой зоны к захвату электронов атомами и молекулами кислорода с образованием отрицательных ионов  $O_2^-$ ,  $O^-$ . Воз-

буждение этих ионов генерирует излучение в видимой части спектра от голубого до фиолетового спектра [10].

С увеличением напряжения  $U$  возрастает энергия электронов. Это приводит к расширению областей ионизационных реакций с последующим излучением в УФ и видимом спектре. Отметим, что подобные картины развития КР наблюдаются и при Cu и Al электродах.

Исследования показывают, что при определенных конфигурациях электродных систем из КР выделяются плазменные струи, называемые стримерами. Как видно из рисунка 12, при углах заострений  $\geq 30^\circ$  стримеры не образуются. Стримеры можно наблюдать при малых заострениях игл  $< 30^\circ$  (рис. 13, а) либо слабо искривленных электродах с поверхностными дефектами (рис. 13, б).

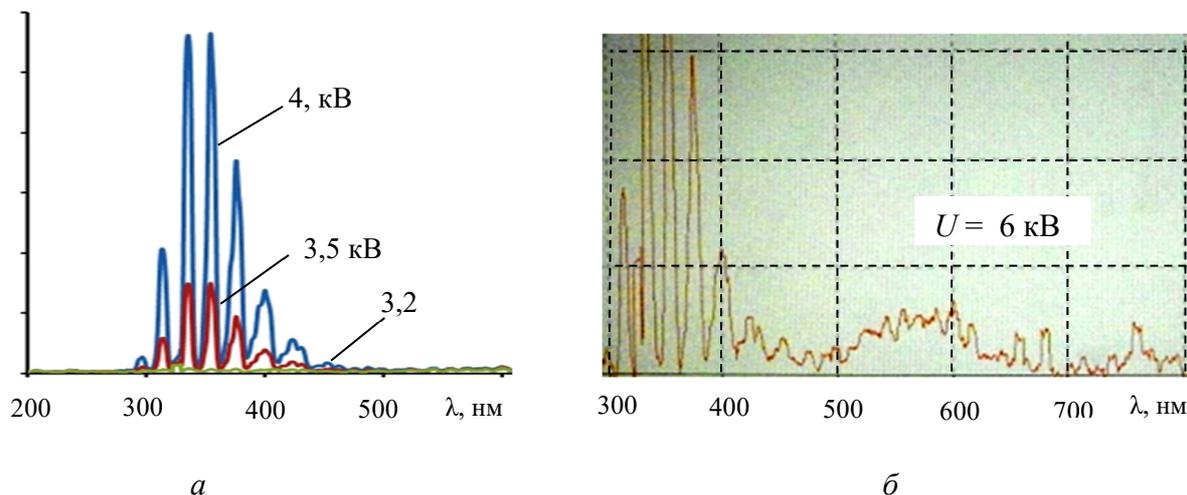


**Рис. 13.** Цепочечная структура стримера в системе электродов игла – кольцо (а); стримеры на поверхности шарика из подшипника (б) (электронное фото показывает поверхностные оплавления шарика): 1 – игла; 2 – цепочечный стример; 3 – изменение короны с повышением напряжения (слева направо)

**Fig. 13.** Chain structure of a streamer in a needle-ring electrode system (а); streamers on the surface of a bearing ball (б) (electronic photo shows surface melting of the ball: 1 – needle; 2 – chain streamer; 3 – corona change with increasing voltage (from left to right))

Измерение спектра КР проводилось спектрометром HR2000+ (Ocean Optic). Результаты измерений в темновой области представлены на рисунке 14, а. Видно, что спектр дискретный и происходит в

основном УФ-излучение за счет возбуждения молекул  $N_2$ . При развитом коронном разряде ( $U = 6$  кВ) появляется сплошной видимый спектр и ИК-излучение (рис. 14, б).

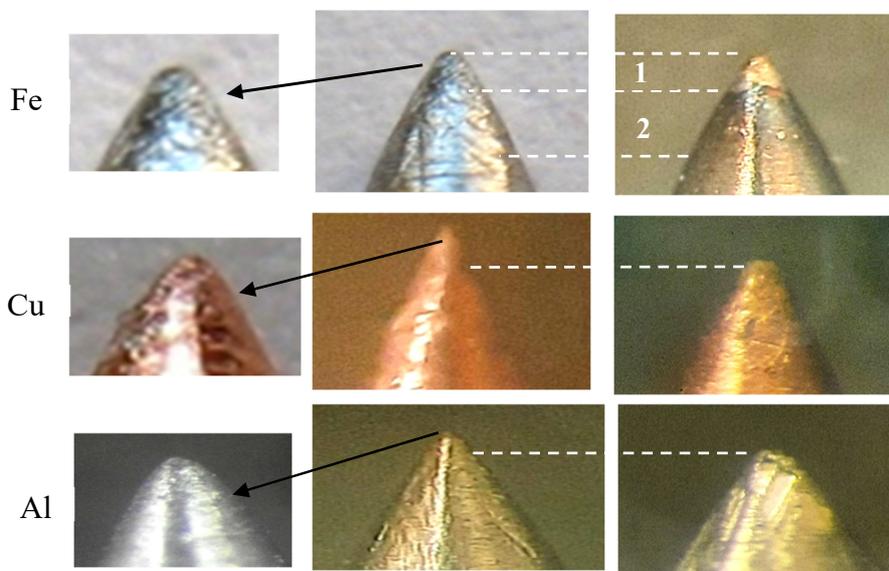


**Рис. 14.** Спектры излучения КР в темновой (а) и видимой части спектра (б); по вертикали произвольные единицы измерения

**Fig. 14.** Corona discharge emission spectra in the dark (a) and visible parts of the spectrum (б); vertical arbitrary units of measurement

Зажигание КР сопровождается распылением кончиков игл. Наиболее интенсивное разрушение в течение 10 мин наблюдается у Cu, Al игл, а у Fe иглы разрушается только верхушка кончика, причем на

боковой стороне кончика образуются две зоны: без оксидной пленки 1 и с оксидной пленкой с характерными цветами побежалости 2 (рис. 15).

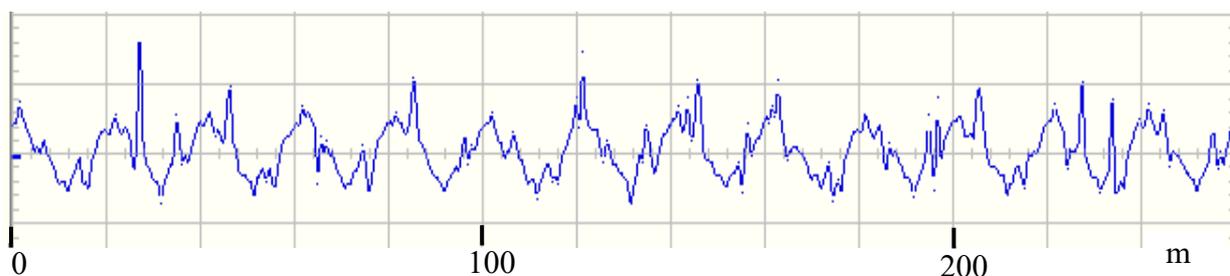


**Рис. 15.** Дegradация электродов

**Fig. 15.** Electrode degradation

Зажигание КР сопровождается характерным шипящим звуком, интенсивность и частота которого увеличиваются с ростом напряжения  $U$ . При этом наблюдаются пульсации тока, как регулярные, так и хаотические (рис. 16). Следует отметить, что частота звука при  $U = 5,3$  кВ,

$h = 10$  мм,  $r_o = 22$  мкм составляет 300 Гц, тогда как импульсы Тричеля имеют килогерцовый диапазон. Этот факт можно объяснить быстрым уплощением кончика иглы, что понижает частоту импульсов (см. рис. 5, б).

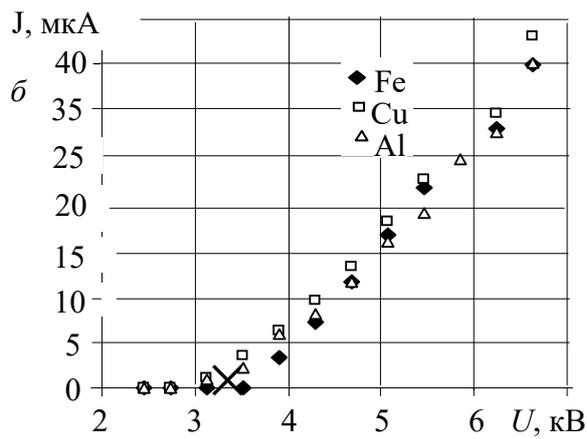
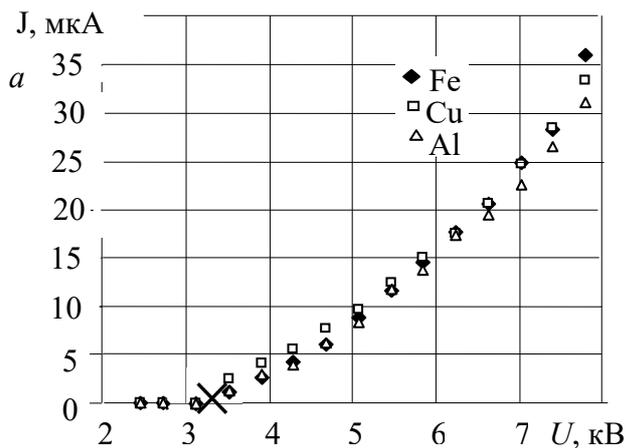


**Рис. 16.** Ампер-временные пульсации напряжения, обуславливающие излучение звука (измерено виртуальным осциллографом в режиме Transient Recorder)

**Fig. 16.** Ampere is a temporary voltage ripple that causes sound emission (Measured with a virtual oscilloscope in Transient Recorder mode)

Информацию о распределении плотностей зарядов и механизма зажигания КР можно получить из вольт-амперных характеристик (ВАХ). На рисунке 17 представлены результаты измерения ВАХ отрицательной короны при различных материалах острижковых электродов (см.

рис. 10) и различных межэлектродных расстояниях  $h = 10$  мм (рис. 17, а) и  $h = 7$  мм (рис. 17, б). Ток измерялся мультиметром MAS 830L, токовые координаты каждой точки графиков определялись средним арифметическим по максимальному и минимальному показаниям прибора.



**Рис. 17.** ВАХ: а –  $h = 10$  мм; б –  $h = 7$  мм; X – начало неустойчивости

**Fig. 17.** CVC: а –  $h = 10$  mm; б –  $h = 7$  mm; X – beginning of instability

Результаты измерений показали, что в момент появления КР имеют место сильные флуктуации тока и свечения. Область флуктуационной неустойчивости на рисунке 17 обозначена знаком  $\times$ . Появление неустойчивости можно объяснить неравномерностью генерации электронов с поверхности кончика игл [17; 20]. Из рисунка 17 видно, что напряжение зажигания не зависит от расстояния до анода. Этот эффект согласуется с данными [10] (см. табл. 2) и объясняется следующим образом. Кончик иглы близок к полусфере (рис. 10, б), поэтому критическая напряженность  $E^*$  оценивается  $E^* = U^* / r_0$ . Согласно ВАХ имеем  $U^* \sim 3$  кВ и при  $r_0 = 22$  мкм получаем  $E^* = 1,3$  МВ/см. При таких значениях  $E^*$  основным механизмом

генерации электронов является холодная эмиссия с микровыступов [17]. Причем подобные микровыступы оплаиваются (см. рис. 14, б), хаотически перемещаясь по поверхности кончика катода. Это, в свою очередь, приводит к флуктуациям тока и свечения в момент зажигания КР. Не усредненные ВАХ показаны на рисунке 18. В этом случае  $h = 6$  мм,  $r_0 = 200$  мкм использовался источник высокого напряжения «Плазон ИВНР-5/50» в режиме линейного возрастания напряжения. Каждое показание тока снималось через 10 В. Из рисунка видно, что флуктуации тока имеют нерегулярный характер, что соответствует нерегулярному появлению инжектируемых электронов микрон неоднородностей на кончике игл.

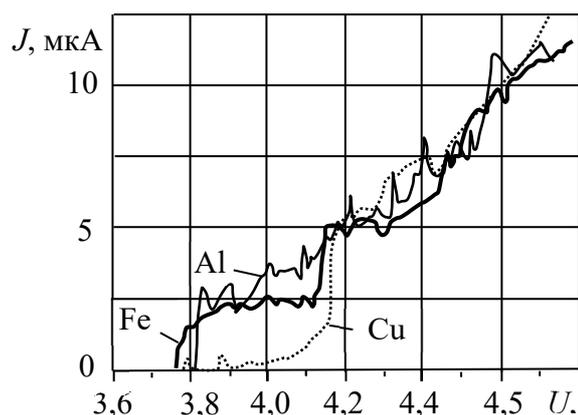


Рис. 18. Не усредненные ВАХ в системе отрицательное острие – плоскость

Fig. 18. Non-averaged current-voltage characteristics in the negative tip-plane system

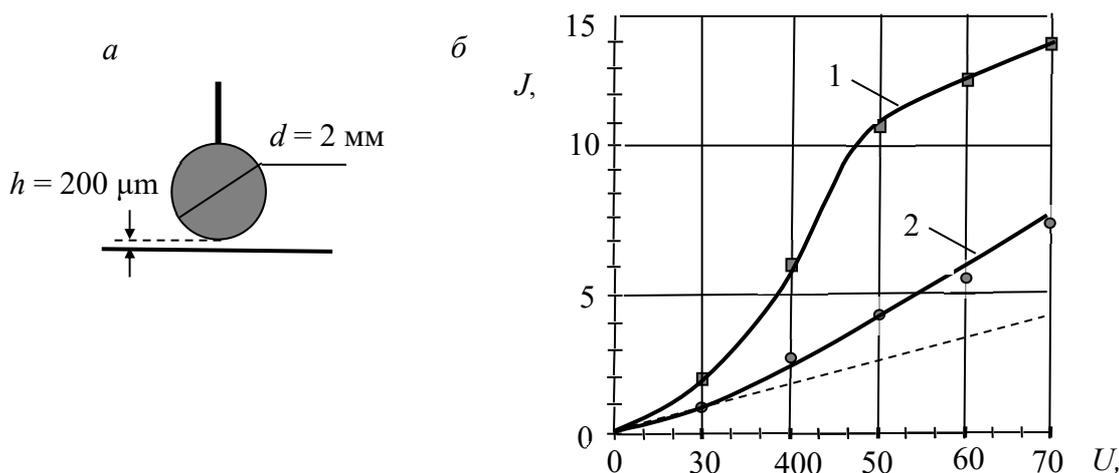
В силу малых площадей кончиков игл теньевые токи столь незначительные, что ВАХ не удалось измерить пикоамперметром Keithley 6487. Увеличения теневого тока можно добиться увеличением площади инжектирующей поверхности, поэтому использовался стальной шарик диаметром 2 мм, расположенный на расстоянии  $h = 200$  мкм от плоского анода. Результаты измерений представлены в таблице 4, электродная система и ВАХ темного тока – на рисунке 19. Максималь-

ная напряженность поля вычислялась в межэлектродном зазоре как  $E_{\max} = U/h$ .

ВАХ темного тока показывает на поверхности катода медленное спадание тока (рис. 19, б), которое может быть объяснено адсорбцией молекул кислорода  $O_2$  так же, как при формировании импульсов Тричеля. Далее происходит реакция захвата ПЭ с образованием отрицательных ионов  $O_2^-$  по реакции (4) и одновременное окисление поверхности. Это приводит к снижению концентрации ПЭ и, как следствие, уменьшению тока.

**Таблица 4.** Усредненные результаты измерений ВАХ темновой области**Table 4.** Average results of measurements of the current-voltage characteristics of the dark region

$U$ , В	$E_{\max}$ , кВ/см	$J$ , пА, $t = 0$ с	$J$ , пА, $t = 15$ с
300	15	2,1	1,0
400	20	6,0	2,5
500	25	10,8	3,8
600	30	12	5,1
700	35	13,5	7,0

**Рис. 19.** Электродная система для измерения темнового тока (а); ВАХ темнового тока (б): 1 – в начальный момент времени; 2 – через 15 с**Fig. 19.** Electrode system for measuring dark current (а); CVC of dark current (б): 1 – at the initial moment of time; 2 – after 15 s

Отметим, что на поверхности шарикового катода даже в режиме развитого КР максимальная напряженность  $E_{\max}$  значительно меньше полей, при которых имеет место холодная эмиссия (см. табл. 4). Поэтому в темновой токовой области холодная эмиссия может иметь место только на микронеоднородностях чрезвычайно малых размеров, заостренность которых из-за процессов оплавления исчезает (см. рис. 13, б). Поэтому холодная эмиссия в процессе образования ионов  $\text{O}_2^-$  не может играть определяющей роли. Таким образом, возникает вопрос о роли ПЭ о генерации ионов  $\text{O}_2^-$ , которые обуславливают развитие отрицательного КР.

## Выводы

Зажигание отрицательного КР при малых радиусах кончиков заострений игл ( $r_0$  менее десятков микрометров) обусловлено холодной эмиссией электронов с последующей ударной ионизацией нейтральных молекул. При слабо искривленных электродах появление отрицательного КР обусловлено захватом ПЭ электроотрицательными молекулами газа с последующими плазмохимическими реакциями. Формирование ПЭ электронов зависит от множества факторов: наличия и структуры оксидных пленок (шероховатости, дефектов и т. д.), определяющих работу выхода электронов и формирующих локальные поля на кончиках микроост-

риев. Развитие стримеров в КР при игольчатых электродах зависит от угла заострения, а при слабо изогнутых электродах – от их поверхностных дефектов. Нелинейные эффекты при движении зарядов в стримере могут формировать цепочечную структуру распределения плотности зарядов вдоль стримера (аналог эффекта Ганна в полупроводниках). По результатам измерения темновых отрицательных ВАХ можно определять концентрацию ПЭ и инжекционные токи. Появление КР приводит к деградации коронирующих электродов, выражающейся в распылении кон-

чиков заострений и оплавление игл. В темновой области отрицательного КР ( $U < U^*$ ) излучаются фотоны в УФ-спектре, а при  $U > U^*$ , кроме УФ-фотонов, излучаются фотоны в видимой области спектра ( $U^*$  – напряжение зажигания КР). Флуктуации свечения обусловлены хаотической динамикой формирования инжекционных центров (оплавленных бугорков-эктонов) на поверхности коронирующего электрода. Зажигание КР сопровождается излучением звука с частотой порядка 300 Гц.

### Список литературы

1. Смирнов Б. М., Сон Э. Е. Электрические процессы в атмосферном воздухе // Теплофизика высоких температур. 2022. Т. 60, вып. 4. С. 589–624.
2. Влияние пучка ускоренных электронов и внешнего электрического поля на горение пропановоздушной смеси в дозвуковом потоке воздуха / П. В. Булат, К. Н. Волков, Л. П. Грачев, И. И. Есаков, В. Л. Бычков // Теплофизика высоких температур. 2023. Т. 61, вып. 6. С. 904–913.
3. Электрофизические и тепловые процессы в условиях горения разряда с жидким (неметаллическим) катодом / Ал. Ф. Гайсин, Ф. М. Гайсин, Р. Ш. Басыров, Р. Р. Каюмов, Д. Н. Мирханов, С. Ю. Петряков // Теплофизика высоких температур. 2023. Т. 61, вып. 4. С. 484–491.
4. Zhakin A. I. Surface Electrons: theory and EHD application // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2023. Vol. 59, no. 5. P. 601–612.
6. Жакин А. И. Электрогидродинамика // Успехи физических наук. 2012. Т. 182, № 5. С. 495–521.
7. Жакин А. И., Кузько А. Е. Исследование электропроводности и ЭГД течений слабо концентрированного раствора трансформаторного масла с электроноакцепторной примесью (йодом) // Электронная обработка материалов. 2023. Т. 59(3). С. 32–45.
8. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
9. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа: в задачах с решениями. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. 424 с.
10. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах. М.: Иностран. лит., 1960. 605 с.
11. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. М.: Атомиздат, 1964. 207 с.
12. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
13. Синкевич О. А., Стаханов И. П. Физика плазмы (стационарные процессы в частично ионизованном газе). М.: Высшая школа. 1991, 191 с.
14. Мнацакян А. Х., Найдис Г. В. Процессы образования и гибели частиц в азотно-кислородной плазме // Химия плазмы: сборник статей. Вып. 14 / под общ. ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоиздат, 1987. 296 с.
15. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. 176 с.
16. Месси Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
17. Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и электродинамических полей. М.: Наука, 1979. 319 с.
18. Flow characteristics of dc wire-non-parallel plate electrohydrodynamic gas pumps / H. Tsubone, J. Ueno, B. Komeili, S. Minami, G. D. Harvel, K. Urashima, C. Y. Ching, J. S. Chang // Electrostatics. 2008. Vol. 66. P. 115.

19. Mechanism of electrohydrodynamically induced flow in a wire-non-parallel plate electrode type gas pump / J. S. Chang, H. Tsubone, Y. N. Chun, A. A. Berezin, K. Urashima // *J. Electrostatics*. 2009. Vol. 67. P. 335.
20. Месяц Г. А. Эктон – лавина электронов из металла // *Успехи физических наук*. 1995. Т. 165. С. 601–626.

## References

1. Smirnov B. M., Son E. E. Elektricheskie protsessy v atmosfernom vozdukh [Electrical processes in atmospheric air]. *Teplofizika vysokikh temperatur = Thermophysics of High Temperatures*, 2022, vol. 60, is. 4, pp. 589–624.
2. Bulat P. V., Volkov K. N., Grachev L. P., Esakov I. I., Bychkov V. L. Vliyanie puchka uskorenykh elektronov i vneshnego elektricheskogo polya na gorenie propano-vozdushnoi smesi v dozvukovom potoke vozdukha [The influence of an accelerated electron beam and an external electric field on the combustion of a propane-air mixture in a subsonic air flow]. *Teplofizika vysokikh temperatur = Thermophysics of high temperatures*, 2023, vol. 61, is. 6, pp. 904–913.
3. Gaysin Al. F., Gaisin F. M., Basyrov R. Sh., Kayumov R. R., Mirkhanov D. N., Petryakov S. Yu. Elektrofizicheskie i teplovye protsessy v usloviyakh goreniya razryada s zhidkim (neme-tallicheskim) katodom [Electrophysical and thermal processes under conditions of combustion of a discharge with a liquid (non-metallic) cathode]. *Teplofizika vysokikh temperatur = Thermophysics of high temperatures*, 2023, vol. 61, is. 4, pp. 484–491.
4. Zhakin A. I. Surface electrons: theory and EHD application. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2023, vol. 59, no. 5, pp. 601–612.
6. Zhakin A. I. Elektrogidrodinamika [Electrohydrodynamics]. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Advances in Physical Sciences*, 2012, vol. 182, no. 5, pp. 495–521.
7. Zhakin A. I., Kuzko A. E. Issledovanie elektroprovodnosti i EGD techenii slabo kontsentririvanogo rastvora transformatornogo masla s elektronoaktseptornoj primes'yu (iodom) [Study of electrical conductivity and EHD flows of a weakly concentrated solution of transformer oil with an electron-withdrawing impurity (iodine)]. *Elektronnaya obrabotka materialov = Electronic materials processing*, 2023, vol. 59(3), pp. 32–45.
8. Dobretsov L. N., Gomoyunova M. V. Emissionnaya elektronika [Emission electronics]. Moscow, Nauka Publ., 1966. 564 p.
9. Smirnov B. M. Fizika slaboionizovannogo gaza: v zadachakh s resheniyami [Physics of weakly ionized gas: in problems with solutions]. Moscow, Nauka Publ., Cl. red. Fiz.-mat. lit., 1985, 424 p.
10. Mick J., Crags J. Elektricheskii probol v gazakh [Electrical breakdown in gases]. Moscow, Inostr. Lit. Publ., 1960, 605 p.
11. Francis G. Ionizatsionnye yavleniya v gazakh [Ionization phenomena in gases]. Moscow, Atomizdat Publ., 1964. 207 p.
12. Bazelyan E. M., Raiser Yu. P. Iskrovoi razryad [Spark discharge]. Moscow, MFTI Publ., 1997. 320 p.
13. Sinkevich O. A., Stakhanov I. P. Fizika plazmy (statsionarnye protsessy v chastichno ionizovanom gase) [Plasma physics (stationary processes in partially ionized gas)]. Moscow, Vysshya shkola Publ., 1991. 191 p.
14. Mnatsakyan A. Kh., Naidis G. V. Protsessy obrazovaniya i gibeli chastits v azotno-kislorodnoi plazme. Khimiya plazmy [Processes of formation and death of particles in nitrogen-oxygen plasma. Plasma chemistry: Collection Articles]. Vol. 14; ed. by B. M. Smirnova. Moscow, Energoizdat Publ., 1987. 296 p.
15. Smirnov B. M. Otritsatel'nye iony [Negative ions]. Moscow, Atomizdat Publ., 1978. 176 p.
16. Messi G. Otritsatel'nye iony [Negative ions]. Moscow, Mir Publ., 1979. 754 p.
17. Ostroumov G. A. Vzaimodeistvie elektricheskikh i elektrodinamicheskikh polei [Interaction of electric and electrodynamic fields]. Moscow, Nauka Publ., 1979. 319 p.

18. Tsubone H., Ueno J., Komeili B., Minami S., Harvel G. D., Urashima K., Ching C. Y., Chang J. S. Flow characteristics of dc wire-non-parallel plate electrohydrodynamic gas pumps. *Electrostatics*, 2008, vol. 66, pp. 115.

19. Chang J. S., Tsubone H., Chun Y. N., Berezin A. A., Urashima K. Mechanism of electro-hydrodynamically induced flow in a wire-non-parallel plate electrode type gas pump. *J. Electrostatics*, 2009, vol. 67, pp. 335.

20. Month G. A. Ekton – lavina elektronov iz metalla [An ecton is an avalanche of electrons from a metal]. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Physics - Uspehi*, 1995, vol. 165, pp. 601–626.

---

### Информация об авторах / Information about the Authors

**Жакин Анатолий Иванович**, доктор физико-математических наук, профессор кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: zhakin@mail.ru, ORCID: 0000-0001-5635-8149

**Anatoly I. Zhakin**, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Professor of the Department of Nanotechnology, Microelectronics, General and Applied Physics, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: zhakin@mail.ru, ORCID: 0000-0001-5635-8149

**Кузько Андрей Евгеньевич**, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: kuzko@mail.ru, ORCID: 0000-0003-4202-277X, Researcher ID: 7801324495

**Andrey E. Kuzko**, Candidate of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor of the Department of Nanotechnology, Microelectronics, General and Applied Physics, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: kuzko@mail.ru, ORCID: 0000-0003-4202-277X, Researcher ID: 7801324495