

## Оригинальная статья / Original article

УДК 532:537.311.32

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2024-14-2-122-141>

## Ионизационные процессы отрицательного коронного разряда. Часть 2. Теория. Сравнение с экспериментом

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@mail.ru

### Резюме

**Цель исследований** – теоретический анализ ионизационных процессов в воздухе, которые инициируются высоковольтным полем, генерируемым электродной системой отрицательная игла – плоский электрод.

**Методы.** Используются Fe, Cu, Al электроды. Вычисления проводятся методами квантовой механики и математической физики.

**Результаты.** Анализируются процессы холодной и термоэлектронной эмиссии электронов, усиленные внешним высоковольтным полем (эмиссия Шоттки). Исследуются условия, при которых определяющей является генерация зарядов с поверхности катода за счет плазмохимических реакций и захвата поверхностных электронов электроотрицательными молекулами кислорода. На основе теории ПЭ строится теория инжекции отрицательных ионов с катода в электроотрицательном газе и сравнивается теория с экспериментом. Показано, что при малых радиусах закруглений кончиков игл, когда  $E \geq 10^6$  В/см, генерация зарядов обусловлена холодной эмиссией электронов. В средних полях  $E \approx 10^5$  В/см эмиссия электронов обусловлена эффектом Шоттки. В полях  $E \approx 10^4$  В/см и ниже инжекция обуславливается электрохимическими процессами и захватом ПЭ. Захват ПЭ электроноакцепторными молекулами обуславливает инжекционный ток и, как следствие – зажигание коронного разряда. Получены аналитические выражения для поверхностной плотности как функция локальной напряженности электрического поля, а также выражение для инжекционного тока. Совпадение теории с экспериментом удовлетворительное.

**Заключение.** Дан анализ развития КР на отрицательных иглах. Построена теория ПЭ на катоде в сильных электрических полях. По результатам измерения темновых отрицательных ВАХ можно определять закономерности поверхностных процессов с участием электронных переходов, в частности определить концентрацию ПЭ и инжекционные токи.

**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).

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

**Для цитирования:** Жакин А. И., Кузько А. Е. Ионизационные процессы отрицательного коронного разряда. Часть 2. Теория. Сравнение с экспериментом // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2024. Т. 14, № 2. С. 122–141. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2024-14-2-122-141>

Поступила в редакцию 22.03.2024

Подписана в печать 26.04.2024

Опубликована 17.06.2024

© Жакин А. И., Кузько А. Е., 2024

Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии /  
Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies. 2024; 14(2): 122–141

## Ionization processes of negative corona discharge. Part 2. Theory. Comparison with experiment

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

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

✉ e-mail: kuzko@mail.ru

### Abstract

**The purpose of the research** is a theoretical analysis of ionization processes in the air, which are initiated by a high-voltage field generated by the negative needle-flat electrode electrode system.

**Methods.** Fe, Cu, Al electrodes are used. Calculations are carried out using the methods of quantum mechanics and mathematical physics.

**Results.** The processes of cold and thermoelectron emission of electrons, enhanced by an external high-voltage field (Schottky emission), are analyzed. The conditions under which the generation of charges from the cathode surface due to plasma-chemical reactions and the capture of surface electrons by electronegative oxygen molecules are decisive are investigated. Based on the PE theory, a theory of injection of negative ions from the cathode into an electronegative gas is constructed and the theory is compared with experiment. It has been shown that at small radii of curvature of needle tips, when  $E \geq 10^6$  V/cm, the generation of charges is due to cold emission of electrons. In average fields  $E \approx 10^5$  V/cm, electron emission is due to the Schottky effect. In fields  $E \approx 10^4$  V/cm and below, injection is caused by electrochemical processes and PE capture. A theory has been developed for PEs that appear at electric field intensities on the electrode of the order of several tens of kV/cm, that is, on flat and slightly curved negative electrodes. The capture of PE by electron-withdrawing molecules causes an injection current and, as a consequence, the ignition of a corona discharge. Analytical expressions for the surface density as a function of the local electric field strength, as well as an expression for the injection current, are obtained. The agreement between theory and experiment is satisfactory.

**Conclusion.** An analysis of the development of CR on negative needles is given. A theory of PE at the cathode in strong electric fields was developed. Based on the results of measuring dark negative current-voltage characteristics, it is possible to determine the patterns of surface processes involving electronic transitions, in particular, determine the concentration of PE and injection currents.

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

**Financing:** The study was carried out with the financial support of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (G/Z 2020 No. 0851-2020-0035), as part of the implementation of the strategic academic leadership program "Priority-2030" (Agreement No. 075-15-2021-1213).

**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 2. Theory. Comparison with experiment. *Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2024;14(2):122–141. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2024-14-2-122-141>

Received 22.03.2024

Accepted 26.04.2024

Published 17.06.2024

\*\*\*

### Введение

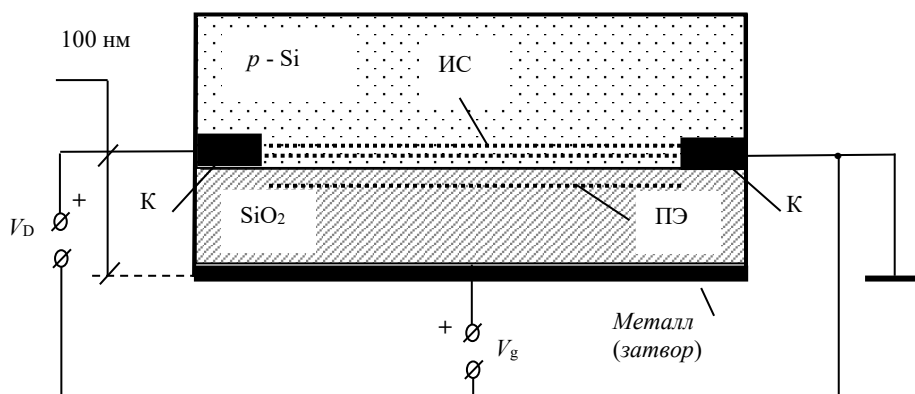
Данная работа является теоретическим обоснованием проблемы зажигания коронного разряда (КР) на отрицательном металлическом электроде. Считается, что

зажигание КР в этом случае практически не зависит от материала электрода [1, с. 463], потому возникает вопрос о первичных зарядах, генерирующих развитие КР. Этот эффект на сильно заостренных иглах может быть обусловлен холодной

эмиссией электронов, а при специальных покрытиях поверхности катода (например, материалом с низкой работой выхода) – термоэлектронной эмиссией [2]. Первичные заряды могут образовываться за счет атмосферного электричества [3] или естественного радиационного фона [4, с. 209]. В этом случае первичные заряды инициируют развитие КР по следующей схеме. Заряды той же полярности, что и полярность коронирующего электрода, разгоняются высоковольтным полем и за счет ударной ионизации нейтральных молекул порождают лавинообразную генерацию вторичных зарядов, т. е. КР. В свою очередь, заряды положительной полярности, двигаясь на катод и сталкиваясь с поверхностью катода, выбивают электроны, которые также разгоняются электрическим полем и производят

дополнительную ударную ионизацию в короне КР. Наконец, первичные заряды могут образовываться поверхностной ионизации с участием химически активных молекул [5, с. 645], или путем захвата поверхностных электронов (ПЭ) на катоде [6; 7] электроноакцепторными молекулами [8].

Появление ПЭ обусловлено вытягиванием электронов из объема проводника внешним высоковольтным полем, которые удерживаются над поверхностью проводника силами изображения. Схема образования ПЭ над поверхностью *p*-Si-полупроводника показана на примере МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) полевого транзистора показана на рисунке 1 [6]. Теория образования ПЭ с учетом реальной шероховатой структуры поверхности электрода изложена в работах [8; 9].



**Рис. 1.** Структура МДП [6]:  $V_D$  – тянущее напряжение;  $V_g$  – потенциал затвора относительно *p*-Si, создающий ИС и ПЭ; К – омические контакты для измерения проводимости инверсного слоя ИС

**Fig. 1.** MIS structure [6]:  $V_D$  – pulling voltage;  $V_g$  – gate potential relative to *p*-Si, creating IC and PE; К – ohmic contacts for measuring the conductivity of the inverse layer of an IC

Захват ПЭ электроноакцепторными молекулами приводит к образованию ионов в темновой области в газах и в жидких диэлектриках (ЖД). В данной работе дается краткое изложение теории ПЭ и приводятся данные по применению концепции ПЭ в исследовании электропроводности газов в темновой области и в

слабо концентрированных растворах ЖД с добавкой ионизирующей примеси.

### Материалы и методы

С теоретической точки зрения принято считать, что в зависимости от напряженности локального электрического поля  $E_{loc}$  инжекция зарядов на катоде

связана с эмиссией электронов согласно следующим механизмам:

1. В сильных полях  $E \geq 10^6$  В/см, сравнимых с внутриатомными напряжениями, имеет место автоэлектронная эмиссия электронов из металла, которая развивается преимущественно на микроостриях с характерным размером  $\delta \sim 10\text{--}100$  мкм [2, с. 405].

$$i_\delta = A(E^2/\chi) \exp\left[-0,965B(\chi^{3/2}/E)\right],$$

$$A = e^2/(8\pi m_e) \exp\left[0,739B(e/\chi^{1/2})\right], \quad (1)$$

$$B = 8\pi(2m_e)^{1/2}/(3h),$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $\chi$  – работа выхода из катода;  $h$  – постоянная Планка.

2. В средних полях  $E \approx 10^5$  В/см развивается туннелирование горячих электронов через барьер, создаваемый внешним полем и силами изображения [2, с. 156]

$$i_\delta = i_0 \exp\left[(e^3 E)^{1/2} / (kT)\right];$$

$$i_0 = A_0 T^2 \exp\left[-\chi / (kT)\right], \quad (2)$$

где  $i_0$  – термоэлектронный ток.

Указанные инжекционные процессы имеют место на кончиках игольчатых отрицательных электродов при достаточных заострениях. Приведем в качестве примера результаты [10, с. 188, 193] для платиновых игл с полусферическим закруглением радиуса  $r_0$  и различных расстояниях между острием и плоским анодом  $h$ . Напряженности поля у острия  $E_*$  и в межэлектродном промежутке  $E(x)$  вычислялись следующими аппроксимационными выражениями:

$$E_* = \frac{2U}{r_0 \log(4h/r_0)}; \quad E(x) = \frac{r_0}{r_0 + x} E_*, \quad (3)$$

где  $U$  – напряжение на электродах;  $h(x)$  – расстояние от острия до плоского анода (до точки, находящейся на расстоянии  $x$  от кончика вдоль линии симметрии).

Значения  $E_*$  для различных радиусов кончиков  $r_0$  и расстояний между острием и плоским анодом  $h$  представлены в таблице 1.

**Таблица 1.** Зависимость  $E_*$ ,  $10^5$  В/см, от  $r_0$  и  $h$  (отрицательная корона в воздухе)

**Table 1.** 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  |

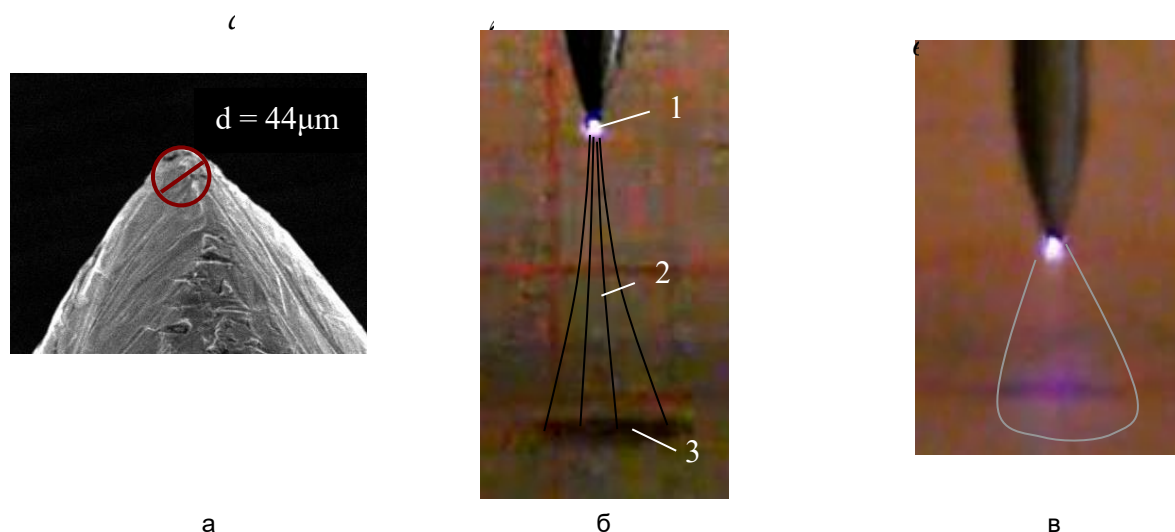
Приведенные данные показывают, что при  $r_0 \leq 5,8$  мкм имеет место  $E_* = 0,8 \cdot 10^6$  В/см, что определяет преимущественно холодную эмиссию электронов, при  $2,5 \text{ мкм} \leq r_0 \leq 0,47$  мм преобладает инжекция Шоттки. При  $5,8 \text{ мкм} \leq r_0 \leq 25$  мкм развивается сме-

шанный режим холодной эмиссии и инжекции Шоттки. Обратим внимание, что напряженность зажигания  $E_*$  слабо зависит от межэлектродного расстояния  $h$  и определяется в основном радиусом закругления кончика электрода  $r_0$ . Наши эксперименты в системе игла – плоскость с радиусом закругления кончика  $r_0 = 0,2$  мм

подтверждают указанные закономерности и дополняются тем, что они не зависят от материала электродов (рис. 2). Данные ВАХ на рисунке 2 показывают, что напряженность поля зажигания КР на кончике игл при  $h = 10$  мм и  $h = 7$  мм равно  $E_* \cong 1$  МВ/см, т. е. зажигание короны обусловлено генерацией электронов холодной эмиссией.

Из рисунка 2 также видно, что в пределах  $U \cong (3-6)$  кВ ВАХ линейны, при

$U > 6$  кВ начинается формироваться нелинейность. Эти закономерности показывают, что линейные участки ВАХ соответствуют омической проводимости. Действительно, в плотных газах процессы ударной ионизации происходят только вблизи кончиков игл. В частности, в воздухе при атмосферном давлении образуются в основном ионы кислорода  $O^-$ ,  $O_2^-$  (рис. 3, б, зона 1), порядок подвижности которых в инертных газах и газе  $O_2$   $b \approx 20$  см<sup>2</sup>/(В·с).

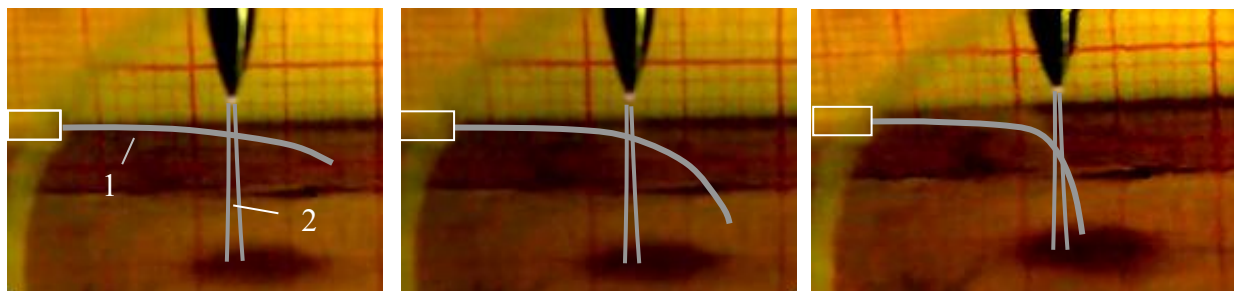


**Рис. 3.** Ударная ионизация на острие: а – фото кончика стального электрода; б – схема ионизации: 1 – зона ионизации, 2 – траектории движения отрицательных ионов; 3 – область разрядки и окисления анода; в – предпробойное состояние при  $h = 4$  мм

**Fig. 3.** Impact ionization at the tip: а – photo of the tip of a steel electrode; б – ionization scheme: 1 – ionization zone, 2 – trajectories of negative ions; 3 – area of discharge and oxidation of the anode; в – pre-breakdown state at  $h = 4$  mm

Типичная скорость движения заряженной струи от иглы (электрического ветра – ЭВ) составляет от 6 см/с при напряжении  $U = 6$  кВ и  $h \sim 6$  см [11] до 1,9 м/с при  $U = 20$  кВ [12]. Дрейфовая скорость ионов  $V = bE(x)$  при  $x = 2$  мм и  $U = 3$  кВ ( $E(x) = 10$  кВ/см) составляет  $V \sim 20 \cdot 10^4$  см/с = 2 км/с, что значительно превышает конвективную составляющую тока. Поэтому плотность тока в центральной части струи (рис. 3, б, зона 2) при постоянной генерации зарядов в зоне 1 пропорциональна напряженности поля, что и обуславливает линейность ВАХ при

$U \cong (3-6)$  кВ. Струю ЭВ можно наблюдать по искривлению струи дыма 1, выдуваемого поперек заряженного потока 2 (рис. 4). Из рисунка видно, что через время  $\sim 0,2$  с направления движения дымовой и заряженной струй совпадают за счет сноса частиц дыма отрицательными ионами. Этот процесс усиливается зарядкой частиц дыма отрицательными ионами, которые осаждаются (несимметрично относительно заряженной струи) на плоский анод, образуя черную вязкую пленку (рис. 4).



**Рис. 4.** Искривление струйки дыма 1 заряженной струей 2. Последовательность снятия кадров 0,1 с при  $U = 10$  кВ,  $h = 15$  мм. Скорость дымовой струи  $\sim 10$  см/с

**Fig. 4.** Curvature of a stream of smoke 1 by a charged stream 2. The sequence of taking frames is 0.1 s at  $U = 10$  kV,  $h = 15$  mm. Smoke jet speed  $\sim 10$  cm/s

3. С дальнейшим понижением напряжения до  $E \approx 10^4$  В/см и ниже инжекция обуславливается электрохимическими процессами и захватом ПЭ [13; 14]. При острийковых электродах под  $E$  следует понимать напряжение на кончике иглы. В этом случае напряженность  $E$  можно понизить двумя способами, уменьшая напряжение на электродах  $U$  или увеличивая радиус закругления кончика иглы  $r_0$ . Увеличение радиуса  $r_0$  предпочтительнее, т. к. в этом случае можно добиться измерения малых токов и избежать пробоя при небольших межэлектродных расстояниях. Поэтому исследования ВАХ проводились в системе стальной шарик (радиус  $r_0 = 1$  мм) – плоскость. Подробно результаты экспериментов обсуждаются ниже.

Отметим, что на перечисленные механизмы инжекции существенно влияют структуры поверхности, в частности наличие пленок, примесей, пористости и др. Наконец, вплоть до настоящего времени роль ПЭ электронов в инжекционных процессах мало учитывалась. Трудность в экспериментальной проверке заключается в весьма малых темновых токах и не учете того, что они инициируют лавинообразные процессы как в газах, так и в жидкостях при острийковых электродах.

Предварительно необходимо отметить следующее. Обычно в эксперимен-

тах используется технический металл, содержащий примеси и имеющий микрокристаллическую текстуру. Кроме того, поверхность даже тщательно отполированного металла имеет шероховатости микронного размера и поверхностные дефекты. На поверхностях металлов из-за их высокой химической активности довольно быстро образуются оксидные пленки, которые являются металлизированными полупроводниками. Металлизация происходит на границах кристаллитов, где формируются ловушки электронов с концентрациями от  $10^{18}$  см $^{-3}$  (при размерах 10 нм) до  $10^{21}$  см $^{-3}$  [15, с. 249].

Прохождение тока через тонкие диэлектрические пленки сопровождается довольно сложными процессами (туннелирование электронов, люминесценция, эффекты памяти и т. д.), которые определяются толщиной пленки, ее диэлектрическими свойствами и структурой, напряженностью внешнего поля и т. д. Это достаточно глубоко разработанная тема в связи с широкими физическими приложениями в полупроводниковых устройствах. В описанных сложных процессах для определения концентрации электронов и напряженности электрического поля можно использовать модель свободных электронов, в которой вводятся электронная плотность  $n_e$ , длина свободного пробега электрона  $l_e$ , концентрация положительно заряженных ионных остовов

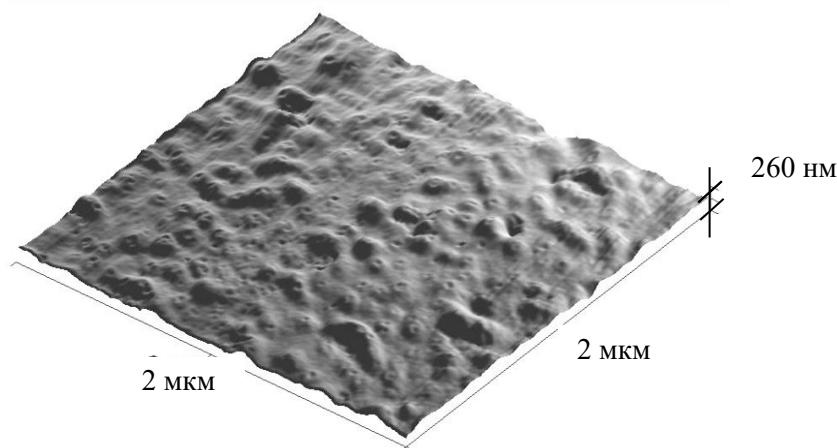
$n_+$ , энергия ЕF и распределение Ферми по энергетическим состояниям, работа выхода  $\chi$  и энергия взаимодействия с ионным остовом  $U_m$ . Квантовые свойства используются в процессах динамики электронов, как в случае холодной эмиссии электронов с катода, или формирования поверхностных электронов.

В дальнейшем будем считать, что акцепторно-донорных примесей в оксиде не содержатся, а генерация электронов в оксиде происходит только на границах кристаллитов. В этом случае формирование объемного заряда в оксидном слое осуществляется только электронами, а металлический электрод является резервуаром электронов и имеет отрицательный потенциал.

## Результаты и их обсуждение

Процесс перехода электронов через границу оксид – жидкость можно разложить на нескольких этапов.

*Первый этап* заключается в вычислении распределения электронов в приповерхностной области внутри оксидной пленки. Здесь следует отметить, что реальная поверхность, как правило, имеет микрошероховатость. Так, даже на тщательно отполированной поверхности меди средний размер бугорков имеет порядок 20 мкм [16] (рис. 5). Поэтому будем исходить из предположения, что основная часть поверхностных электронов (ПЭ) формируется на микробугорках.

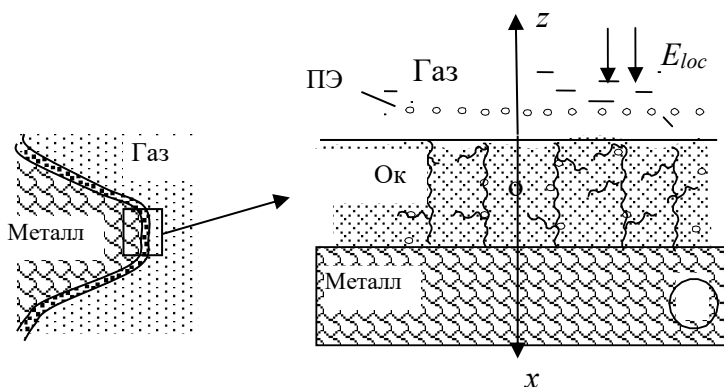


**Рис. 5.** АСМ-изображение поверхности меди, отполированной с качеством 20 нм [16]

**Fig. 5.** AFM image of a copper surface polished with a quality of 20 nm [16]

Схема расчета представлена на рисунке 6, на котором схематично изображен микробугорок с оксидной пленкой (слева) и увеличенный участок кончика (справа). Как было отмечено выше, слой оксида представляет собой металлизированный диэлектрик, концентрация электронов в котором в отсутствии локального поля ( $E_{loc} = 0$ ) равна  $n_o$ . При этом границы кристаллитов, на которых генериру-

ются электроны, приобретают положительный заряд и их концентрация при  $E_{loc} = 0$  в силу условия электронейтральности также равна  $n_o$ . Под действием  $E_{loc} \neq 0$  концентрация  $n_e$  по мере приближения к поверхности раздела оксид – ЖД увеличивается. Задача заключается в вычислении  $n_e(x)$  в оксидной пленке, где  $x$  – координата, направленная к металлу с началом на границе оксид – ЖД (рис. 6).



**Рис. 6.** Схема расчета:  $\circ$  – электрон; ПЭ – поверхностные электроны;  $E_{loc}$  – локальная напряженность поля на кончике микробугорка

**Fig. 6.** Calculation scheme:  $\circ$  – electron; PE – surface electrons;  $E_{loc}$  – local field strength at the tip of the microtubercle

Второй этап заключается в расчете квантовых состояний ПЭ. Следующие подразделы раскрывают содержание указанных этапов.

#### *Распределение электронов в оксидной пленке*

На основании модели свободных электронов концентрация  $n_e(x)$  в оксидной пленке и потенциал электрического поля  $\phi$  определяются уравнениями электростатики и миграции электронов с учетом процессов ионизации нейтралов и рекомбинации

$$\begin{aligned} \epsilon_{\pi}\epsilon_o \frac{dE}{dx} &= e(n_e - n_+); \\ -D \frac{d^2 n_e}{dx^2} - \frac{d}{dx}(bn_e E) &= k_i n_A - \alpha_e n_+ n_e; \\ E &= -\frac{d\phi}{dx}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $D$ ,  $b$  связаны соотношением  $D = b\phi_o$ ;  $\phi_o = k_B T / e$  – специфический потенциал;  $\phi$  – потенциал электрического поля;  $\epsilon_{\pi}(\epsilon_o)$  – диэлектрическая проницаемость оксидной пленки (вакуума);  $n_A$  – концентрация атомов на границах кристаллитов, способных к ионизации. Принято ради простоты, что окисел является собственным полупроводником.

Энергия связи электрона в поляроне имеет порядок 0,01 эВ [17, с. 228], что более чем в 2 раза меньше энергии тепловых флуктуаций 0,026 эВ при  $T = 300$  К. Поэтому в приближении металлизированного оксида можно принять  $n_A = 0$ ,  $\alpha_e = 0$ . С физической точки зрения это означает, что в сильном поле электроны движутся вдоль границ кристаллитов (см. схематическое изображение границ на рис. 6), ориентированных поперек слоя оксида, не захватываясь ионами. В равновесии из второго уравнения с учетом  $n_+ = n_o$  получаем

$$\begin{aligned} n_e(\Phi) &= n_o \exp(\Phi); \\ \Phi &= \phi / \phi_o, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\Phi$  – безразмерный потенциал.

Используя (5), получаем из (4) уравнение второго порядка для  $\Phi$ , которое несложными преобразованиями сводится к уравнению первого порядка с соответствующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} d\Phi/ds &= -\sqrt{\exp(\Phi) - \Phi - 1}, \quad s = x / r_D, \\ r_D &= \sqrt{\epsilon_{\pi}\epsilon_o \phi_o / (2en_o)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $r_D$  – радиус Дебая;

при  $s = 0$   $\Phi = \Phi_o = \phi(0) / \phi_o$ .

Так как на расстоянии  $x \gg r_D$  поле исчезает, то  $\Phi \rightarrow 0$  при  $s \rightarrow \infty$ . Это условие выполняется автоматически в силу структуры дифференциального уравнения (6). При этом необходимо, чтобы размер области повышенной концентрации  $n_e(x)$  в узком слое вблизи поверхности раздела оксид – газ был значительно меньше поперечного размера оксидной пленки, что выполняется только в сильных полях (оценки см. [9]). Значение потенциала  $\Phi_0$  на поверхности раздела оксид – газ выражается через напряженность локального поля на шероховатости  $E_{loc}$ , которое, в свою очередь, выражается через среднее значение поля  $E$  на эффективной гладкой поверхности  $S$  (см. рис. 9) как  $E_{loc} = \beta E$ , где  $\beta$  – коэффициент усиления поля на кончике микробугорка, имеющий порядок  $\beta \cong 10-10^2$  [18]. Эту связь можно найти, используя граничные условия электростатики:

$$q_{sm} + q_{se} = \varepsilon \varepsilon_0 E_{loc},$$

$$q_{sm} = en_0 r_D \int_0^{\xi} (\exp \Phi(s) - 1) ds, \quad \xi = \frac{x_e}{r_D}, \quad (7)$$

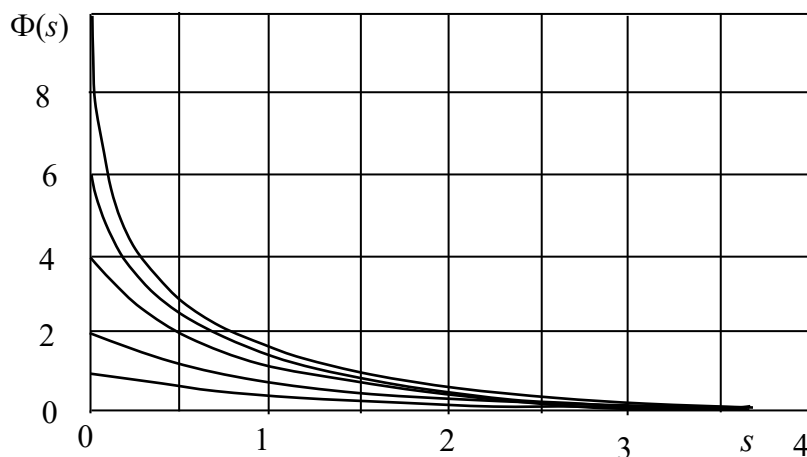
где  $q_{sm} (q_{se})$  – поверхностный заряд в оксиде (в газе, создаваемый ПЭ);  $x_e$  – толщина слоя зарядов в оксиде, имеющая порядок несколько калибров  $r_D$ ;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость газа.

Так как поверхностные заряды  $q_{sm}$ ,  $q_{se}$  суть функции  $\Phi_0$ , то (4) определяет функцию  $\Phi_0(E_{loc})$ . В частности, при  $q_{sm} \gg q_{se}$  [8; 9] для  $\Phi_0(E_{loc})$  получаем следующее уравнение:

$$B = \int_0^{\xi} (\exp \Phi(s) - 1) ds;$$

$$B = \frac{E_{loc}}{E_*}; \quad E_* = \frac{en_0 r_D}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (8)$$

Уравнение (6) решалось численно, графики функции  $\Phi(s)$  при различных  $\Phi_0$  представлены на рисунке 7, параметры  $\xi$ ,  $B$  как функции  $\Phi_0$  даны в таблице 2. Отметим, что интеграл в (8) является площадью, ограниченной осью  $s$  и кривой графика  $\Phi(s)$ . Параметр  $\xi$  выбирался так, чтобы значение площади  $B$  было в 100 раз больше оставшейся части площади  $\xi \leq s < \infty$ .



**Рис. 7.** Графики функции  $\Phi(s)$  при  $\Phi_0 = 1, 2, 4, 6, 10$  (отмечены точками на оси  $\Phi_0$ )

**Fig. 7.** Graphs of the function  $\Phi(s)$  for  $\Phi_0 = 1, 2, 4, 6, 10$  (marked with dots on the  $\Phi_0$  axis)

**Таблица 2.** Значения параметров  $\xi$ ,  $B$ ,  $e^{\Phi_0}$  как функции  $\Phi_0$ .**Table 2.** Values of parameters  $\xi$ ,  $B$ ,  $e^{\Phi_0}$  as a function of  $\Phi_0$ .

| $\Phi_0$       | 1    | 2    | 4     | 5     | 6     | 7     | 8      | 9       | 10      |
|----------------|------|------|-------|-------|-------|-------|--------|---------|---------|
| $\xi$          | 4,46 | 4,28 | 3,72  | 3,32  | 2,87  | 2,39  | 1,90   | 1,44    | 1,03    |
| $B$            | 1,64 | 4,09 | 13,86 | 23,54 | 39,33 | 65,24 | 107,85 | 178,06  | 293,78  |
| $\exp(\Phi_0)$ | 2,72 | 7,39 | 54,5  | 148   | 403   | 1097  | 2981   | 8,1·103 | 2,2·104 |

Из рисунка 7 и таблицы 2 видно, что значения  $1 \leq B \leq 14$  определяют область слабых полей, при этом ширина слоя концентрации электронов  $x_e = \xi r_D$  составляет примерно 4 калибра  $r_D$  ( $\xi \sim 4$ ). Значения  $20 \leq B \leq 294$  можно отнести к области сильных полей, т. к.  $x_e$  быстро уменьшается, так что при  $B = 294$  имеем  $x_e \sim r_D$ , а при  $B = 3700$  составляют доли  $r_D$ . Эти закономерности выполняются в случае, когда внешнее поле индуцируется электронами внутри оксида, т. е. при  $q_{se} \ll q_{sm}$ . Поэтому необходимо оценить значение  $q_{se}$ , т. е. рассмотреть проблему поверхностных состояний.

#### Теория поверхностных электронов

В одноэлектронном приближении волновую функцию электрона  $\psi_n$  вблизи поверхности оксида  $\Sigma$  примем в виде суперпозиции падающей и отраженной бегущих волн:

$$\begin{aligned} \psi_n &= f_n(z) \exp \varphi, \\ \varphi &= -(i/\hbar)(E_t t - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_1) \quad (z < 0), \\ f_n(z) &= \sqrt{n_e(E_s)} \sin(k_z z), \end{aligned} \quad (9)$$

где множитель  $\sin(k_z z)$  отражает осцилляции плотности электронов вблизи поверхности [8];  $E_t$  – полная энергия;  $\mathbf{p}_1$  – продольный (вдоль поверхности) импульс;  $\mathbf{r}_1$  – радиус-вектор электрона;  $n_e(E_s)$  – концентрация электронов в оксиде на  $\Sigma$ , имеющих энергию  $E_s$ .

В представлении (9) электрон имеет поперечный импульс  $p_z = \hbar k_z$ , за счет которого совершается безбарьерный переход в газ. В газе на него начинает действовать сила изображения, потенциал которой выражается как

$$U_i(z) = \alpha / z, \quad \alpha = e^2 / (16\pi\epsilon\epsilon_0). \quad (10)$$

Введение продольного импульса  $\mathbf{p}_1$  в представлении (9) предполагает, что поверхность микробугорка  $\Sigma$  имеет макроскопический размер и ее можно аппроксимировать плоской поверхностью.

На электрон вблизи  $\Sigma$  действуют дисперсионные силы (ДС) со стороны атомов оксида, однако при  $z \gg r_d$ , где  $r_d$  – радиус действия ДС, потенциал (10) будет преобладающим. Действие потенциала (10) приводит к квантованию энергетических состояний электрона в ЖД, т. е. к формированию ПЭ. Одноэлектронное приближение в квантовых расчетах предполагает, что концентрация ПЭ столь мала, что энергия электрон-электронного взаимодействия значительно меньше энергии тепловых флуктуаций [19; 20]

$$e^2 / (4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{ee}) \ll k_B T, \quad r_{ee} = n_{se}^{-1/2}, \quad (11)$$

где  $r_{ee}$  – среднее расстояние между ПЭ;  $n_{se}^{-1/2}$  – поверхностная концентрация ПЭ.

Волновая функция ПЭ определяется уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi_s}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \Delta \psi_s + U(z) \psi_s, \quad (12)$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа;  $m_e^*$  – эффективная масса электрона.

Так как при безбарьерном переходе энергия электрона не изменяется, то  $\psi_s$  будет иметь вид

$$\psi_s = f(z)\exp f. \quad (13)$$

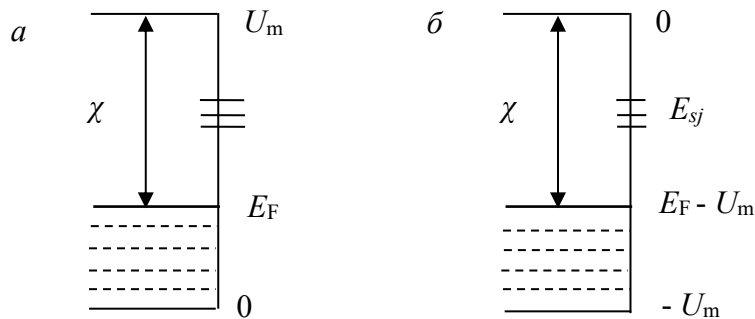
Подставляя (13) в (12), для неизвестной функции  $f(z)$  получаем уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{d^2 f}{dz^2} + U(z)f = E_s f; \quad (14)$$

где  $E_s$  – энергия ПЭ без учета кинетической энергии в продольном движении;

$$E_s = E_t - \frac{p_1^2}{2m_e^*}.$$

Отметим, что в представлениях волновых функций (9), (10) считается, что энергия электронов вдали от  $\Sigma$  (на бесконечности) равна нулю, т. е. при  $z \rightarrow \infty: E_s \rightarrow 0$ . Здесь следует отметить, что в электронной теории твердого тела принимаются два представления отсчета энергии электрона. В первом случае за нулевой отсчет принимается дно зоны проводимости (рис. 8, а), во втором – нулевой отсчет от бесконечности  $z \rightarrow \infty$  (рис. 8, б).



**Рис. 8.** Энергетические диаграммы: а – отсчет от дна зоны проводимости; б – от бесконечности:  $E_F$  – энергия Ферми;  $\chi$  – работа выхода;  $U_m$  – полная энергия взаимодействия электрона с атомами и ионами оксида

**Fig. 8.** Current Energy diagrams: а – counting from the bottom of the conduction band; б – from infinity. Designations:  $E_F$  – Fermi energy;  $\chi$  – work function;  $U_m$  – total energy of interaction of electron with atoms and oxide ions

Следуя [21], приведем выражения для дискретных состояний  $f_j(z)$ ,  $E_{sj}$ :

$$f = f_j = A_j z \exp\left(-\frac{z}{aj}\right) L_j^1(\xi_j), \quad \xi_j = \frac{2z}{aj},$$

$$E_{sj} = -\frac{E_o}{4\varepsilon^2 j^2}, \quad (15)$$

где  $A_j$  – константа, определяемая из непрерывности плотности потока вероятности на  $\Sigma$ ;

$$z = 0: \frac{df_n(E_{sj})}{dz} = \frac{df_j}{dz}. \quad (16)$$

Заметим, что это граничное условие относится к ансамблю невзаимодействующих электронов как в металлизированном оксиде, так и ПЭ. Функция  $L_j^1(\xi_j)$  и остальные параметры выражаются как

$$L_j^1(\xi) = \frac{d}{d\xi} L_j(\xi); \quad (17)$$

$$L_j(\xi) = C_j e^{\xi} \frac{d^j}{d\xi^j} (e^{-\xi} \xi^j);$$

$$a = \frac{\hbar^2}{\alpha m_e} = a_o 4\varepsilon.$$

Здесь константа  $C_j$  выбирается так, чтобы  $L_j^1(0) = 1$ . Выражения для энергии  $E_0$  и длины  $a_0$  такие же, как для атома водорода [21]. В вакууме  $E_0 = 13,5 \text{ эВ}$ ,  $a_0 = 0,053 \text{ нм}$ . Используя (16), получаем  $A_j = k_{zj} \sqrt{n_e(E_{sj})}$ . Плотность  $n_e(E_{sj})$  определяется умножением  $n_e(\Phi_0)$  в (2) на функцию распределения Ферми, которую при  $E - E_F \geq 2k_B T$  можно записать в виде  $f_F = \exp[(E_F - E)\beta_T]$ ,  $\beta_T = 1/(k_B T)$ . Поэтому для энергетических состояний  $E_{sj}$  с учетом диаграммы, приведенной на рисунке 8, а, будем иметь

$$n_e(E_{sj}) = n_{e0} \exp\left[\left(-\chi + |E_{sj}|\right)\beta_T\right],$$

где  $\chi$  – работа выхода электрона из оксида;

$$\chi = U_m - E_F, \quad n_{e0} = n_0 e^{\Phi_0}. \quad (18)$$

Используя (15), находим поверхностную плотность ПЭ на микроострие шероховатости

$$n_{\delta e} = \sum_{j=1}^{j_*} \int_0^\infty f_j^2 dz = n_0 a^3 e^{\Phi_0} G; \quad (19)$$

$$G = \sum_{j=1}^{j_*} k_{zj}^2 \exp\left[-\left(\chi - |E_{sj}|\right)\beta_T\right] I_j;$$

$$I_j = \int_0^\infty \left(\rho \exp(-\rho/j) L_j^1(\xi_j)\right)^2 d\rho;$$

$$\xi_j = \frac{2\rho}{j}; \quad \rho = \frac{z}{a},$$

где номер уровня  $j_*$  определяется условием того, что энергия связи  $|E_{sj_*}|$  соответствующего слоя ПЭ становится меньше энергии тепловых флуктуаций  $k_B T$ , которая при  $T = 300 \text{ К}$  составляет  $0,025 \text{ эВ}$ ;  $n_{\delta e}$  – поверхностная частичная плотность ПЭ на кончике микроострия.

Дискретность энергетических состояний указывает на слоистую структуру

ПЭ. Расстояния положения слоев ПЭ от поверхности электрода в одноэлектронном приближении с учетом нормировки волновой функции одиночного электрона

$$\int_0^\infty f_j^2 dz = 1 \text{ записываются в виде}$$

$$\langle z_j \rangle = \int_0^\infty z f_j^2 dz.$$

Для первых трех уровней получаем  $A_1^2 = 4/a$ ,  $A_2^2 = 1/(2a)$ ,  $A_3^2 = 2/(27a)$ , а средние расстояния выражаются как [9]

$$\begin{aligned} \langle z_1 \rangle &= a_0 6\varepsilon, \quad \langle z_2 \rangle = a_0 32\varepsilon, \\ \langle z_3 \rangle &= a_0 54\varepsilon. \end{aligned} \quad (20)$$

В этих выражениях диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  определяется адсорбционным слоем на поверхности, который играет важную роль в формировании импульсов Тричеля в коронном разряде. При незначительной адсорбции можно считать  $\varepsilon = 1$ . В этом случае  $\langle z_1 \rangle = 0,3 \text{ нм}$ , т. е. близко к радиусу действия атомных сил. В этом случае захват электронов электроноакцепторными молекулами происходит во внешних слоях ПЭ. При наличии адсорбции величина  $\varepsilon$  увеличивается, и слои ПЭ сдвигаются вглубь газа. В заключение отметим, что спиновые состояния и принцип Паули учтены в определении концентрации электронов  $n_0$  в оксиде. Число электронов  $N_{\delta e}$  на площади  $\Omega_\delta$  поверхности микробугорков определяется оценкой  $N_{\delta e} \cong n_{\delta e} \Omega_\delta$ , что определяет число ансамбля ПЭ, находящихся в квантовых состояниях  $j = 1, 2, \dots, j_*$ . Значение  $j_*$  с учетом  $k_B T \cong 0,025 \text{ эВ}$  следует из (15)  $j_* \cong \left[\sqrt{40E_0}/(2\varepsilon)\right]$ , где скобки обозначают целую часть ( $E_0$  измеряется в электрон-вольтах).

Экспериментальная проверка развиваемой теории заключается в измерении темнового тока, поэтому необходимо выразить электронную плотность ПЭ  $n_{\delta e}$  через локальную напряженность поля  $E_{loc}$ . Для этого, используя (19), запишем  $n_{\delta e} = \eta_{\delta} e^{\Phi_0}$ , где  $\eta_{\delta} = n_0 a^3 G$ . Из (6) видно, что напряженность поля на  $\Sigma$  со стороны оксида выражается как  $E_{\Pi} = E_{\Pi 0} \sqrt{e^{\Phi_0} - \Phi_0 - 1}$ ,  $E_{\Pi 0} = \Phi_0 / r_D$ . Используя данные таблицы 2, видим, что в сильных полях при  $\Phi_0 \geq 5$  отношение  $\Phi_0 / e^{\Phi_0} < 0,03$  и оно быстро уменьшается с возрастанием  $\Phi_0$ . Поэтому при  $\Phi_0 > 5$  можно считать  $E_{\Pi} = E_{\Pi 0} e^{\Phi_0/2}$ . В этом случае имеет место  $n_{\delta e} = \eta_{\delta} e^{\Phi_0} = \eta_{\delta} [E_{\Pi} / E_{\Pi 0}]^2$ . Наконец, согласно граничным условиям для напряженности поля на  $\Sigma$ :  $\varepsilon_{\Pi} E_{\Pi} = \varepsilon E_{loc}$  (см. рис. 6), получим для  $n_{\delta e}$  при  $B > 20$  (или  $E_{loc} > 20E_*$ ):

$$n_{\delta e} = \eta_{\delta} E_{loc}^2, \quad (21)$$

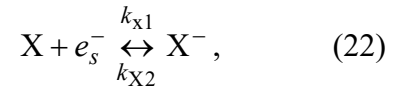
$$\eta_{\delta} = n_0 a^3 G [\varepsilon / (\varepsilon_{\Pi} E_{\Pi 0})]^2.$$

С учетом  $G \approx \exp[-(\chi - |E_{s1}|)\beta_T]$  можно видеть влияние работы выхода и поверхностной энергии связи электрона на концентрацию ПЭ.

Таким образом, поверхностная плотность ПЭ в достаточно сильных полях (см. табл. 2, параметр  $B > 5$ ) пропорциональна квадрату напряженности внешнего электрического поля. С физической точки зрения квадратичная зависимость по полю (21) аналогична так называемому эффекту Мота – Герни, в котором ток  $J$  зависит квадратично от прикладываемого напряжения  $U$ :  $J \sim U^2$ .

### Инжекция ионов с катода

Так как захват ПЭ происходит вне акцепторной зоны электрода, то можно не учитывать процессы химической адсорбции [22; 23] и процесс ионизации может быть представлен в виде



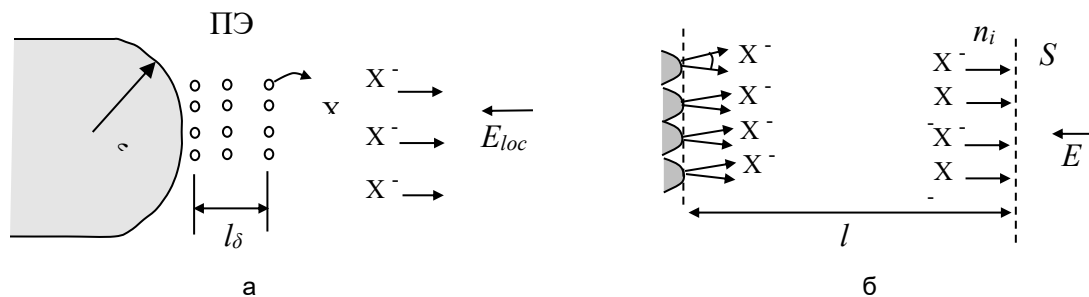
где  $X$  – электроотрицательная молекула или атом (в случае воздуха  $O_2$ );  $e_s^-$  – обозначает ПЭ;  $X^-$  – свободный ион, который может мигрировать в электрическом поле к аноду.

Выражение (22) определяет инжекцию зарядов на кончике микроострия. Скорость  $\dot{\xi}_{\delta}$  реакции (22) определяет локальную плотность инжекционного тока:

$$i_{\delta} = \dot{\xi}_{\delta} = k_X c_X n_{e\delta}, \quad (23)$$

где  $k_X$  – константа скорости реакции (22);  $c_X$  – объемная концентрация молекул  $X$ .

В схеме, приведенной на рисунке 9, молекулы  $X$  не вступают во взаимодействие с электродом, а так как электроны совершают быстрый переход, то молекулы  $X$  можно считать неподвижными (адиабатическое приближение). В этом случае константу  $k_X$  можно оценить, основываясь на теории физической кинетики, в которой скорость захвата электронов  $\dot{\xi}_{\delta}$  на кончике микроострия молекулами  $X$  выражается как  $\dot{\xi}_{\delta} = \sigma_X V_e c_X n_{ve}$ , где  $V_e$ ,  $\sigma_X$  – скорость и сечение захвата электронов;  $n_{ve}$  – объемная концентрация электронов на кончике микроострия, связанная с поверхностной плотностью  $n_{e\delta}$  соотношением  $n_{ve} l_{\delta} = n_{e\delta}$ . Отсюда из (23) получаем  $k_X = \sigma_X V_e / l_{\delta}$ .



**Рис. 9.** Схема расчета катодной ионизации вблизи кончика микроострия (а) и воображаемой гладкой поверхности  $S$  (б):  $l_\delta$  – толщина слоя ПЭ,  $l$  – расстояние от шероховатого электрода, на котором поле однородно

**Fig. 9.** Scheme for calculating cathode ionization near the tip of a microtip (a) and an imaginary smooth surface  $S$  (б):  $l_\delta$  – is the thickness of the PE layer,  $l$  – is the distance from the rough electrode on which the field is uniform

Усредненная плотность тока  $i$  на  $S$  в области значения полей

$$B = \frac{E_{loc}}{E_*} \geq 5, \quad E_* = \frac{en_0 r_D}{\epsilon \epsilon_0}$$

выражается как

$$i = b_i n_i E, \quad (24)$$

где  $n_i$  – концентрация инжектируемых ионов на эффективной гладкой поверхности  $S$ ;  $b_i$  – их подвижность.

Для нахождения связи локальной плотности тока на микробугорке  $i_\delta$  со средней плотностью тока на эффективной гладкой поверхности  $i$  проведем следующие рассуждения. Введем среднюю площадь поверхности микробугорков  $\Omega_\delta$  и их число  $N_\delta$  на эффективной поверхности  $S$ . Тогда суммарная площадь микробугорков на  $S$  будет  $S_\delta = \Omega_\delta N_\delta$ . Записывая баланс тока  $J$  в виде  $J = i_\delta S_\delta = iS$  с учетом (18) и (20), находим искомую связь:

$$i = i_\delta n_\delta = k_x c_x n_\delta \eta_\delta E_{loc}^2 = \xi_c c_x E^2, \quad (25)$$

$$\xi_c = k_x n_\delta \eta_\delta \beta^2,$$

$$\eta_\delta = n_0 a^3 G[\epsilon / (\epsilon_n E_{n0})]^2,$$

где  $n_\delta = S_\delta / S$  – доля площади микробугорков на эффективной поверхности  $S$ .

Если исходить из числа микробугорков на рисунке 5, то  $N_\delta \approx 100$ , средний

размер  $\delta \sim 0,1$  мкм, т. е.  $\Omega_\delta \approx 10^{-8} \text{ см}^2$ ,  $S = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2$ , откуда  $n_\delta \approx 0,25$ . Из (24), (25) получаем следующее выражение для концентрации  $n_i$  ионов  $X^-$  на эффективной поверхности  $S$  катода:

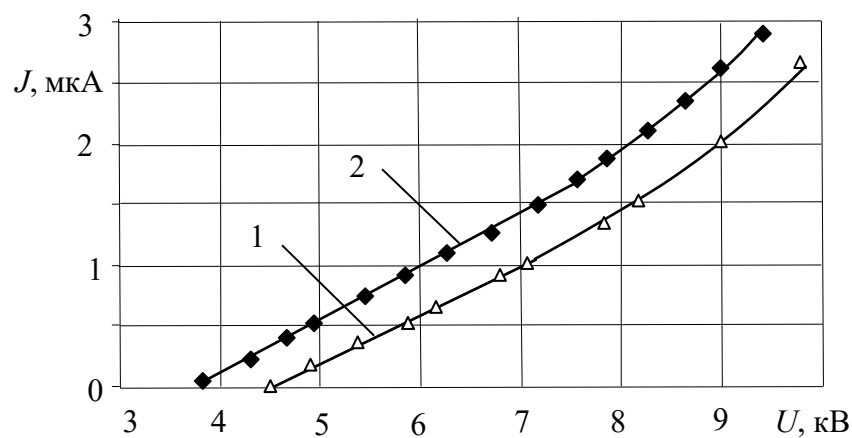
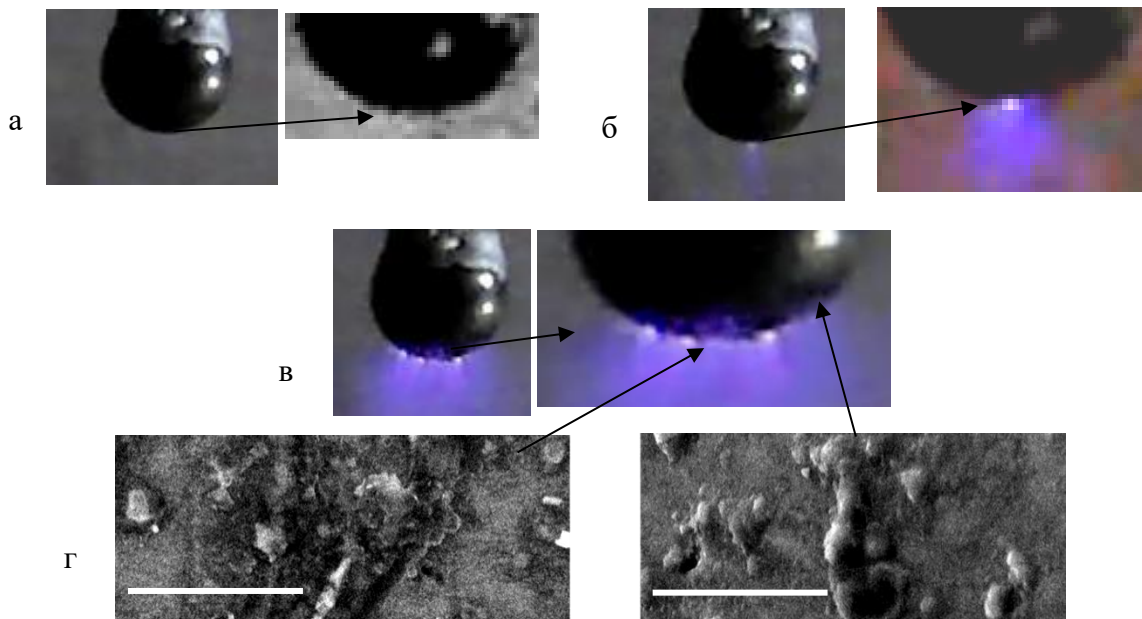
$$n_i = \eta_i E, \quad \eta_i = \xi_c c_x / b_i. \quad (26)$$

Соотношения (25), (26) являются эквивалентными граничными условиями для потока  $i$  и концентрации  $n_i$  в непolarных жидких диэлектриках на эффективной гладкой поверхности катода, на поверхности которого происходит электрохимическая инжекция, обусловленная электроноакцепторной примесью [10].

Экспериментальная проверка предложенной теории заключается в измерении темнового тока в системе стальной шарик (радиус  $r_0 = 1$  мм) – плоскость с межэлектродным расстоянием  $h = 0,3$  мм. Предварительно измерения были проведены при больших расстояниях  $h = 7$  и  $4$  мм. Результаты представлены в таблице 3 и на рисунке 10. Графики ВАХ, приведенные на рисунке 10, подобны ВАХ игольчатых электродов, приведенным на рисунке 2, что показывает на идентичность ионизационных процессов. Именно генерация зарядов происходит в приэлектродной зоне свечения КР, развитие которой при увеличении напряжения показано на рисунке 11.

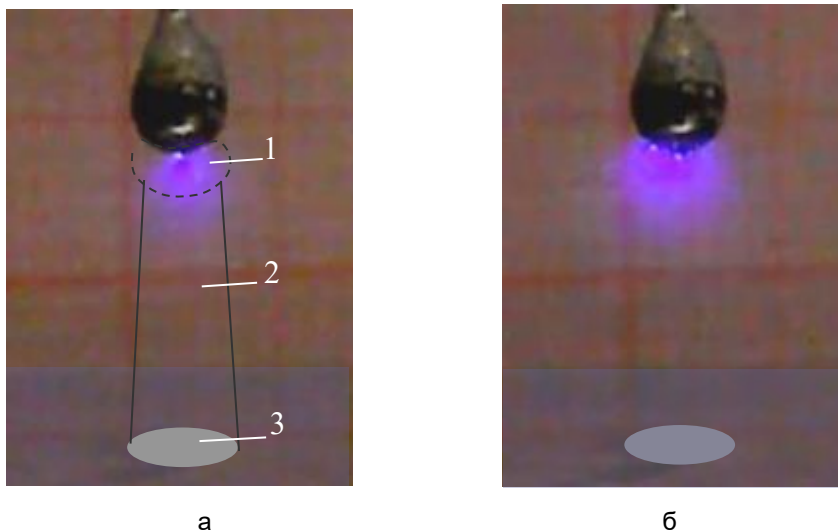
**Таблица 3.** Табличные значения ВАХ в системе шарик – плоскость при различных  $h$ **Table 3.** Table values of the current-voltage characteristics in the ball-plane system at different  $h$ 

| Параметры        | ВАХ                |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |      |
|------------------|--------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|
|                  | $h = 7 \text{ мм}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |      |
| $U, \text{кВ}$   | 4,5                | 4,9 | 5,4 | 5,8 | 6,2 | 6,7 | 7,1 | 7,4 | 7,8 | 8,2 | 8,6 | 9,0 | 9,4 | 9,8 | 10,2 |
| $J, \mu\text{А}$ | <0,1               | 0,2 | 0,4 | 0,6 | 0,7 | 0,9 | 1,1 | 1,2 | 1,3 | 1,5 | 1,7 | 2,0 | 2,2 | 2,7 | 3,0  |
| Параметры        | $h = 4 \text{ мм}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |      |
|                  |                    |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |      |
| $U, \text{кВ}$   | 3,9                | 4,3 | 4,5 | 4,9 | 5,4 | 5,8 | 6,2 | 6,7 | 7,1 | 7,4 | 7,8 | 8,2 | 8,6 | 9,0 | 9,4  |
| $J, \mu\text{А}$ | 0,12               | 0,2 | 0,4 | 0,5 | 0,7 | 0,9 | 1,1 | 1,3 | 1,5 | 1,7 | 1,9 | 2,2 | 2,4 | 2,7 | 2,9  |

**Рис. 10.** ВАХ шарика: 1 –  $h = 7 \text{ мм}$ ; 2 –  $h = 4 \text{ мм}$ **Fig. 10.** I-V characteristics of the ball: 1 –  $h = 7 \text{ мм}$ ; 2 –  $h = 4 \text{ мм}$ **Рис. 11.** Развитие ионизационной зоны шарика**Fig. 11.** Development of the ionization zone of the ball

Из рисунка 11, а видно, что при  $h = 7$  мм и средней напряженности  $E = U/h \sim 11$  кВ/см на поверхности шарика возникает тонкий ионизационный слой, а с повышением напряженности до  $E \sim 13$  кВ/см появляется точечная зона свечения (см. рис. 11, б). С дальнейшим повышением напряжения число светящихся точек увеличивается (см. рис. 11, в,

при  $E \sim 15$  кВ/см), причем наблюдаются их хаотические перемещения по поверхности шарика. Этот эффект обусловлен процессом хаотического оплавления микробугорков и образования микрократеров на поверхности шарика (см. рис. 11, г), которые образуются на металлическом катоде в сильных полях даже в вакууме [18].



**Рис. 12.** Развитие КР в системе шарик – плоскость: а –  $E = 13$  кВ/см; б –  $E = 15$  кВ/см; 1 – ионизация; 2 – омическая проводимости; 3 – окисление анода

**Fig. 12.** Development of a corona discharge in a ball-plane system: а –  $E = 13$  kV/cm; б –  $E = 15$  kV/cm; 1 – ionization; 2 – ohmic conductivity; 3 – anode oxidation

Из рисунка 12 видно, что линейные участки ВАХ соответствуют зоне омической проводимости, в которой не происходят ударная ионизация и возбуждение молекул.

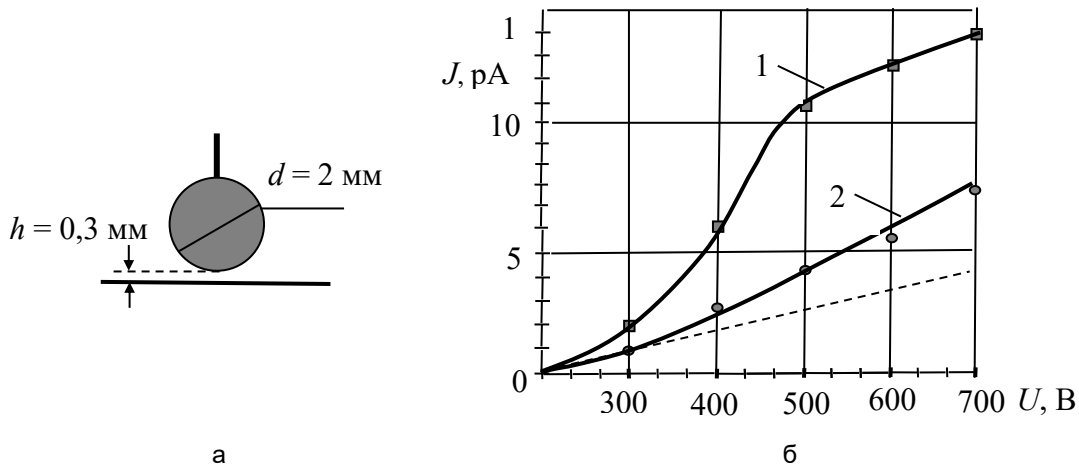
Измерения ВАХ темнового тока производились пикоамперметром Keithley

6487 при  $h = 0,3$  мм и представлены в таблице 4, электродная система и графики ВАХ темнового тока – на рисунке 13. Средняя напряженность электрического поля в межэлектродном зазоре оценивалась как  $E = U/h$ .

**Таблица 4.** Усредненные результаты измерений ВАХ в темновой области

**Table 4.** Average results of current-voltage characteristics measurements in the dark region

| $U, \text{В}$ | $E, \text{кВ/см}$ | $J, \text{рА}$    |                    |
|---------------|-------------------|-------------------|--------------------|
|               |                   | $t = 0 \text{ с}$ | $t = 15 \text{ с}$ |
| 300           | 10                | 2,1               | 1,0                |
| 400           | 13                | 6,0               | 2,5                |
| 500           | 16                | 10,8              | 3,8                |
| 600           | 20                | 12                | 5,1                |
| 700           | 26                | 13,5              | 7,0                |



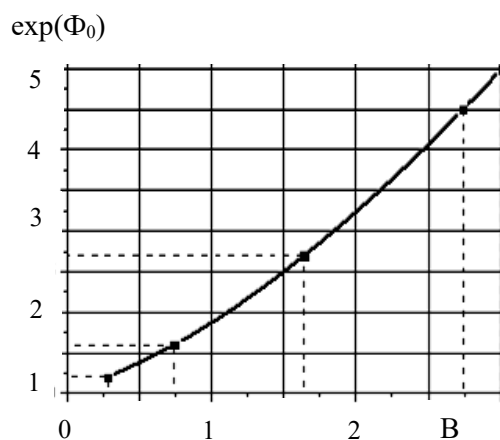
**Рис. 13.** Электродная система для измерения темнового тока (а) и ВАХ темнового тока (б):  
1 – ВАХ в начальный момент времени; 2 – ВАХ через 15 с

**Fig. 13.** Electrode system for measuring dark current (а) and CVC of dark current (б):  
1 – CVC at the initial moment of time; 2 – CVC after 15 s

Измерения темновой ВАХ показали, что в начальный момент установления напряжения ток максимальный, а затем в течение  $\sim 15$  с близок к установившемуся (см. рис. 13, б). Этот переходный процесс можно объяснить тем, что в слабых полях  $E_{\max} < 35$  кВ/см образовавшиеся ионы  $X^-$  в процессе (22) адсорбируются на поверхности, что снижает интенсивности реакции ионизации (22). Обратим внимание, что согласно (19) ПЭ образуются и при отсутствии внешнего поля, когда  $\Phi_0 = 0$ . В этом случае также может происходить реакция (22), однако стационарного тока

нет ( $i = 0$ ), т. к. образовавшиеся ионы адсорбируются на поверхность и слой ПЭ исчезает.

Для сравнения теории с экспериментом заметим, что при генерации зарядов в процессе (22) ток выражается согласно (23), в котором  $n_{\delta e} = \eta_{\delta} e^{\Phi_0}$ . Поэтому зависимость темнового тока от напряжения определяется экспоненциальным множителем  $e^{\Phi_0}$ , конкретнее  $e^{\Phi_0} = i / (k_x c_x n_{\delta} \eta_{\delta})$ . Зависимость  $e^{\Phi_0}$  от напряжения определяется параметром  $B = E_{loc} / E_*$  и представлена в таблице 2. График этой зависимости показан на рисунке 14.



**Рис. 14.** Зависимость безразмерного тока от напряжения

**Fig. 14.** Dependence of dimensionless current on voltage

Сравнивая данные экспериментальной ВАХ на рисунке 13, б и теоретической зависимости на рисунке 14, можно видеть, что эти зависимости практически совпадают.

## Выводы

Теоретический анализ ионизационных процессов в воздухе, усиленных внешним высоковольтным электрическим полем (эмиссия Шоттки) в системе электродов отрицательная игла – плоскость показал определяющей характер генерации зарядов с поверхности катода за счет плазмохимических реакций и захвата поверхностных электронов электроотрицательными молекулами кислорода. На теории поверхностных электронов построены элементы теории инжекции отрицательных ионов с катода в электроотрицательном газе, которая показывает что при малых радиусах закруглений кончиков игл, при напряжённости электрического поля меньшем значения  $10^6$  В/см, генерация зарядов обусловлена холодной эмиссией электронов, в средних полях с напряжённостью порядка  $10^5$  В/см эмиссия электронов обусловлена эффектом Шоттки, а в полях порядка  $10^4$  В/см и ниже инжекция обуславливается электрохимическими процессами и захватом поверхностных электронов.

При напряжённостях электрического поля в несколько десятков киловольт на сантиметр на плоских и слабо искривлённых электродах с отрицательным потенциалом, теория предсказывает появление поверхностных электронов, которые захватываются электроноакцепторными молекулами, превращая их в отрицательные ионы, последние, в свою очередь, образуют инжекционный ток с катода и, следовательно, зажигание коронного разряда. Полученные аналитические выражения для поверхностной плотности заряда как функции локальной напряжённости электрического поля, а также выражение для инжекционного тока удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Проведён анализ развития коронного разряда, который совместно с результатами измерения темновых отрицательных вольт-амперных характеристик позволяет определять закономерности поверхностных процессов с участием электронных переходов, в частности определить концентрацию поверхностных электронов и инжекционные токи на отрицательных иглах. Коронный разряд приводит к деградации острий отрицательных электродов, выражающейся в распылении кончиков заострений и оплавлении игл.

## Список литературы

1. Физическая энциклопедия / гл. ред. А.М. Прохоров. Т. 2. М.: Сов. энцикл., 1996. 703 с.
2. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
3. Смирнов Б.М., Сон Э.Е. Электрические процессы в атмосферном воздухе // Теплофизика высоких температур. 2022. Т. 60, вып. 4. С. 589–624.
4. Физическая энциклопедия. Т. 4 / гл. ред. А.М. Прохоров. М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. 704 с.
5. Физическая энциклопедия. Т. 3 / гл. ред. А.М. Прохоров. М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. 672 с.
6. Волков В.А., Петров В.А., Сандомирский В.Б. Поверхность с высокими кристаллографическими индексами – сверхрешетка для двумерных электронов // Успехи физических наук. 1980. Т. 131, № 3. С. 423–440.
7. Шикин В.Б., Монарха Ю.П. Двумерные заряженные системы в гелии. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит. (Совр. пробл. физики), 1989. 160 с.
8. Жакин А.И. Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // Успехи физических наук. 2006. Т. 176, № 3. С. 289–310.

9. Zhakin A.I. Surface electrons: theory and EHD application // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2023. Vol. 59, no. 5. P. 601–612.
10. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах. М.: Иностр. лит., 1960. 605 с.
11. 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 // *Journal of Electrostatics*. 2008. Vol. 66. P. 115–121.
12. Mechanism of electrony drodynamically 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 // *Journal of Electrostatics*. 2009. Vol. 67. P. 335–339.
13. Zhakin A.I., Kuz'ko A.E. Study of the electrical conductivity and EHD flows of weakly concentrated solution of transformer oil with an electron-acceptor impurity (Iodine) // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2023. Vol. 59, no. 6. P. 803–815.
14. Zhakin A.I., Kuz'ko A.E. High voltage degradation of electrodes caused by electrochemical injection in liquid dielectrics // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2022. Vol. 58, no. 6. P. 625–637.
15. Технология тонких пленок: справочник. Т. 2 / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. М.: Сов. радио, 1977. 768 с.
16. Кузько А.Е., Кузьменко А.П., Тимаков Д.И. Влияние на зарядообразование электрических полей на поверхностях наноструктурированных электродов // *Журнал технической физики*. 2013. Т. 83, вып. 2. С. 91–96.
17. Дэвис Д.А. Волны, атомы и твердые тела. Киев: Наукова думка; 1981. 284 с.
18. Месяц Г.А. Эктон-лаваина электронов из металла // *Успехи физических наук*. 1995. Т. 165. С. 601–626.
19. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука; 1977. 672 с.
20. Киселев И.Ф., Козлов С.Н., Затеев А.В. Основы физики поверхности твердого тела. М.: Наука; 1999. 284 с.
21. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М.: Высшая школа; 1961. 512 с.
22. Волькенштейн Ф.Ф. Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции. М.: Наука; 1987. 432 с.
23. Моррисон С. Химическая физика поверхности твердого тела. М.: Мир; 1980. 488 с.

## References

1. Prokhorov A.M. (ed.) *Physical encyclopedia*. Vol. 2. Moscow: Sovetskaya Enciclopediya; 1990. 703 p. (In Russ.)
2. Dobretsov L.N., Gomoyunova M.V. *Emission electronics*. Moscow: Nauka; 1966. 564 p. (In Russ.)
3. Smirnov B.M., Son E.E. Electrical processes in atmospheric air. *Teplofizika vysokih temperature = High temperature thermophysics*. 2022;60(4):589–624. (In Russ.)
4. Prokhorov A.M. (ed.) *Physical encyclopedia*. Vol. 4. Moscow: Bol'shaya Rossijskaya Enciklopediya; 1994. 704 p. (In Russ.)
5. Prokhorov A.M. (ed.) *Physical encyclopedia*. Vol. 3. Moscow: Bol'shaya Rossijskaya Enciklopediya; 1994. 672 p. (In Russ.)
6. Volkov V.A., Petrov V.A., Sandomirsky V.B. Surface with high crystallographic indices - a superlattice for two-dimensional electrons. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Physics-Uspekhi*. 1980;131(3):423–440. (In Russ.)
7. Shikin V.B., Monarcha Y.P. Two-dimensional charged systems in helium. Moscow: Nauka; 1989. 160 p. (In Russ.)
8. Zhakin A.I. Near-electrode and transient processes in liquid dielectrics. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Physics-Uspekhi*. 2006;176(3):289–310. (In Russ.)
9. Zhakin A.I. Surface electrons: theory and EHD application. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2023;59(5):601–612.

10. Mick J., Craggs J. Electrical breakdown in gases. Moscow: Inostr. lit.; 1960. 605 p. (In Russ.)
11. 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. *Journal of Electrostatics*. 2008;66:115–121.
12. Chang J.S., Tsubone H., Chun Y.N., Berezin A.A., Urashima K. Mechanism of electrony dynamically induced flow in a wire-non-parallel plate electrode type gas pump. *Journal of Electrostatics*. 2009;67:335–339.
13. Zhakin A.I., Kuz'ko A.E. Study of the electrical conductivity and EHD flows of weakly concentrated solution of transformer oil with an electron-acceptor impurity (Iodine). *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2023;59(6):803–815.
14. Zhakin A.I., Kuz'ko A.E. High voltage degradation of electrodes caused by electrochemical injection in liquid dielectrics. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2022;58(6):625–637.
15. Maissel L., Glenga R. (eds.) Thin film technology. Vol. 2. Moscow: Sov. Radio; 1977. 768 p. (In Russ.)
16. Kuzko A.E., Kuzmenko A.P., Timakov D.I. Influence of electric fields on the surfaces of nanostructured electrodes on charge formation. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki = Technical Physics*. 2013;83(2):91–96. (In Russ.)
17. Davis D.A. Waves, atoms and solids. Kiev: Naukova dumka; 1981. 284 p.
18. Mesyats G.A. An ecton is an avalanche of electrons from a metal. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Physics-Uspekhi*. 1995;165:601–626. (In Russ.)
19. Bonch-Bruevich V.L., Kalashnikov S.G. Physics of semiconductors. Moscow: Nauka; 1977. 672 p. (In Russ.)
20. Kiselev I.F., Kozlov S.N., Zateev A.V. Fundamentals of solid surface physics. Moscow: Nauka; 1999. (In Russ.)
21. Blokhintsev D.I. Fundamentals of quantum mechanics. Moscow: Vysshaya Shkola; 1961. 512 p. (In Russ.)
22. Volkenshtein FF. Electronic processes on the surface of semiconductors during chemisorption. Moscow: Nauka. 1987. 432 p. (In Russ.)
23. Morrison S. Chemical physics of solid surfaces. Moscow: Mir; 1980. 488 p. (In Russ.)

---

### 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

**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

**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

**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