

04

## Исследование одиночного барьерного разряда в субмиллиметровых воздушных промежутках. Неоднородное поле

© П.Н. Бондаренко, О.А. Емельянов, М.В. Шемет

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: oaemel2@gmail.com

(Поступило в Редакцию 16 октября 2013 г.)

Исследованы импульсные характеристики единичных барьерных разрядов и параметры зарядов, накопленных на поверхности диэлектрика при атмосферном давлении в системе „игла–воздушный зазор 0.1–2 мм–полимерный барьер–плоскость“. Экспериментально установлено преобладание напряжения возникновения разряда при положительной полярности иглы по сравнению с отрицательной полярностью на  $\sim 25\text{--}35\%$ . Смена полярности иглы с отрицательной на положительную приводит к увеличению значения амплитуды разрядного тока и величины накопленного поверхностного заряда в  $\sim 1.5\text{--}3$  раза. При положительной полярности иглы разряд обусловлен стримерным механизмом, а при отрицательной — формированием одиночного импульса Тричела. Режим одиночного импульса разрядного тока наблюдается до определенного межэлектродного расстояния  $d_{CR}$ . Для положительной иглы при размере воздушного промежутка  $d_{air} > d_{CR} \approx 1.5\text{ мм}$  возникает многоимпульсная вспышечная корона („burst corona“), а для отрицательной иглы при  $d_{air} > d_{CR} \approx 0.9\text{ мм}$  в системе наблюдается развитие затухающей серии импульсов Тричела.

### Введение

Современные высоковольтные электроизоляционные конструкции в силу конструктивных и технологических особенностей их создания неизбежно содержат различные дефекты и неоднородности: поры и расслоения в кабельной изоляции, зазоры в пазовых частях электрических машин, границы раздела диэлектрик–металлический электрод и т.п. В указанных случаях распределение электрического поля характеризуется областями с повышенным значением напряженности относительно средней рабочей величины, что приводит к развитию локальных незавершенных микропробоев жидкой или твердой изоляции — частичных разрядов (ЧР — partial discharge (PD)). Типичные размеры разрядных промежутков составляют  $50\text{--}1000\text{ }\mu\text{м}$ , а время развития разрядов лежит в наносекундном диапазоне, при этом разряды могут развиваться как в условиях однородного, так и неоднородного полей. Характерные величины переносимого заряда ЧР лежат в пределах  $10\text{--}1000\text{ пС}$ . За период действия напряжения промышленной частоты  $50\text{ Hz}$  средняя частота следования разрядов может составлять сотни и тысячи  $\text{Hz}$ . Известно, что действие ЧР является одной из основных причин деградации высоковольтной полимерной изоляции, которая определяет срок службы всей конструкции. Важной характеристикой ЧР является напряжение зажигания разряда PDIV (PD inception voltage). Полагая, что в условиях  $pd < 200\text{ torr}\cdot\text{cm}$  справедлив таундсендовский механизм разряда, для оценки PDIV используют общепринятый закон Пашена, который, однако, далеко не всегда справедлив в условиях малых промежутков. До последнего времени целенаправленные исследования пробоя субмиллиметровых воздушных промежутков в

условиях однородного поля были немногочисленны и относились в основном к началу прошлого столетия [1–3]. Такая ситуация сложилась из-за отсутствия большого интереса к соответствующим зазорам. В основном исследовались средние и длинные промежутки: единицы миллиметров–десятки сантиметров и более, что диктовалось требованиями электроэнергетической отрасли. Справедливость закона Пашена для малых промежутков в области высоких давлений нуждается в уточнении, что продолжает привлекать внимание исследователей и сегодня [4]. В предыдущей работе нами было показано, что статический пробой в однородном поле для обсуждаемых промежутков развивается в условиях значительных перенапряжений и происходит по стримерному механизму. В этом случае величину пробивного напряжения следует оценивать на основе приведенных формул в [5]. Исследования разрядных явлений в условиях неоднородных полей для рассматриваемых промежутков также малочисленны. В классических монографиях обычно ссылаются на работы Штригеля, одна из которых посвящена, в частности, пробую в атмосферном воздухе в системе „игла–шар“, которую можно рассматривать как систему „игла–плоскость“ для малых зазоров [6]. В этой работе экспериментально показано, что при отрицательной полярности иглы требуется большее напряжение для пробоя промежутка при величине межэлектродного зазора более  $0.85\text{ см}$ , для меньших промежутков наблюдается обратная ситуация. Результаты измерений для межэлектродных зазоров менее  $1\text{ мм}$  остаются неясными. Известно [7], что уже для промежутков между иглой (при отрицательной полярности) и плоскостью меньших  $1.5\text{ см}$  коронный разряд зажигается при условиях, не соответствующих известному закону Пика, основанному на традиционных таундсендовских представлениях.

Возникший интерес к микроразрядам в последнее десятилетие связан с их использованием в плазменных технологиях для биомедицинских приложений, при конструировании микроэлектромеханических приборов (MEMS) [8]. Из расчетных работ следует отметить работу [9], посвященную компьютерному моделированию микроразряда в воздухе при положительной полярности иглы и величине зазора 0.5 мм. Для оценки влияния ЧР на системы электрической изоляции необходимы более глубокие представления о процессах разряда в субмиллиметровых промежутках, что недавно отмечалось в экспериментальной работе [10].

Значительное развитие представлений о механизмах микроразрядов получено в физике барьерного разряда. С физической точки зрения ЧР представляет собой, по существу, барьерный разряд (БР), когда по крайней мере один из электродов покрыт диэлектриком. БР широко используется при генерации озона, создании плазменных дисплеев, модификации поверхности материалов и др. [11]. В противовес сказанному для систем электрической изоляции такие процессы являются крайне нежелательным явлением (см. выше). В условиях атмосферного давления и однородного поля БР может существовать в двух основных формах — филаментированной и объемно-диффузной, причем первая форма является наиболее распространенной. Филамент представляет собой стримерный канал разряда с характерным поперечным размером в пределах 0.1–1 мм и временем развития  $\sim 5$ –100 ns. Таким образом, даже в условиях внешнего однородного поля БР (или ЧР) характеризуется существенной пространственной неоднородностью разрядного процесса. Более подробно эти вопросы обсуждаются в недавно вышедшей монографии [12]. Исследованиям БР в условиях внешнего неоднородного поля посвящено весьма ограниченное количество работ. Вопросы формирования скользящего разряда в системе „игла–плоскость“ рассмотрены в [13], экспериментальные исследования и моделирование развития импульсов Тричела проводились в [14]. Обстоятельные исследования барьерной короны обеих полярностей при наличии полимерного диэлектрического барьера для зазоров более 1.5 мм выполнены в [15]. Вместе с тем значительный интерес сохраняется при рассмотрении вопросов развития разряда в условиях неоднородного поля для промежутков менее 1 мм.

На основе изложенных рассуждений была выбрана цель работы — проведение экспериментальных исследований для выяснения основных характеристик и особенностей развития барьерного разряда в воздушных субмиллиметровых промежутках при атмосферном давлении в условиях неоднородного поля. В работе представлены данные о величине пробивного напряжения в системе „игла–воздушный промежуток–полимерный барьер–плоскость“ для разных полярностей игольчатого электрода в диапазоне разрядных промежутков 0.1–2 мм. Исследованы импульсные характеристики единичных барьерных разрядов и параметры зарядов, накопленных на поверхности диэлектрика.

## 1. Методика проведения эксперимента

Исследования барьерного разряда в условиях неоднородного поля были организованы на основе методики изучения БР в условиях однородного поля [5]. Проведенные преобразования и усовершенствования базисной методики отмечены ниже.

Выходными экспериментальными данными являлись: напряжение возникновения разряда —  $U_{BD}$ ; разрядный импульс тока —  $I_{ext}$ ; заряд, протекший в цепи во время разряда —  $q_{ext}$ ; пространственное распределение поверхностной плотности заряда, накапливающегося на поверхности диэлектрического барьера, —  $\sigma$ .

Линейно изменяющееся высокое напряжение HV выбранной полярности прикладывалось к измерительной ячейке и увеличивалось со скоростью 5–200 V/s до момента возникновения разряда (рис. 1). Параллельно ячейке включалась емкость связи  $C_c = 95$  pF, обеспечивающая необходимую подпитку энергии для развития разряда.

Измерительная ячейка, представляющая собой модернизацию „дополнительной измерительной ячейки“ [5], была основана на системе электродов „игла–плоскость“. В качестве верхнего электрода использовалась стальная игла с радиусом закругления 40  $\mu$ m. Демпфирование паразитных осцилляций и ограничение величины разрядного тока обеспечивалось SMD-резистором  $R_{ext} = 0.5$  M $\Omega$ , включенным последовательно с иглой в цепь измерения. Нижний электрод изготавливался из алюминиевой фольги и закреплялся на полиметилметакрилатном основании. В качестве барьера, который располагался на поверхности плоского электрода, использовался пленочный полимерный диэлектрик полиэтилентерефталат (ПЭТФ) толщиной 100  $\mu$ m или полипропилен (ПП) толщиной 10  $\mu$ m. При наложении полимерного барьера

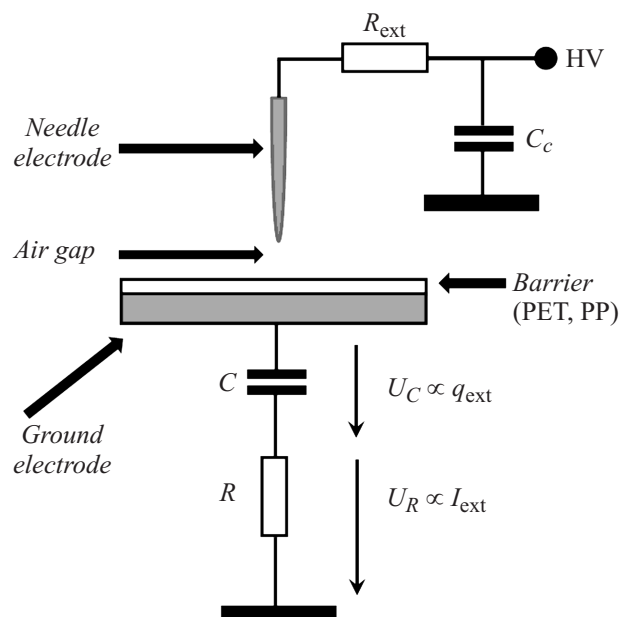


Рис. 1. Фрагмент схемы измерения характеристик разряда.

обеспечивалось его плотное прилегание к электроду. Межэлектродные расстояния варьировались от 0.1 до 5 mm перемещением верхнего электрода. Погрешность установки размера воздушного зазора не превышала 5  $\mu\text{m}$ .

Разрядный импульс тока определялся по изменению напряжения на низкоомном шунте (SMD-резисторе)  $R = 50 \Omega$ , подключенном к нижнему электроду. Выбор величины сопротивления  $R$  в первую очередь был обусловлен минимизацией постоянной времени измерения импульсного тока (в нашем случае  $\sim 0.7 \text{ ns}$ ). Однако при столь малой величине сопротивления определение протекшего в цепи заряда  $q_{\text{ext}}$  путем интегрирования кривой тока обладает неудовлетворительной точностью. Поэтому к нижнему электроду последовательно с шунтом подключалась малоиндуктивная емкость  $C = 100 \text{ pF}$ . В этом случае заряд  $q_{\text{ext}}$  определялся по величине изменения напряжения на  $C$  ( $U_C$ ). Значение напряжения на вышеупомянутых элементах регистрировалось с помощью осциллографа LeCroy WJ-322 2 GS/s. Измерительная цепь обладала низкими значениями паразитных параметров — индуктивность до 3–4 nH, емкость до 2–3 pF.

Максимальная чувствительность метода регистрации тока — 0.2 mA, прошедшего в цепи заряда — 1 pC.

Во время проведения эксперимента игольчатый электрод располагался в строго определенном месте над диэлектрическим барьером, причем точность фиксирования положения составляла  $\pm 0.01 \text{ mm}$ . При появлении первого разряда его параметры регистрировались цифровым осциллографом. Далее напряжение на верхнем электроде снижалось до определенного уровня, обеспечивающего отсутствие обратного разряда. Затем производилось сканирование поверхностного заряда вращающимся емкостным зондом. Пространственное разрешение зонда  $\sim 0.5 \text{ mm}^2$  (диаметры сменных зондов 0.3–0.7 mm). Время сканирования одного профиля заряда составляло 5–10 s, что на много порядков ниже времени релаксации заряда на используемых высокоомных диэлектриках. После регистрации файла данных о распределении поверхностной плотности заряда вдоль одной траектории движения зонда стол перемещался на следующий шаг сканирования.

Характерные пространственные размеры поверхностного заряда ( $\sim 3\text{--}7 \text{ mm}$ ) в основном диапазоне исследуемых промежутков составляли не менее двух диаметров зонда ( $< 1.4 \text{ mm}$ ). Указанное обстоятельство позволяет проводить количественные оценки параметров распределения поверхностного заряда с приемлемой для практики точностью [16]. При меньших размерах накопленного заряда, например в условиях пробоя более коротких промежутков ( $< 50 \mu\text{m}$ ), наблюдается снижение чувствительности методики. В этом случае требуется обработка данных эксперимента на основе решения уравнения Фредгольма 1-го рода с привлечением регуляризационных методов анализа (метод Тихонова, фильтрация Винера и т. п.).

## 2. Экспериментальные результаты

### 2.1. Пробой в условиях неоднородного поля в коротких промежутках

По традиционным представлениям напряжение пробоя в системе „игла–плоскость“ зависит от полярности игольчатого электрода: при смене полярности напряжения на игле с положительной на отрицательную значение пробивного напряжения возрастает. Однако следует отметить, что такой эффект экспериментально наблюдается в промежутках 1 cm и более и объясняется искажением распределения электрического поля вследствие накопления объемного заряда в межэлектродном зазоре (см., например, [17–19]).

На рис. 2 представлена экспериментально полученная зависимость напряжения возникновения барьерного разряда  $U_{\text{BD}}$  в зависимости от размера воздушного промежутка  $d_{\text{air}}$  в диапазоне 0.1–2 mm при атмосферном давлении для системы „игла–воздушный зазор–барьер–плоский электрод“, когда в качестве барьера использовалась пленка ПП 10  $\mu\text{m}$ . Можно приближенно считать, что значение  $U_{\text{BD}}$  соответствует напряжению на воздушном зазоре, так как падение напряжения на полимере в основном диапазоне исследованных промежутков не превышало 5% от напряжения, приложенного ко всей системе. Указанная оценка была получена на основе результатов 3D-моделирования распределения электрического поля в измерительной ячейке (пакет Comsol Multiphysics 3.5a).

На графике присутствует явное преобладание пробивного напряжения при положительной полярности иглы над пробивным напряжением при отрицательной полярности (на 25–35%). Отмеченная тенденция прямо противоположна известным закономерностям пробоя в неоднородных полях для относительно больших промежутков (см. выше).

Полученные закономерности  $U_{\text{BD}}$  для выбранных барьеров (пленки ПЭТФ 100  $\mu\text{m}$  и ПП 10  $\mu\text{m}$ ) практически идентичны (средние значения отличаются не более чем на 5%). Таким образом, напряжение возникновения барьерного разряда не зависит от типа материала барьера,

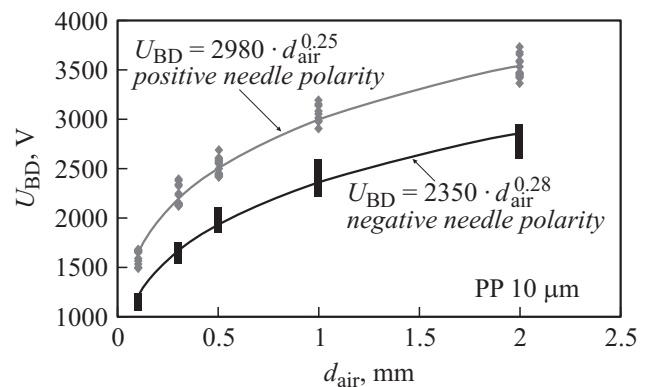
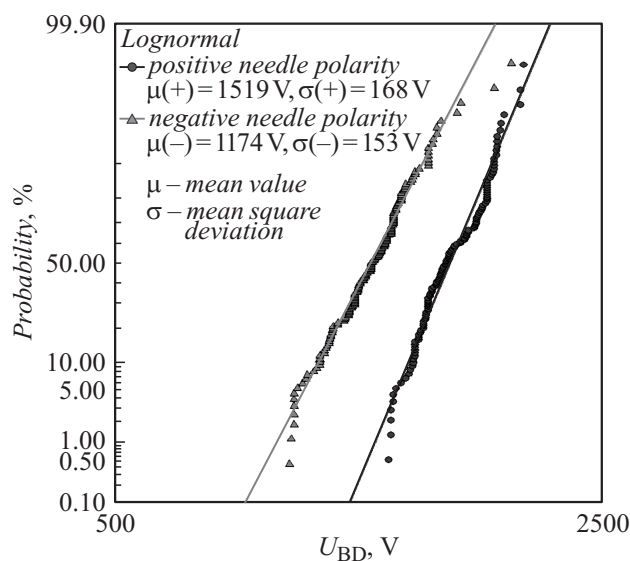


Рис. 2. Зависимость напряжений возникновения разряда от размера воздушного промежутка (барьер ПП 10  $\mu\text{m}$ ).



**Рис. 3.** Функции распределения значений напряжения  $U_{BD}$  при размере воздушного промежутка 0.1 mm (точки для ПП и ПЭТФ барьера объединены на графике для каждой полярности).

его полярности и толщины (когда  $\epsilon_b/d_b > 1/d_{air}$ , где  $\epsilon_b$ ,  $d_b$  — диэлектрическая проницаемость и толщина барьера,  $d_{air}$  — размер воздушного зазора). По всей видимости, отсутствие влияния барьера на процесс инициации разряда обусловлено тем фактом, что в условиях неоднородного поля независимо от полярности приложенного напряжения барьер находится в области слабого поля. Это подтверждается существованием тех же закономерностей поведения пробивного напряжения при изменении размера воздушного промежутка в аналогичной системе без барьера „игла–воздушный зазор–плоский электрод“.

В ходе экспериментов для каждого воздушного зазора число испытаний (число пробоев) составляло не менее 60. Для примера на рис. 3 представлены функции распределения значений напряжения для промежутка 0.1 mm, которые независимо от полярности иглы удовлетворительно описываются логарифмически нормальным законом распределения. Основываясь на факте отсутствия влияния барьера на процесс инициации разряда, анализ проводился по объединенным значениям  $U_{BD}$  для ПП и ПЭТФ барьеров.

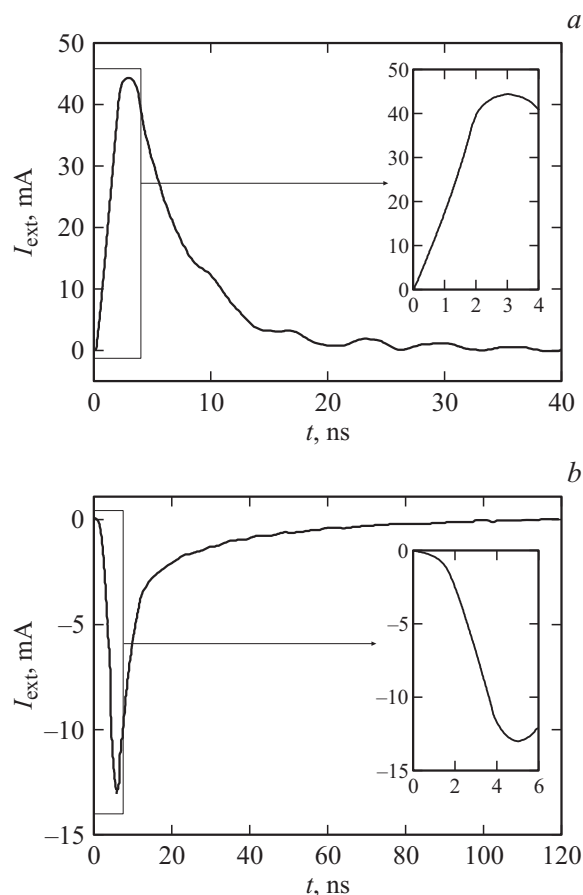
## 2.2. Исследование барьерного разряда в условиях неоднородного поля

Рассмотрим основные характеристики одиночного барьерного разряда в системе „игла–воздушный зазор–барьер–плоский электрод“, когда воздушный зазор составляет 0.3 mm, а в качестве барьера используется пленка ПЭТФ 100  $\mu\text{m}$ . Типичные осциллограммы тока БР при разных полярностях приложенного напряжения для этого примера представлены на рис. 4, *a*, *b*.

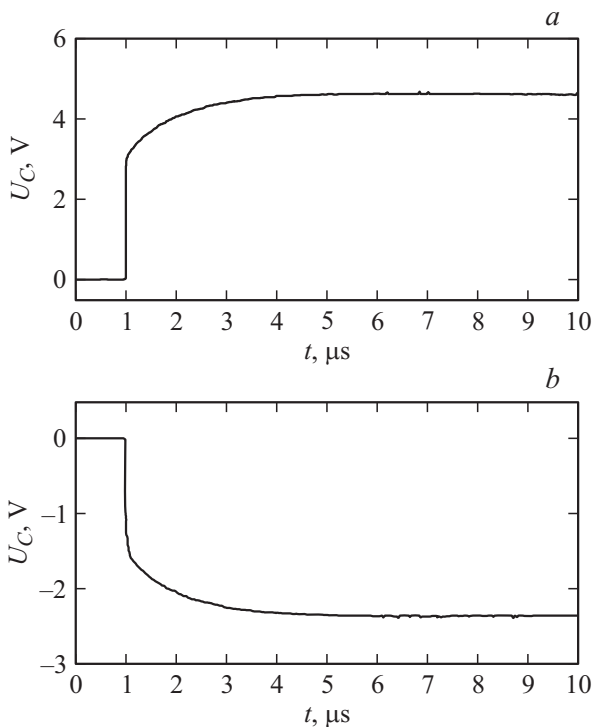
При положительной полярности иглы (рис. 4, *a*) за первые 3 ns разрядный ток достиг своего амплитудного значения ( $\sim 45$  mA). Длительность импульса составила  $\sim 35$  ns, в течение которых во внешней цепи протек заряд  $\sim 0.49$  nC. Смена полярности приложенного напряжения (рис. 4, *b*) привела к уменьшению разрядного тока: амплитуда тока  $\sim 13$  mA (за  $\sim 5$  ns), длительность  $\sim 120$  ns, прошедший заряд  $\sim 0.25$  nC.

Расчет переходных процессов в измерительной цепи, учитывающий собственные электрические характеристики щупов и осциллографа, показал, что реальный ток разряда обладает большей (на  $\sim 30$ –40%) амплитудой и более быстрым (в  $\sim 1.5$ –1.7 раза) фронтом, что, в свою очередь, обуславливает большую величину протекшего в цепи заряда (на  $\sim 10\%$ ), относительно непосредственно измеренных значений.

Таким образом, смена полярности иглы с отрицательной на положительную приводит к усилению разрядного процесса. Это можно объяснить ощутимой разницей в величине напряжения возникновения разряда, однако указанный эффект присутствует и в условиях однородного поля при сопоставимом уровне пробивного напряжения [5]. Вместе с тем интенсивность барьерного разряда в условиях неоднородного поля на 1–2 порядка



**Рис. 4.** Типичные осциллограммы импульса тока БР в условиях неоднородного поля (межэлектродный зазор — 0.3 mm, барьер ПЭТФ 100  $\mu\text{m}$ ): *a* — игла (+), барьер на катоде,  $U_{BD} = 2260$  V; *b* — игла (–), барьер на аноде,  $U_{BD} = 1690$  V.



**Рис. 5.** Осциллограммы напряжения на емкости  $C$  ( $U_C$ ), пропорционального величине перенесенного в измерительной цепи заряда  $q_{ext}$  (межэлектродный зазор — 0.3 мм, барьер ПЭТФ 100  $\mu\text{м}$ ):  $a$  — игла (+),  $U_{BD} = 2260$  В;  $b$  — игла (–),  $U_{BD} = 1690$  В.

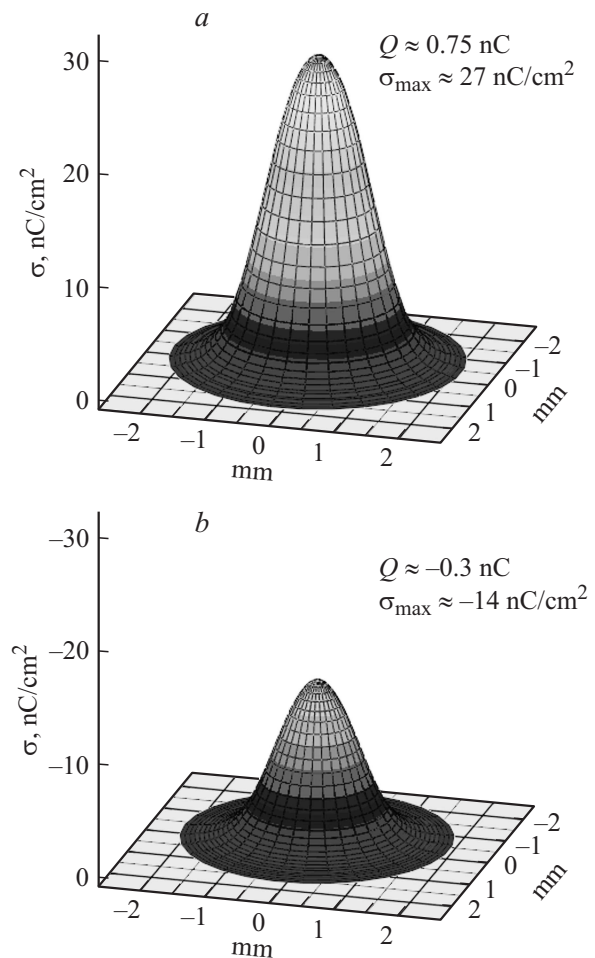
меньше, чем в условиях однородного поля. Этот результат вполне предсказуем также и в силу меньшей емкости разрядного промежутка.

Интересная закономерность была выявлена при сравнении поведения напряжения на шунте  $R(U_R)$ , пропорционального разрядному току, и напряжения на конденсаторе  $C$  ( $U_C$ ) в процессе развития разряда. Напомним, что изменение  $U_C$  указывает на наличие переноса заряда в измерительной цепи, т. е. на существование разрядного тока. Поэтому при достижении  $U_R$  нулевого значения напряжение на емкости должно прийти в насыщение (если не учитывать разряд емкости через цепь измерения). Однако эксперименты показали, что после достижения напряжением на шунте нулевой линии на кривой  $U_C$  наблюдается излом и емкость  $C$  продолжает заряжаться — напряжение  $U_C$  достигает своего максимального значения только через несколько  $\mu\text{s}$  (рис. 5). Присутствие излома говорит о наложении двух процессов движения носителей заряда, обладающих разной подвижностью. Условно разделим процесс изменения напряжения на емкости на 2 стадии: 1) быстрая — до излома кривой и 2) медленная — после излома. По-видимому, быстрая стадия ответственна за электронные, а медленная — за ионные процессы переноса. Учитывая, что подвижность ионов и электронов отличается на  $\sim 2$  порядка, получаем разумное соответствие для соотношения характерных масштабов времен быстрой и

медленной стадий. Отметим, что на медленной стадии независимо от полярности переносится заряд  $\sim 35\%$  от всего прошедшего в цепи. В качестве иллюстрации на рис. 5 представлены осциллограммы напряжения на емкости  $C$  ( $U_C$ ). В силу микросекундного масштаба осциллограмм быстрое изменение заряда, соответствующее наносекундным импульсам тока (рис. 4), наблюдается в виде скачка  $U_C$ , зато отчетливо различимо нарастание заряда за счет ионной компоненты в течение 4–5  $\mu\text{s}$ .

### 2.3. Особенности накопления заряда в условиях неоднородного поля при БР

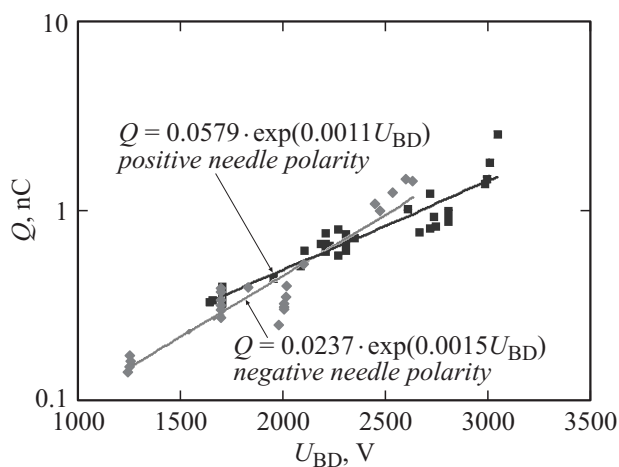
При развитии БР в воздушных промежутках 0.1–1 мм в условиях неоднородного поля на поверхности барьера накапливается заряд порядка долей-единиц нС. В качестве примера на рис. 6 рассмотрим распределения поверхностной плотности зарядов, накопленных при положительной и отрицательной полярностях иглы при размере воздушного промежутка 0.3 мм на поверхности ПЭТФ барьера (поверхностные заряды соответствуют случаям, представленным на рис. 4, 5).



**Рис. 6.** Распределения поверхностной плотности осевшего заряда (межэлектродный зазор — 0.3 мм, барьер ПЭТФ 100  $\mu\text{м}$ ):  $a$  — игла (+),  $U_{BD} = 2260$  В;  $b$  — игла (–),  $U_{BD} = 1690$  В.

**Таблица 1.** Средние интегральные значения накопленного заряда  $Q$  (барьер ПЭТФ  $100\ \mu\text{m}$ )

Полярность иглы	$d_{\text{air}}, \text{mm}$	$U_{\text{BD}}, \text{V}$	$Q, \text{nC}$
+	0.1	1654	0.35
	0.3	2284	0.69
	0.5	2694	0.94
	1	3238	1.77
-	0.1	1243	0.16
	0.3	1697	0.32
	0.5	1915	0.45
	1	2420	1.24



**Рис. 7.** Зависимости интегрального значения накопленного заряда  $Q$  от величины напряжения возникновения разряда  $U_{\text{BD}}$  при разных полярностях иглы (барьер ПЭТФ  $100\ \mu\text{m}$ ).

При положительной полярности иглы в результате развития разряда на поверхности барьера накопился заряд  $\sim 0.75\ \text{nC}$ , а при отрицательной  $\sim 0.3\ \text{nC}$ .

Средние интегральные значения заряда  $Q$ , накопленного на поверхности барьера ПЭТФ  $100\ \mu\text{m}$  при разных полярностях игольчатого электрода, представлены в табл. 1.

В результате экспериментов было выявлено, что зависимости интегрального значения накопленного заряда от величины напряжения возникновения разряда имеют экспоненциальный характер (рис. 7). Кроме того, из графиков видно, что объем накопленного заряда слабо зависит от полярности игольчатого электрода и определяется абсолютной величиной напряжения пробоя.

### 3. Анализ результатов

Данный раздел посвящен обсуждению возможных механизмов развития разряда в субмиллиметровых воздушных промежутках на основе полученных экспериментальных результатов. Для удобства анализ проводится для каждой полярности иглы в отдельности.

#### 1. Положительная полярность иглы

Известно, что в промежутках более  $1.5\ \text{mm}$  стримерный режим является основным для положительной барьерной короны [15]. Поэтому есть основания полагать, что указанный механизм имеет место и в исследуемых промежутках  $0.1\text{--}1\ \text{mm}$ .

Развитие разряда начинается с небольшого числа затравочных электронов. Наиболее вероятным механизмом появления начального электрона в случае положительной полярности иглы и субмиллиметрового размера воздушного промежутка является отрыв от отрицательного атмосферного иона при соударении с нейтральным атомом или молекулой. Необходимую для этого энергию ион может набрать на длине свободного пробега, если внешнее поле будет превышать  $\sim 70\ \text{kV/cm}$  [17–19]. В нашем случае при  $U_{\text{BD}}$  указанное условие выполняется для промежутков  $0.1\text{--}1\ \text{mm}$  на расстоянии  $\sim 100\ \mu\text{m}$  от иглы. Проведенные оценки показывают, что в условиях эксперимента при подвижности  $2 \cdot 10^{-4}\ \text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$  десятки-сотни отрицательных ионов будут втягиваться в область высокого поля под действием кулоновских сил за времена порядка нескольких миллисекунд, несмотря на малую величину их концентрации  $\sim 10^3\ \text{cm}^{-3}$ .

Для образования стримера необходимо, чтобы поле пространственных зарядов лавины  $E_{\text{av}}$  стало сопоставимым с внешним  $E_{\text{ext}}$  (критерии Мика и Петера) [17,18]. Распределение внешнего электрического поля рассчитывалось для 3D модели, созданной в пакете Comsol Multiphysics 3.5a, с учетом реальной геометрии измерительной ячейки. В свою очередь, осевое поле головки электронов легко оценить, используя соотношение

$$E_{\text{av}}(x) = eN_e(x)/[4\pi\epsilon_0(r(x))^2],$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $x$  — пройденное лавиной расстояние,  $N_e = \exp[(\alpha(x) - \eta(x))x]$  — число электронов в головке лавины на пути  $x$ ,  $r(x)$  — ее радиус, а  $\alpha$  и  $\eta$  — коэффициенты ударной ионизации и прилипания соответственно. Значения  $\alpha$  и  $\eta$  рассчитывались по известным формулам [17,20] на основе вычисленного распределения напряженности электрического поля с учетом экспериментально полученных значений  $U_{\text{BD}}$  (см. разд. 2.1). В условиях высоких значений пробивных полей в зоне ионизации около игольчатого электрода ( $\sim 300\text{--}400\ \text{kV/cm}$ ) коэффициент прилипания  $\eta$  практически не оказывает влияния на развитие лавины. В качестве  $r(x)$  использовался наибольший из диффузионного или электростатического радиуса лавины, принимая во внимание, что максимально возможный радиус расширения головки —  $R_{\text{MAX}} \approx 1/(\alpha - \eta)$  [17,18,21].

Таким образом, предполагая появление начального электрона на расстоянии  $100\ \mu\text{m}$  от иглы (по ее оси), расчет по указанным выше формулам показал, что для любого исследуемого межэлектродного зазора число электронов резко увеличивается в конце пути на отрезке  $\sim 15\ \mu\text{m}$ . При этом поле головки электронов в непосредственной близости у анода становится сопоставимым с внешним полем  $E_{\text{av}} \approx E_{\text{ext}}$ , т.е. достигается

критерий перехода лавины в стример. Так, например, в случае 300  $\mu\text{m}$  промежутка  $E_{\text{av}} = 550 \text{ kV/cm}$  превышает внешнее поле у анода  $E_{\text{ext}} = 400 \text{ kV/cm}$  почти в 1.4 раза. Поэтому можно предположить, что дальнейшее развитие разряда будет происходить в виде стримера, распространение которого может иметь свои особенности [22]. В пользу возможности стримерного механизма следует привести дополнительные аргументы:

1) прорастающий катоднонаправленный стример можно рассматривать как своеобразное продолжение иглы. Величина максимальной напряженности поля на кончике иглы в момент начала разряда  $E_{\text{MAX}}$  сохраняет приблизительно постоянное значение  $\sim 393 \text{ kV/cm}$  ( $\pm 2\%$ ) для всех межэлектродных зазоров. Это значение близко к результатам оценок и численного моделирования напряженности поля на фронте положительных стримеров  $\sim 300\text{--}350 \text{ kV/cm}$  [17,23–26];

2) для любого исследуемого промежутка на всей его длине напряженность поля превышает пороговое значение для распространения катоднонаправленного стримера  $\sim 4.7 \text{ kV/cm}$  [23];

3) приведенные оценки возможности развития стримерного механизма разряда находятся в хорошем соответствии с известными результатами экспериментальных и теоретических работ. Методами кросс-корреляционной спектроскопии в [27] экспериментально наблюдали стример в синтетическом воздухе 80%N<sub>2</sub> + 20%O<sub>2</sub> при расстоянии между электродами 1.2 mm. Этот результат был теоретически обоснован в [28]. Образование стримера в воздушном зазоре 1 mm при атмосферном давлении являлось одной из стадий развития барьерного разряда по результатам экспериментов и моделирования, изложенными в [29,30].

Для положительной полярности иглы некоторые усредненные результаты экспериментов и расчетов представлены в табл. 2 ( $E_A$  — расчетное значение напряженности поля на аноде, kV/cm;  $E_C$  — расчетное значение напряженности поля на катодном диэлектрике, kV/cm;  $I_{\text{ext.MAX}}$  — амплитуда импульса разрядного тока, mA).

Таблица 2. Положительная полярность иглы

$d$ , cm	0.01	0.03	0.05	0.1
$U_{\text{BD}}$ , V	1654	2284	2594	3238
$E_{\text{MAX}} = E_A$ , kV/cm	400.2	386.2	387.3	398.6
$E_C$ , kV/cm	77.2	30.4	19.3	10.1
$I_{\text{ext.MAX}}$ , mA	34	46	72	42

## 2. Отрицательная полярность иглы

Используя идеологию расчетов предыдущей части, оценка возможности формирования аноднонаправленного стримера при отрицательной полярности иглы без учета объемного заряда положительных ионов может привести к неверным результатам [19]. Действительно, в предположении, что начальный электрон появился непосредственно около иглы, расчет усиления лавины

Таблица 3. Отрицательная полярность иглы

$d$ , cm	0.01	0.03	0.05	0.1
$U_{\text{BD}}$ , V	1243	1697	1915	2420
$E_C$ , kV/cm	300.4	295.2	310.4	320.1
$E_A$ , kV/cm	57.2	23.1	15.5	8.3
$I_{\text{ext.MAX}}$ , mA	7	8.4	7	Первый импульс — 4.5 Последующие импульсы — 1

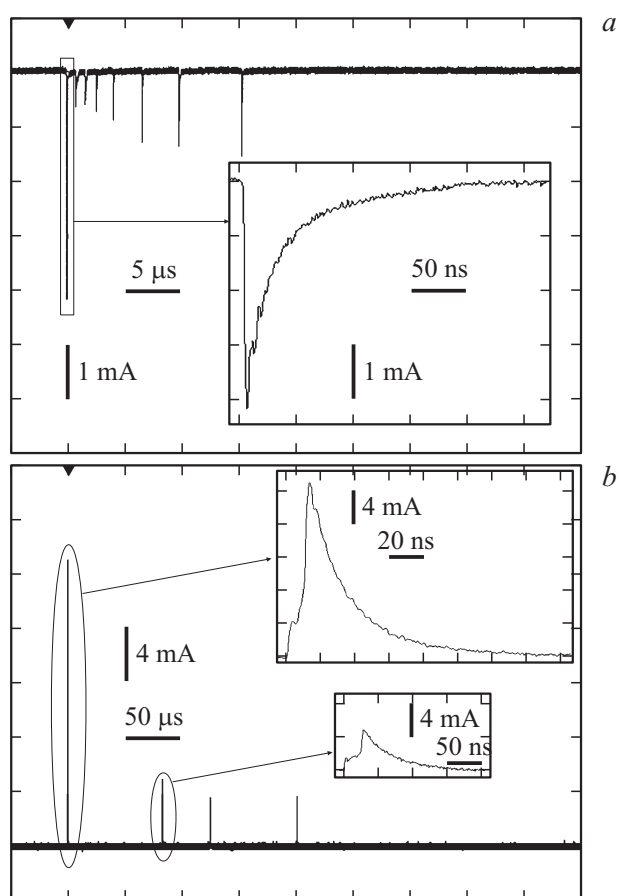
дает величину  $< 10^4$ . Для любого размера воздушного зазора основной рост числа электронов наблюдается на отрезке  $\sim 140 \mu\text{m}$  по оси иглы начиная от ее кончика, а максимум числа электронов — на расстоянии  $\sim 200 \mu\text{m}$ . Максимальное значение поля головки лавины на 1.5–2 порядка меньше внешнего. Поле эффективной сферы положительных ионов хвоста лавины меньше внешнего более чем на 2 порядка. Таким образом, возникновение лавинно-стримерного перехода при проходе одной лавины электронов, инициированной единственным начальным электроном, который появился около кончика иглы, крайне маловероятно.

По всей видимости, мы имеем дело с формированием импульса Тричела. Обращаясь к экспериментам, изложенным в разд. 2.2, о поведении разрядного тока БР на фронте, напомним, что при характерной амплитуде импульса тока  $\sim$  нескольких mA его резкий рост происходит за  $\sim 2\text{--}5 \text{ ns}$  после предварительного слабого нарастания в течение нескольких ns. Этот эффект, обусловленный лавинным размножением электронов в условиях слабого влияния пространственного заряда, был предсказан в [31] и более подробно обсуждался в [32]. Дальнейший рост импульса тока соответствует развитию катоднонаправленной волны ионизации в генерационной зоне короны, которая может составлять десятки-сотни микрон в зависимости от острейности электрода и величины межэлектродного расстояния [33–35]. Спад импульса соответствует режиму выноса ионов из разрядного промежутка на электроды.

Средние значения параметров разрядного процесса для отрицательной полярности иглы приведены в табл. 3.

## 3. Многоимпульсные режимы разряда

Режим одиночного импульса БР при отрицательной полярности наблюдается до определенного межэлектродного расстояния ( $\sim 0.9 \text{ mm}$ ) и связан с ощутимым ослаблением внешнего поля вследствие накопления поверхностного заряда на диэлектрике. В больших промежутках накапливающийся поверхностный заряд после первого импульса разрядного тока не достаточен для прекращения последующих разрядов, и в системе наблюдается развитие затухающей серии импульсов Тричела. Для примера на рис. 8, а приведена осциллограмма такой серии при размере воздушного промежутка 1 mm. Амплитуда основного (первого) импульса составляет  $\sim 4.2 \text{ mA}$ , фронт  $\sim 5 \text{ ns}$ , длительность импульса



**Рис. 8.** Многоимпульсные режимы разряда: *a*: игла (–) — серия импульсов Тричела (межэлектродный зазор — 1 mm, барьер ПЭТФ 100 μm,  $U_{BD} = 2450$  V); *b*: игла (+) — режим вспышечной короны (межэлектродный зазор — 2 mm, барьер ПЭТФ 100 μm,  $U_{BD} = 3440$  V).

250 ns. Амплитуда последующих импульсов составляет  $\sim 0.6$ – $1.5$  mA, длительность  $\sim 250$  ns. Во внешней цепи протек суммарный заряд  $\sim 0.73$  nC.

Для положительной полярности иглы при увеличении разрядного промежутка в область миллиметровых значений также наблюдается появление вторичных импульсов при уменьшении амплитуды тока в несколько раз. Данная многоимпульсная форма разряда соответствует так называемой вспышечной короне („burst corona“) [17,19,36]. Для примера на рис. 8, *b* приведена осциллограмма разрядного тока для 2 mm промежутка. Амплитуда основного (первого) импульса составляет  $\sim 21$  mA, фронт  $\sim 14$  ns, причем за первые 4 ns достигается первый максимум  $\sim 4$  mA, а далее плавное нарастание до амплитудного значения, длительность импульса  $\sim 250$  ns. Последующие импульсы по форме напоминают первый. Их амплитуда составляет  $\sim 3.5$ – $5$  mA, длительность  $\sim 200$ – $250$  ns. Во внешней цепи протек суммарный заряд  $\sim 1.8$  nC. Представленные данные хорошо согласуются с результатами изучения импульсной барьерной короны в миллиметровых промежутках, изложенными в [15].

## Заключение

1. В условиях неоднородного поля для субмиллиметровых промежутков наблюдается явное преобладание пробивного напряжения при положительной полярности иглы над пробивным напряжением при отрицательной полярности (на 25–35%). Полученные закономерности пробивных напряжений для использованных барьеров (полимерные пленки ПЭТФ 100 μm и ПП 10 μm) практически не зависят от типа материала барьера, его полярности и толщины.

2. При развитии барьерного разряда в воздушных промежутках 0.1–1 mm в условиях неоднородного поля на поверхности барьера накапливается заряд порядка долей-единиц nC. Смена полярности иглы с отрицательной на положительную приводит к многократному усилению амплитуды разрядного тока. При этом наблюдается увеличение интегрального значения накопленного поверхностного заряда в  $\sim 1.5$ – $3$  раза.

3. Для положительной полярности иглы экспериментальные значения амплитуды разрядного тока, соответствующие импульсу разряда с фронтом  $\sim 3$ – $5$  ns, лежат в пределах 20–80 mA. Выполненные оценки величины поля головки лавины у анода свидетельствуют о ее соизмеримости с внешним полем (20–140%), таким образом, достигается критерий перехода лавины в стример, что и определяет дальнейший механизм разряда.

4. Для отрицательной полярности экспериментальные значения амплитуды разрядного тока лежат в пределах 2–5 mA. Указанная закономерность соответствует формированию одиночного импульса Тричела. Основной рост тока на фронте импульса за  $\sim 2$ – $5$  ns соответствует развитию катоднонаправленной волны ионизации в генерационной зоне короны, а спад импульса  $\sim 100$ – $300$  ns обусловлен выносом ионов из разрядного промежутка на электроды.

5. В зависимости от расстояния между иглой и барьером разряд может развиваться в одиночной или множественной импульсных формах. Режим одиночного импульса наблюдается до определенного межэлектродного расстояния  $d_{CR}$ . При пробое промежутков больших  $d_{CR}$  встречное поле накапливающегося поверхностного заряда первого импульса тока недостаточно для прекращения последующих разрядов. В этих условиях для положительной иглы при  $d_{air} > d_{CR} \approx 1.5$  mm наблюдается многоимпульсная форма разряда, соответствующая вспышечной короне („burst corona“), а для отрицательной иглы при  $d_{air} > d_{CR} \approx 0.9$  mm в системе наблюдается развитие затухающей серии импульсов Тричела.

## Список литературы

- [1] Ritz H. // Arch. f. Electrotech. 1932. Vol. 26. N 4. P. 219–232.
- [2] Peace J.B. // Proc. Roy. Soc. Lond. 1892. Vol. 52. N 315–320. P. 99–114.
- [3] Klemm A. // Arch. f. Electrotech. 1923. Vol. 12. N 6–12. P. 553–592.



- [4] *Umetura T., Nakamura S., Hikita M., Maeda T., Higashiyama M.* // IEEE Trans. on Diel. and Electr. Ins. 2013. Vol. 20. N 1. P. 255–261.
- [5] *Бондаренко П.Н., Емельянов О.А., Шемет М.В.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 6. С. 51–59.
- [6] *Strigel R.* // Arch. f. Electrotech. 1933. Vol. 27. P. 377–383.
- [7] *Leal Ferreira G.F., Oliveira O.N., Giacometti J.A.* // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 9. P. 3045–3049.
- [8] *Tirumala R., Li Y., Pohlman D.A., Go D.B.* // J. Electrostat. 2011. Vol. 69. N 1. P. 36–42.
- [9] *Georghiou G.E., Morrow R., Metaxas A.C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32. N 12. P. 1370–1385.
- [10] *Asokan T., Balachandra T.C.* // IEEE Trans. on Diel. and Electr. Ins. 2011. Vol. 18. N 6. P. 1864–1868.
- [11] *Kogelschatz U.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. Vol. 257. N 1. P. 012015.1–12.
- [12] *Бобров Ю.К., Гусейн-заде Н.Г., Рухадзе А.А., Юргеленас Ю.В.* Физические модели и механизмы электрического пробоя газов. М.: Изд-во МГУ, 2012. 368 с.
- [13] *Murooka Y., Takada T., Hidaka K.* // IEEE Elect. Ins. Mag. 2001. Vol. 17. N 2. P. 6–16.
- [14] *Tran T.N., Golosnoy I.O., Lewin P.L., Georghiou G.E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. N 1. P. 015203.1–15.
- [15] *Акишев Ю.С., Демьянов А.В., Каральник В.Б., Монич А.Е., Трушкин Н.И.* // Физика плазмы. 2003. Т. 29. Вып. 1. С. 90–100.
- [16] *Kumada A., Okabe S., Hidaka K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. N 9. P. 095209.1–8.
- [17] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Изд. Дом „Интеллект“, 2009. 736 с.
- [18] *Бортник И.М., Верецагин И.П., Вершинин Ю.Н.* и др. Электрофизические основы техники высоких напряжений. М.: Энергоатомиздат, 1993. 543 с.
- [19] *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. М., Л.: Гос. Изд-во тех.-теор. лит., 1950. 672 с.
- [20] *Nikonov V., Bartnikas R., Wertheimer M.R.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2001. Vol. 29. N 6. P. 866–874.
- [21] *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [22] *Шнеерсон Г.А.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 11. С. 1428–1430.
- [23] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
- [24] *Hui J., Guan Zh., Wang L., Li Q.* // IEEE Trans. on Diel. and Electr. Ins. 2008. Vol. 15. N 2. P. 382–389.
- [25] *Luque A., Ratushnaya V., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. N 23. P. 234005.1–11.
- [26] *Papageorghiou L., Panousis E., Loiseau J.F., Spyrou N., Held B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. N 10. P. 105201.1–10.
- [27] *Kozlov K., Wagner H.-E., Brandenburg R., Michel P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. 3164–3176.
- [28] *Yurgelenas Y., Wagner H.-E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. Vol. 39. P. 4031–4043.
- [29] *Gibalov V., Pietsch G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. Vol. 33. P. 2618–2636.
- [30] *Gibalov V.I., Pietsch G.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. Vol. 21. P. 024010.1–35.
- [31] *Александров Г.Н.* // ЖТФ. 1963. Т. 33. Вып. 2. С. 223–230.
- [32] *Morrow R.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. N 3. P. 1799–1809.
- [33] *Napartovich A.P., Akishev Yu.S., Deryugin A.A., Kochetov I.V., Pan'kin M.V., Trushkin N.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. N 19. P. 2726–2736.
- [34] *Cernak M., Hosokawa T., Kobayashi S., Kaneda T.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 11. P. 5678–5690.
- [35] *Sattari P., Gallo C.F., Castle G.S.P., Adamiak K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. N 15. P. 155502.1–11.
- [36] *Мик Дж., Крэгс Дж.* Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 605 с.