Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 11, с. 710 – 716

О механизме генерации импульсов Тричела в воздухе атмосферного давления

В. Ф. Тарасенко[1], Е. Х. Бакшт[1], Н. П. Виноградов[1], А. В. Козырев[1], А. С. Коковин[1], В. Ю. Кожевников[1]

Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, 634055 Томск, Россия

Поступила в редакцию 4 апреля 2022 г.
После переработки 17 апреля 2022 г.
Принята к публикации 22 апреля 2022 г.

Для коронного разряда с острия отрицательной полярности, функционирующего в режиме импульсов Тричела, зарегистрированы с субнаносекундным временным разрешением профили импульсов тока разряда, с высоким пространственным разрешением измерены оптические характеристики свечения плазмы, и в рамках двумерной теоретической модели с учетом плазмохимической кинетики проведено численное моделирование этого же коронного разряда. Показано, что в воздухе атмосферного давления инициирование импульсов Тричела происходит при накоплении положительных ионов у острия до уровня критической концентрации лавинно-стримерного перехода, в том числе при стационарном напряжении на промежутке (единицы – десятки секунд). Установлено, что наносекундный фронт импульса определяется временем лавинного размножения электронов в области локально усиленного поля. Показано, что короткая длительность импульса Тричела обусловлена быстрым вытеснением электрического поля из области плотной плазмы и уходом свободных электронов из нее с последующим исчезновением за счет рекомбинации и прилипания. Установлено, что в паузе между импульсами Тричела концентрация ион-ионной воздушной плазмы в локальной области перед острием удерживается на уровне 10^{11} см$^{-3}$, что обеспечивает последующую генерацию новых импульсов Тричела.

DOI: 10.31857/S1234567822110064, EDN: iljebh

Введение. Коронный разряд относится к одному из наиболее распространенных режимов самостоятельного разряда [1, 2]. Для его возникновения необходима область высокого электрического поля у одного из электродов (или у обеих), которое достаточного для инициирования интенсивной ионизации газа. Кроме того, у второго электрода или в промежутке должна быть область с низким электрическим полем, в котором ионизация газа отсутствует, а долгоживущие заряженные частицы (отрицательные и положительные ионы) дрейфуют под действием слабого электрического поля. Зажигание коронного разряда, как правило, является вредным явлением, приводящим к потерям энергии и(или) к повреждению различных устройств во время искрового пробоя, инициируемого коронным разрядом. С другой стороны, в ряде областей, например, для получения озона и в электрических фильтрах, широко используется стационарные режимы коронного разряда. Различные применения коронного разряда требует проведения исследований физических процессов, которые определяют механизм его зажигания и перехода в другие формы разряда. Такие исследования широко проводились ранее и продолжаются в настоящее время [1–22].

Одним из вопросов, который вызывает большой интерес – это физическая природа импульсов Тричела, см., например, [1–10]. Они возникают при зажигании коронного разряда с отрицательной полярностью напряжения на острие и продолжаются с увеличивающейся частотой с ростом напряжения на промежутке. Амплитуда импульсов Тричела относительно стационарной стадии тока короны с увеличением напряжения уменьшается, а величина тока короны между импульсами нарастает [11]. При величине напряжении выше определенного уровня формирование импульсов Тричела прекращается. Эти тенденции описаны во многих работах.

Особенностью импульсов Тричела в электроотрицательном газе является быстрое нарастание тока через промежуток и наличие ступенек на фронте тока [7, 9, 12]. Первые физические модели, объясняющие быстрое нарастание тока в тричеловских импульсах были предложены в работах [3–5]. Согласно [4], первый электрон инициировался с катода за счет автоэлектронной эмиссии или бомбардировки поло-

[1]e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru; BEH@loi.hcei.tsc.ru; vinikitavin@mail.ru; kozyrev@to.hcei.tsc.ru; kokovin.alexandr@mail.ru; vasily.y.kozhevnikov@ieee.org

жительным ионом, далее, за счет Таунсендовской ионизации формировал первичную лавину. Вторичные лавины инициировались с катода за счет фотоионизации. Однако, как показано в [5, 9], этот механизм не мог обеспечить фронт тока импульсов Тричела ~ 1 нс, зарегистрированный, в [7, 9, 12].

Модель Леба [1, 4] была развита в работе Александрова [5]. На основе анализа было показано, что за счет фотоионизации параллельно формируется большое число электронных лавин. Также было предложено наличие начальной стадии разряда длительностью (~ 500 нс) с медленным нарастанием тока до амплитуды, с которой стартует импульс Тричела. Это позволяло объяснить длительность фронта импульса тока ~ 10 нс. Однако модель не объясняла формирования последовательность импульсов Тричела и их исчезновение с ростом напряжения.

В работах Морроу [13, 14] было предложено, что ступенька на переднем фронте импульса Тричела обусловлена процессами эмиссии электронов с катода. Вначале эмиссию определяют фотоны из разрядной плазмы, а затем основной вклад в эмиссию электронов с той же части катода дают положительные ионы. Сложно предположить, что тяжелые ионы будут иметь для этого достаточную скорость.

Изучение роли фотоэмиссии электронов с катода выявило их влияние на ступеньку на фронте импульса тока в чистом кислороде атмосферного давления [9]. В этой работе делается предположение, что тричеловские импульсы при отрицательной короне связаны с развитием катодонаправленного стримера в непосредственной близости от острия и формированием после прихода стримера к катоду тлеющего разряда. В обзоре [15] на основе анализа и моделирования была поддержана гипотеза [9], согласно которой импульсы Тричела обусловлены формированием положительных стримеров в непосредственной близости от катода. Формирование последовательности импульсов и их исчезновение с ростом напряжения эта модель не объясняла.

Последовательность формирования импульсов Тричела была получена в модели, развитой в [16], предыдущие результаты этих авторов опубликованы в [8, 10]. Из расчетов следовало, что за время импульса происходит существенное изменение поперечной структуры разряда, а рост тока обеспечивается за счет заполнения плазмой поверхности катода.

Как следует из анализа наиболее цитируемых работ, предлагаемые физические модели формирования тричеловских импульсов существенно отличаются. Также отличаются параметры и режимы генерации импульсов Тричела, получаемые в различных экспериментальных работах. Поэтому требуются более глубокие и всесторонние исследования этого режима коронного разряда. Причем, для адекватного теоретического моделирования многофакторных газоразрядных процессов, протекающих в малых объемах и за короткие времена, необходимо использовать современные вычислительные алгоритмы, требующие большой памяти и времени счета.

Цель настоящей работы – выяснить механизм формирования импульсов Тричела при коронном разряде в воздухе атмосферного давления с острия, имеющего малый радиус кривизны $r \approx 20$ мкм. Для реализации поставленной цели была разработана теоретическая модель коронного разряда с учетом плазмохимических реакций, специально привязанная к экспериментальным исследованиям, в которых с высоким пространственным и временным разрешением фиксировалась динамика свечения плазмы и электрические характеристики разряда.

Установка, методики и экспериментальные результаты. При проведении исследований использовалась две схемы с различным расположением игольчатого электрода. В традиционной схеме, показанной на рис. 1a, применялся промежуток острие-

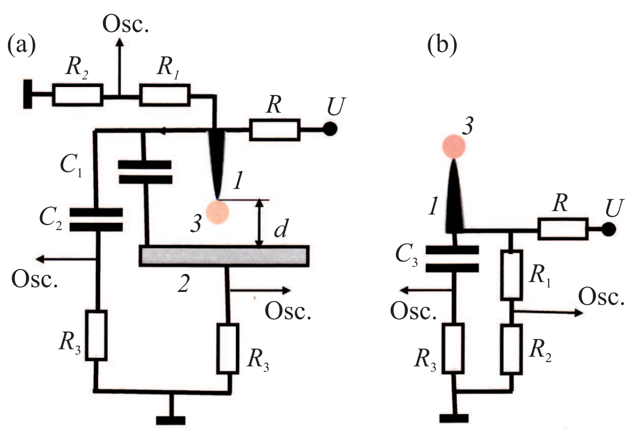

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схемы установок для изучения коронного разряда в промежутке d между острием *1* и плоским электродом *2* (a), а также с уединенного острия *1* (b). *3* – область свечения коронного разряда; U – подвод высокого напряжения; $R = 3\,\mathrm{M\Omega}$ – сопротивление, ограничивающее ток источника питания; R_1, R_2 – сопротивления омического делителя; $R_3 = 1\,\mathrm{k\Omega}$ – сопротивление шунта; C_1 – емкость между острием *1* с подводами к нему и плоским электродом *2*; C_2 – дополнительный конденсатор, устанавливаемый параллельно d; C_3 – конденсатор, позволяющий регистрировать импульсы Тричела при уединенном острие

плоскость, а вторая схема, рис. 1b, использовала уединенное острие, связанное с удаленными зазем-

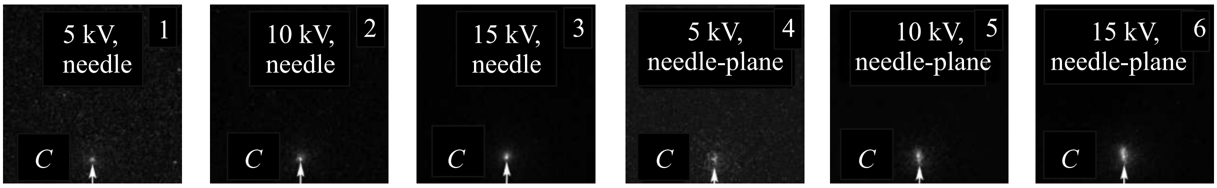

Рис. 2. Изображения коронного разряда в режиме с импульсами Тричела, полученные с помощью ICCD камеры в атмосферном воздухе у одиночного острия (1–3) и в промежутке острие–плоскость с $d = 2$ см (4–6) при длительности экспозиции одного кадра 10 мс (1, 2, 3) и 500 мкс (4, 5, 6). Высота изображения 5 мм. Стрелкой показано положение острия

ленными металлическими объектами "паразитной" емкостью (на рис. 1b не показана).

Импульсная и стационарная составляющие тока коронного разряда регистрировались с помощью шунтов R_3. Сигналы с шунтов и омических делителей напряжения подавались на осциллограф MDO 3104 (1 ГГц, частота дискретизации 5 ГС/с). Величина емкости C_1 между острием с подводами к нему и плоским электродом составляла ≈ 3.7 пФ. В ряде экспериментов между заземленным выводом шунта и острием параллельно d подключался дополнительный конденсатор $C_2 = 4.7$ нФ с дополнительным шунтом.

При использовании второй установки (рис. 1b) острие устанавливалось на керамическом конденсаторе К15-10 емкостью 4.7 нФ. Это позволяло регистрировать импульсную составляющую тока коронного разряда. В данной схеме величина напряженности электрического поля E вблизи острия существенно не изменялась. Однако при удалении от острия спад E был более быстрым, и стационарный ток коронного разряда уменьшался.

Острийный электрод был изготовлен из куска "бисерной" иглы диаметром 0.32 мм с радиусом скругления острия ≈ 20 мкм, который при проведении экспериментов существенно не изменялся. Это достигалось за счет большого балластного сопротивления и сравнительно низкого напряжения на острие, что ограничивало импульсные и средние токи разряда, а, следовательно, сильно снижало эрозию электрода. Постоянство геометрических параметров острия можно было оперативно контролировать по уровню напряжения, обеспечивающего появление первого импульса тока коронного разряда. Известно, что при увеличении радиуса скругления острия и сохранении внешних условий (давления, влажности и температуры воздуха) напряжение зажигания короны будет увеличиваться (см., например, [11]).

Фотографирование разряда осуществлялось с помощью ICCD камеры HSFC PRO и фотоаппарата SONY A100. Поскольку энергии, вкладываемые в разряд за один импульс Тричела, были очень малыми (~ 1 мкДж и менее), то получить данные о динамике излучения плазмы при формировании единичного импульса не удалось. Однако, при использовании ICCD камеры были зарегистрированы размеры светящейся области плазмы у острия, которая для второй схемы была практически сферой (рис. 2, кадры 1, 2, 3), а для первой имела вытянутую вдоль оси разряда форму (рис. 2, кадры 4, 5, 6).

Это можно объяснить другой конфигурацией электрического поля из-за близости плоского электрода. Съемка показывает, что увеличение напряжения, подаваемого на острие, приводит к увеличению диаметра светящейся области. При напряжении 5 и 10 кВ свечение коронного разряда при короткой экспозиции (50 мкс и менее) вообще не регистрировалось ICCD камерой. И лишь при напряжении 15 кВ регистрировалось весьма слабое свечение у одиночного острия, которое при длительности кадра 50 мкс соответствовало суммарному излучению 5 импульсов Тричела. Регистрация тока разряда показала, что за время экспозиции кадра 10 мс (кадры 1, 2, 3 на рис. 2) при напряжении $U = 15$ кВ с одиночного острия формируется ≈ 1000 импульсов Тричела.

Использование промежутка острие–плоскость с $d = 2$ см (рис. 2, кадры 4, 5, 6) усиливало интенсивность свечения коронного разряда при равных напряжениях на электроде с малым радиусом кривизны и длительностях экспозиции, а также частоту следования импульсов Тричела. Изображения свечения коронного разряда при длительности кадра 500 мкс приведены на кадрах 4, 5, 6 рис. 2. За 500 мкс при $U = 15$ кВ в промежутке острие–плоскость формировалось ≈ 1500 импульсов Тричела. При напряжении 15 кВ слабое излучение коронного разряда также было зарегистрировано за три импульса. Отметим, что при первой схеме установки с уменьшением длительности одного кадра свечение плазмы во время импульса Тричела давало основной вклад в регистрируемое излучение. Однако при увеличении напряже-

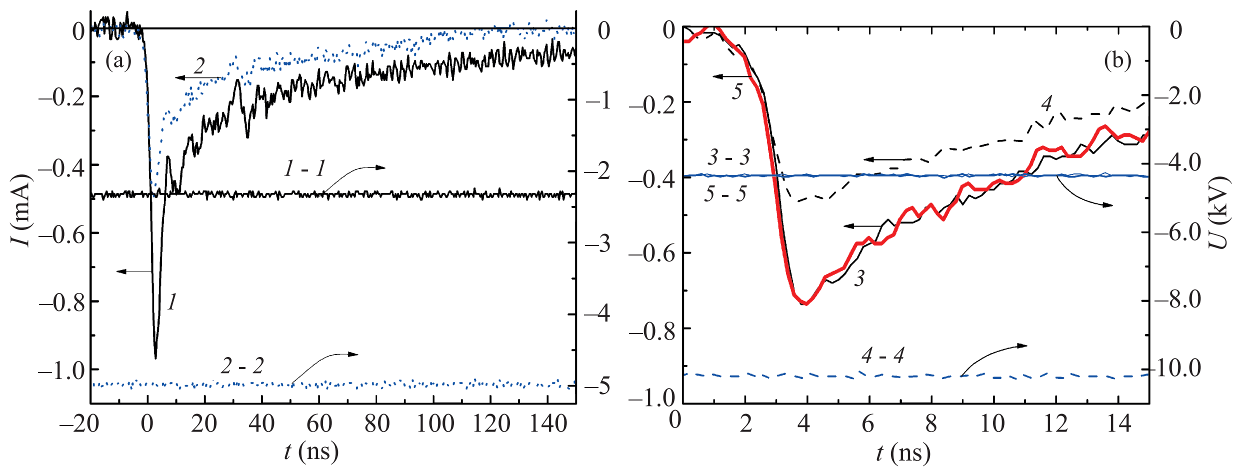

Рис. 3. (Цветной онлайн) Осциллограммы тока импульсов Тричела: (a) – в промежутке острие–плоскость (*1* – первый импульс при зажигании разряда, *2* – импульс в стационарном импульсно-периодическом режиме при $U = 5$ кВ) и напряжение для соответствующих импульсов тока *1-1*, *2-2*; (b) – в условиях уединенного острия (*3* – первый импульс при зажигании разряда, *4* – импульс в стационарном импульсно-периодическом режиме при $U = 10.2$ кВ, *5* – третий импульс после зажигания разряда при постоянном напряжении 4.4 кВ) и напряжение для соответствующих импульсов тока *3-3*, *4-4*, *5-5*

ния и/или сокращении межэлектродного зазора основной вклад в регистрируемое излучение начинала вносить квазистационарная стадия коронного разряда, светящаяся между импульсами Тричела.

Фотографирование коронного разряда с помощью ICCD камеры в условиях последовательного стабильного формирования импульсов Тричела показало, что область свечения при уединенном острие имеет сферическую форму и малые размеры, которые хорошо соответствуют расчетным размерам области интенсивной ионизации газа. Как будет показано ниже, при численном моделировании эксперимента концентрация электронов в этой области превышает 10^{13} см$^{-3}$. Сферическая форма свечения сохранялась с увеличением напряжения на острие до 15 кВ и не изменялась при вариации времени экспозиции (включая излучение квазистационарных стадий между импульсами).

Характерные осциллограммы коронного разряда приведены на рис. 3.

На рисунке 3a видно, что ток импульсов Тричела состоит из первого короткого пика с длительностью фронта $\tau_{0.2-0.9} \approx 2$ нс и спада тока за время ~ 100 нс и более. Подобная форма импульса тока регистрировалась как для первых импульсов при зажигании разряда, так и переходе в режим формирования последовательности импульсов Тричела. Частота импульсов увеличивается с ростом напряжения на промежутке. Применение одиночного острия несколько сократило длительность фронта импульса Тричела $\tau_{0.2-0.9} \approx 1.5$ нс. Частота следования импульсов при одиночном острие существенно меньше, чем в промежутке острие–плоскость (при одинаковых напряжениях). Так, при напряжении 15 кВ эти частоты составили 100 кГц и 3 МГц, соответственно.

В данных экспериментах использовались только низкие скорости нарастания напряжения на промежутке, или оно было постоянным. Поэтому графики напряжений на рис. 3 имеют вид горизонтальных линий. Изменение напряжения во время импульсов определяется величиной сопротивления R и наличием "паразитной" емкости $C_1 \approx 3.7$ пФ, а также применением конденсаторов C_2 и C_3. Оценка величины заряда в первом импульсе Тричела, который при медленном нарастании напряжения на острие и заданном напряжении имеет наибольшую амплитуду, показала, что за импульс переносится не более 0.04 нК. Это дает снижение напряжения на C_1 за один импульс ≈ 4 В. Такое уменьшение напряжения в приведенном для напряжения масштабе не заметно. Мы могли инициировать одиночные импульсы Тричела (в отличие от работы [16]) при низком постоянном напряжении на острие, т.е. паузы между импульсами достигали единиц и десятков секунд. Амплитуда и форма последующих импульсов Тричела в этих режимах практически не изменялась. На рисунке 3b показан 3-й импульс Тричела, который мало отличается от первого и генерируется при том же напряжении. Такие же амплитуды и формы импульсов при пороговых напряжениях имеют осциллограммы тока и напряжения всех последующих импульсов.

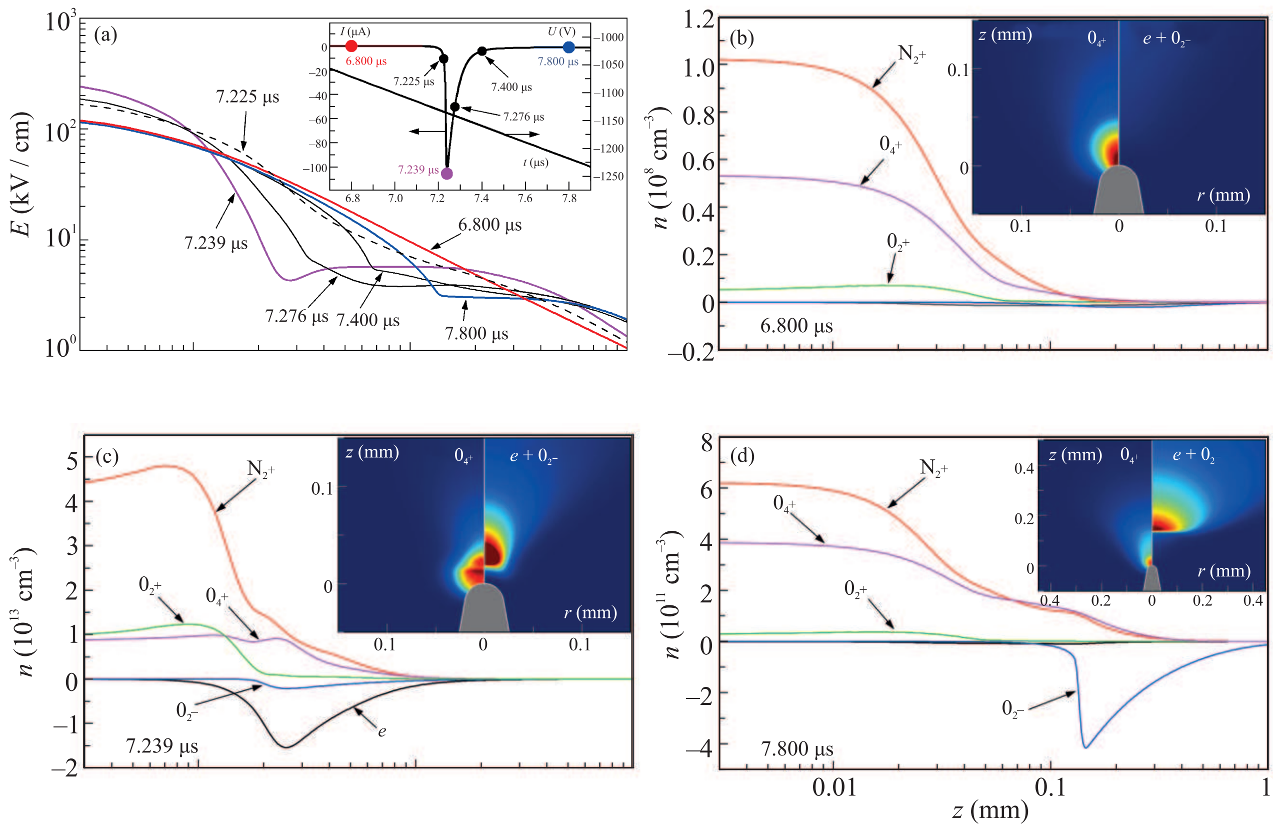

Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственные распределения напряженности электрического поля (a) и концентраций заряженных частиц (b)–(d) вдоль оси (графики) и в промежутке (вставки) разряда на разных стадиях его развития (отображенные моменты времени отмечены на профиле импульса тока на вставке (a)). Масштаб оси абсцисс логарифмический

Результаты теоретического моделирования коронного разряда, обсуждение и сравнение с экспериментальными данными. Для описания коронного разряда в искусственном воздухе ($N_2 : O_2 = 4 : 1$) была разработана теоретическая модель [21], которая включала учет 19 основных плазмохимических реакций (реакции ионизации, электрон- и ион-ионной рекомбинации, диссоциации молекул, электронного прилипания и отлипания, ион-ионной конверсии и перезарядки), систему уравнений для диффузионно-дрейфовой кинетики семи преобладающих сортов нейтральных и заряженных частиц (e, O, N, N_2^+, O_2^+, O_4^+, O_2^-), уравнение Пуассона для расчета электрического поля и уравнение Кирхгофа для электрической цепи разряда. Физико-математическая модель явления и ее результаты применительно к длительному коронному разряду на отрицательном острие (радиус кривизны 100 мкм) подробно описаны в работе [21], но детального анализа процессов в течение единичного импульса Тричела не проводилось.

Вычислительная программа, специально адаптированная к условиям вышеописанного эксперимента (воздух атмосферного давления, радиус кривизны острия 20 мкм, межэлектродный зазор 20 мм, та же электрическая цепь), позволила детально проследить пространственно-временную динамику концентраций частиц и электрического поля в ходе первого и последующих импульсов Тричела. Полученные зависимости приведены на рис. 4.

На рисунке 4a (на вставке) видно, что при скорости линейного роста напряжения на промежутке 160 В/мкс формирование первого импульса Тричела произошло через 7.2 мкс, когда напряжение достигло 1150 В. Как и в эксперименте, импульс тока имеет крутой передний фронт и пологий спад.

Расчеты напряженности электрического поля (рис. 4a), динамики концентраций ионов и электронов (рис. 4b–d) в промежутке показывают, что толщина слоя объемного заряда (слоя прикатодного падения потенциала) меняется от ~ 100 мкм в слаботочной фазе (6.8 и 7.8 мкс) до ~ 30 мкм в стадии максимального тока (7.239 мкс). Основной ансамбль свободных электронов, обеспечивающих скорость ионизационных процессов на стадии импульса тока, сосредоточен на расстоянии 15–60 мкм от поверхности острия (рис. 4c). Область свечения плазмы около уединенного острия (рис. 2) имеет примерно те же размеры.

Расчет показывает, что быстрый рост тока начинается с достижения концентрацией плазмы в области отрицательного свечения уровня $\sim 10^{11}$ см$^{-3}$. После чего идет быстрая ионизация газа перед острием, концентрация плазмы здесь за десяток наносекунд достигает $\sim 10^{13}$ см$^{-3}$, и напряженность поля в протяженной области от 30 до 400 мкм резко снижается до уровня ~ 5 кВ/см. Постепенно (~ 150 нс), концентрация свободных электронов в этой области снижается за счет их рекомбинации и/или прилипания, скорость ионизации падает почти до нуля, а ток разряда уменьшается до единиц мкА.

Спад тока в импульсе Тричела связан с исчезновением свободных электронов и накоплением отрицательных ионов (рис. 4d) в пониженном электрическом поле. Далее, в паузе между импульсами концентрация отрицательных ионов постепенно уменьшается за счет расходимости потока, происходит термическое отлипание электронов в области слабого поля и их быстрый уход к аноду. После распада/ухода отрицательных ионов, электрическое поле в окрестности острия снова нарастает до ~ 10 кВ/см, здесь сильно увеличивается скорость генерации свободных электронов и положительных ионов, и начинает формироваться следующий импульс Тричела. Интересно, что если мы исключали из плазмохимической схемы реакцию отлипания электронов от молекулы кислорода, то после первого импульса последующие импульсы до конца расчета не появлялись! Косвенным подтверждением изложенной точки зрения на импульсно-периодический режим отрицательной короны может служить ярко выраженный эффект электро-отрицательности газа – в электроположительных смесях (N_2 : Ar) импульсов Тричела не наблюдалось [2].

Отметим, что уровень концентрации электронов 10^{13} см$^{-3}$ примерно соответствует концентрации в лавине на стадии лавинно-стримерного перехода [1, 2], когда также происходит вытеснение поля из плазменной области на головку стримера. Но у острия при малых размерах области с высоким электрическим полем и сравнительно низких напряжениях переход от лавинного разряда к стримерному не может реализоваться из-за отсутствия эффекта усиления напряженности поля перед наработанным плазменным сгустком (на рис. 4a видно, что поле здесь не превышает 3 кВ/см). Именно поэтому при сравнительно невысоком напряжении (единицы кВ) реализуется импульсно-периодический режим Тричела. Если же напряжение увеличивать свыше 8 кВ, то импульсно-периодический режим может перейти в стационарный тлеющий разряд [21].

Выводы. На базе сопоставления результатов экспериментальных исследований коронного разряда с отрицательно заряженного острия и результатов теоретического моделирования разряда в этой же конфигурации электродов удается выявить основные физические механизмы, ответственные за наблюдаемые закономерности.

Показано, что при зажигании коронного разряда в воздухе атмосферного давления с отрицательно заряженного острия инициирование режима импульсов Тричела обусловлено накоплением положительных ионов у острийного катода и быстрым ростом скорости ионизационных процессов при достижении концентрацией свободных электронов уровня $\sim 10^{11}$ см$^{-3}$. Расчеты показали, что максимальный ток первых импульсов Тричела реализуется при концентрации электронов $\sim 10^{13}$ см$^{-3}$, характерной для электронных лавин в стадии лавинно-стримерного перехода. Однако высокая неоднородность электрического поля за счет быстрого ухода свободных электронов из области сильного поля и последующей их рекомбинации и/или прилипания не позволяет зарождающемуся стримеру продвигаться к аноду. С другой стороны, при использовании импульсов напряжения с коротким фронтом, и соответственно, при более высоких напряженностях поля у вершины острия, стример при коронном разряде успевает сформироваться [19, 22].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-29-00137.

---

1. Л. Леб, *Основные процессы электрических разрядов в газах*, Гостехиздат, М. (1950).
2. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, 3-е изд., испр., доп., Интеллект, Долгопрудный (2009).
3. G. W. Trichel, Phys. Rev. **54**, 1078 (1938).
4. L. B. Loeb, Phys. Rev. **86**, 256 (1952).
5. Г. Н. Александров, ЖТФ **33**(2), 263 (1963).
6. W. L. Lama and C. F. Gallo, J. Appl. Phys. **45**, 103 (1974).
7. P. Dancer, R. C. Davidson, O. Farish, and M. Goldman, *Proceedings of the IEEE-AS Annual Meeting*, Cleveland 87 (1979), p. 87.
8. A. P. Napartovich Y. S. Akishev, A. A. Deryugin, I. V. Kochetov, M. V. Pan'kin, and N. I. Trushkin, J. Phys. D: Appl. Phys. **30**, 2726 (1997).

9. M. Černák, T. Hosokawa, S. Kobayashi, and T. Kaneda, J. Appl. Phys. **83**, 5678 (1998).
10. Ю. С. Акишев, М. Е. Грушин, И. В. Кочетов, А. П. Напартович, Н. И. Трушкин, Физика плазмы **25**, 998 (1999).
11. V. Tarasenko, E. Baksht, V. Kuznetsov, V. Panarin, V. Skakun, E. Sosnin, and D. Beloplotov, J. Atmospheric Science Research **3**(4), 28 (2020).
12. R. Zentner, Z. Angew Phys. **29**, 294 (1970).
13. R. Morrow, Phys. Rev. A **32**, 1799 (1985).
14. R. Morrow, Phys. Rev. A **32**, 3821 (1985).
15. M. Černák, T. Hoder, and Z. Bonaventura, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 013001 (2019).
16. Ю. С. Акишев, И. В. Кочетов, А. И. Лобойко, А. П. Напартович, Физика плазмы **28**, 1136 (2002).
17. Э. И. Асиновский, А. А. Петров, И. С. Самойлов, Письма в ЖЭТФ **86**, 354 (2007).
18. P. Sattari, C. F. Gallo, G. S. P. Castle, and K. Adamiak, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 155502 (2011).
19. В. Ф. Тарасенко, В. С. Кузнецов, В. А. Панарин, В. С. Скакун, Э. А. Соснин, Е. Х. Бакшт, Письма в ЖЭТФ **110**, 72 (2019).
20. B. Lu, H. Ma, and J. Xiong, IEEE Trans. Plasma Sci. **49**, 2055 (2021).
21. A. O. Kokovin, A. V. Kozyrev, and V. Yu. Kozhevnikov, J. Phys. Conf. Ser. **2064**, 012024 (2021).
22. В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, Э. А. Соснин, А. Г. Бураченко, В. А. Панарин, В. С. Скакун, Физика плазмы **44**, 447 (2018).