

## ИЗМЕРЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СКОРОСТИ СТРИМЕРА ПРИ ПРОБОЕ ВОЗДУХА В РЕЗКО НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© 2020 г. В. Ф. Тарасенко<sup>а, \*</sup>, Г. В. Найдис<sup>б</sup>, Д. В. Белоплов<sup>а</sup>, Д. А. Сорокин<sup>а</sup>,  
М. И. Ломаев<sup>а</sup>, Н. Ю. Бабаева<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

<sup>б</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 24.08.2019 г.

После доработки 29.09.2019 г.

Принята к публикации 29.09.2019 г.

Экспериментально и расчетно-теоретически исследованы скорости продвижения положительного и отрицательного стримеров в воздухе атмосферного давления при пробое промежутка игла–плоскость наносекундными импульсами напряжения. Получены данные об изменении скорости стримера, в том числе при различных амплитудах импульсов напряжения. Установлено, что форма стримера у плоского электрода зависит от амплитуды импульса напряжения. Подтверждено, что скорость стримера изменяется по мере его продвижения и максимальна у электрода с малым радиусом кривизны и у плоского электрода. Показано, что характер изменения расчетных значений скорости стримера вдоль промежутка согласуется с экспериментальными данными.

*Ключевые слова:* положительный и отрицательный стримеры, промежуток острие–плоскость, пробой атмосферного воздуха

DOI: 10.31857/S0367292120030117

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Последние годы возрос интерес к изучению пробоя в газах атмосферного давления при неоднородном электрическом поле и наносекундных импульсах напряжения [1–12]. Как известно, в воздухе, а также других газах, в этих условиях формируется диффузный разряд и регистрируется рентгеновское излучение [13]. Диффузные разряды находят применение в различных областях науки и техники [14–16]. Новые данные о свойствах разрядов в неоднородном электрическом поле были получены благодаря совершенствованию экспериментальных установок и измерительных приборов, а также созданию и модернизации расчетно-теоретических моделей. В частности, было показано, что при пробое в воздухе атмосферного давления промежутка острие–плоскость формируются широкие стримеры с поперечным размером до 8 см [17]. Однако работ, в которых сравниваются скорости стримеров в промежутке, полученные из эксперимента и из расчетно-теоретических моделей, весьма мало.

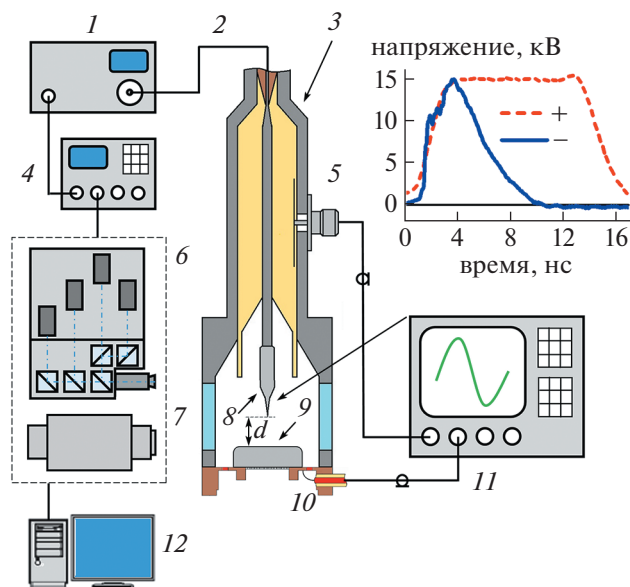
В данной работе проведены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования скоростей стримеров в воздухе атмосферного давле-

ния при наносекундном разряде в неоднородном электрическом поле. Рассмотрено влияние амплитуды импульса напряжения на параметры формируемых стримеров.

### 2. УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ

Экспериментальные исследования формирования разряда проводились на установке, показанной на рис. 1.

В установке использовалась газоразрядная камера с короткой коаксиальной линией, на которую подавались импульсы напряжения от двух высоковольтных генераторов ( $I$ ) [18], с волновым сопротивлением  $75 \Omega$ . Генератор ГИН-50-1 ( $U = 15 \text{ kV}$ ,  $\tau_{0.2-0.9} \approx 2.2 \text{ ns}$ ,  $\tau_{0.5} \approx 13 \text{ ns}$ ) имел положительную полярность, а генератор ГИН-100-01 ( $U = 15 \text{ kV}$ ,  $\tau_{0.1-0.7} \approx 0.7 \text{ ns}$ ,  $\tau_{0.5} \approx 4 \text{ ns}$ ) – отрицательную. Осциллограммы импульсов напряжения на выходе генераторов показаны на рис. 1. Импульсы напряжения передавались по высоковольтному кабелю – 2 на вход коаксиальной линии – 3. Согласование коаксиальной линии и кабеля, имеющих разные диаметры, обеспечивалось посредством специально изготовленного разъема, волновое сопротивление которого не изменялось



**Рис. 1.** Экспериментальная установка для исследования развития разряда с помощью щелевой камеры и четырехканальной ICCD-камеры. 1 – высоковольтный генератор, 2 – высоковольтный кабель (75  $\Omega$ ), 3 – передающая линия (75  $\Omega$ ), 4 – генератор запускающих импульсов BNC-565, 5 – емкостной делитель напряжения, 6 – ICCD-камера либо щелевая камера, 7 – кварцевое окно, 8 – острый электрод, 9 – плоский электрод, 10 – осциллограф, 11 – токовый шунт из чип-резисторов, 12 – компьютер.

при изменении его диаметра. Запуск генераторов осуществлялся с помощью генератора BNC-565 – 4. Напряжение на промежутке измерялось емкостным делителем напряжения – 5. Время распространения фронта волны напряжения от делителя до промежутка составляло 0.38 нс. Оптическое излучение плазмы разряда в области спектра 200–900 нм регистрировалось с помощью четырехканальной ICCD (intensified charge-coupled device) камеры HSFC-PRO (минимальная длительность экспозиции – 3 нс) и щелевой камеры Hamamatsu C10910-05 (временное разрешение не хуже 10 пс) – 6. Для вывода излучения использовалось кварцевое окно – 7. Высоковольтный электрод – 8 был изготовлен из швейной иглы длиной 5 мм, диаметром основания 1 мм и радиусом закругления кончика 75 мкм. Заземленный электрод – 9 был плоским. Он служил также токоприемной частью шунта – 10, изготовленного из чип-резисторов. Расстояние  $d$  между электродами составляло 8.5 мм. Сигналы с емкостного делителя напряжения и токового шунта, а также сигнал запуска первого канала ICCD камеры поступали на осциллограф Tektronix TDS3054B (500 МГц, 5 ГСэ/с).

Газоразрядная камера откачивалась и затем заполнялась воздухом при давлении 100 кПа.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При подаче импульсов напряжения на промежутке при отсутствии пробоя газа их амплитуда удваивалась. Амплитудные значения напряжения на промежутке были одинаковыми при обеих полярностях. Как будет показано далее, стример при обеих полярностях в данных условиях появлялся при достижении именно амплитудного напряжения на промежутке. Время формирования составляло  $\sim 1$  нс. Таким образом, в данных экспериментах можно было выявить влияние полярности на развитие стримера несмотря на то, что длительности импульсов напряжения заметно отличались (рис. 1).

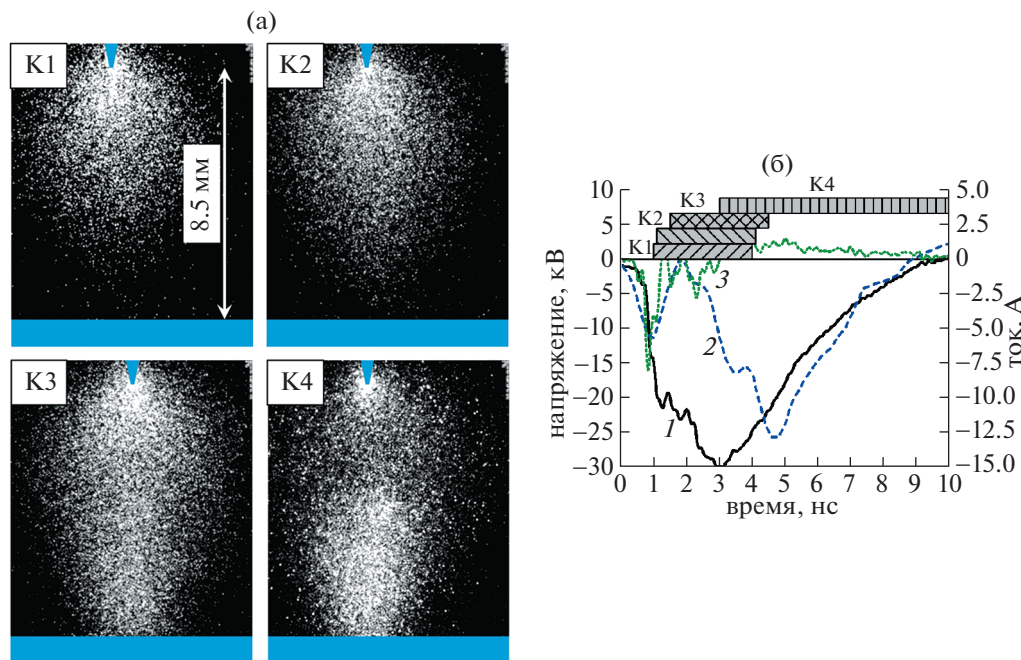
На рис. 2 представлены изображения свечения плазмы в различные моменты времени при отрицательной полярности, полученные с помощью четырехканальной ICCD-камеры, а также соответствующие осциллограммы напряжения и тока разряда. Кроме того, представлена расчетная кривая тока смещения, как произведение емкости  $C$  промежутка на скорость изменения напряжения  $dU(t)/dt$ .

Из рис. 2 видно, что в промежутке формируется стример, имеющий форму, близкую к шару на начальном этапе формирования. На последующих этапах по мере сокращения расстояния до плоского электрода фронт стримера вытягивается. После замыкания промежутка стримером формируется диффузный разряд. Однако вследствие окончания импульса напряжения ток разряда не увеличивается. Напряжение на промежутке падает и дальнейшего развития ионизационных процессов не происходит. Сопротивление диффузного разряда, сформированного стримером, достаточно высоко (сотни  $\Omega$ ). В результате ток проводимости был малым и не регистрировался.

Формирование стримера в промежутке сопровождается перераспределением напряженности электрического поля в нем, вызывая тем самым протекание через промежуток динамического тока смещения. Исследованию динамического тока смещения посвящены работы [20, 21]. Отметим только, что величина динамического тока смещения определяется скоростью перемещения стримера в промежутке, а также изменением его формы.

На рис. 3 представлены изображения свечения плазмы в различные моменты времени при положительной полярности, а также соответствующие осциллограммы напряжения и тока разряда.

Из рис. 3 видно, что при положительной полярности в промежутке также формируется стример, имеющий большие поперечные размеры. Качественных отличий в формировании отрицательного и положительного стримеров не наблюдается. Из осциллограмм и фотографий следует,



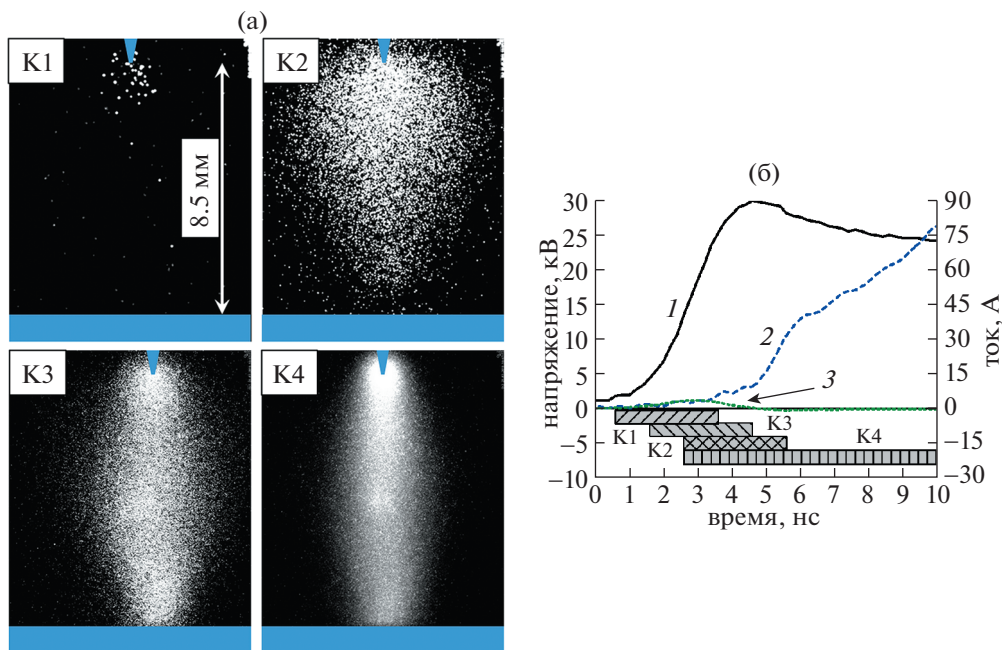
**Рис. 2.** (а) – Изображения свечения плазмы в различные моменты времени при разряде в воздухе при атмосферном давлении. К1 – К4 – каналы ICCD -камер; (б) – осциллограммы напряжения (1) и тока разряда (2). (3) – ток смешения  $C \cdot dU/dt$ , где  $C$  – емкость промежутка,  $U$  – напряжение. Прямоугольниками показано время включения каналов ICCD-камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции. Отрицательная полярность.

что стримеры появлялись при одной и той же амплитуде напряжения на промежутке. Необходимо отметить только, что в случае отрицательного стримера финальный этап его формирования происходил при несколько меньшем напряжении, чем в случае положительного стримера в виду окончания импульса напряжения отрицательной полярности. По этой причине наблюдается заметная разница в токе разряда после замыкания промежутка стримером.

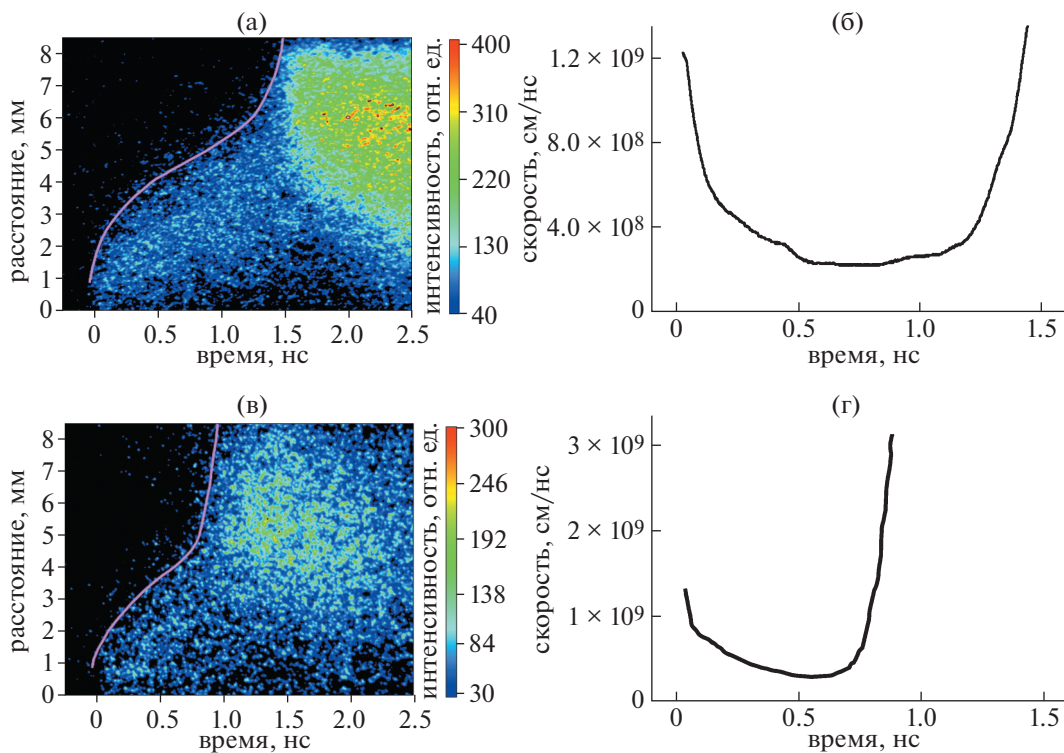
Импульс положительной полярности имеет плато (рис. 1), в течение которого процессы ионизации в газе продолжают развиваться после замыкания промежутка стримером. В результате ток разряда растет (рис. 3б). На этапе формирования положительного и отрицательного стримеров ток (динамический ток смешения) достигает примерно одинаковых значений (рис. 2б, 3б).

На рис. 4 представлены временные развертки свечения плазмы в области спектра 200–900 нм на этапе пробоя при обеих полярностях, полученные с помощью щелевой камеры. Также представлены мгновенные значения скорости перемещения светового фронта (скорости стримеров), вычисленные по этим данным. Необходимо отметить, что ошибка в измерении таким способом скорости стримера может достигать нескольких десятков процентов ввиду размытия фронта свечения и сложности определения его положения.

Скорость положительного стримера (максимальная и средняя) в этих условиях оказалась меньше, чем у отрицательного даже несмотря на то, что финальная стадия формирования отрицательного стримера происходит при спаде напряжения, обусловленным окончанием импульса. Наибольшие скорости регистрировались у электрода с малым радиусом кривизны и при приближении стримера к плоскому электроду. При увеличении напряжения в падающей волне скорость стримера увеличивалась (см. также [12]). При высоких напряжениях в воздухе атмосферного давления время формирования было менее 1 нс. Отметим, что при отрицательной полярности импульсов напряжения с генератором ГИН-100-01 за анодом из тонкой фольги или сетки регистрировался пучок убегающих электронов [19, 20]. Генерация пучков убегающих электронов в условиях, когда средняя по межэлектродному промежутку величина приведенной напряженности электрического поля заметно ниже порогового значения, обусловлена усилением электрического поля около электрода с малым радиусом кривизны и на фронте стримера. В используемой геометрии электродов напряженность электрического поля у острия даже при амплитуде импульса напряжения 20 кВ на промежутке превышала 1 МВ/см (рис. 9 в [19]), что выше порогового значения для убегаания электронов.



**Рис. 3.** (а) – Изображения свечения плазмы в области спектра 200–900 нм в различные моменты времени при разряде в воздухе при атмосферном давлении. К1–К4 – каналы ICCD-камеры; (б) – осциллограммы напряжения (1) и тока разряда (2). (3) – ток смещения  $C \cdot dU/dt$ , где  $C$  – емкость промежутка,  $U$  – напряжение. Прямоугольниками показано время включения каналов ICCD-камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции. Положительная полярность.



**Рис. 4.** Развертка во времени свечения плазмы в области спектра 200–900 нм на этапе пробоя при положительной (а) и отрицательной (в) полярностях. (б, г) – соответствующие скорости перемещения светового фронта стримера.

#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРИМЕРОВ

Для расчета динамики стримеров использовалась двумерная (осесимметричная) дрейфово-диффузионная модель [8, 17], включающая уравнения переноса для заряженных частиц и уравнение Пуассона для электрического поля. Помимо локальных кинетических процессов ионизации, прилипания и рекомбинации, в модели учитывается процесс образования электрон-ионных пар перед фронтом стримера вследствие ионизации молекул газа ультрафиолетовым излучением из области фронта.

Были проведены расчеты распространения положительных и отрицательных стримеров в воздухе атмосферного давления в промежутке сфера–плоскость длиной 8.5 мм, при постоянном во времени приложенном напряжении  $U = 20$  кВ. Начальные распределения концентраций электронов  $n_{e0}$  и положительных ионов  $n_{p0}$  приняты однородными внутри промежутка:  $n_{e0} = n_{p0} = 10^3 \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 5 показаны значения скорости стримеров  $V$  в зависимости от времени, для двух значений радиуса  $R$  сферического электрода — 1.5 и 1 мм. Скорость меняется немонотонно, возрастая при приближении стримера к плоскому электроду. При меньшем радиусе сферы (при более высокой напряженности поля вблизи электрода) скорость стримера вблизи сферы выше, тогда как средняя скорость практически не зависит от радиуса сферы.

Характер приведенных на рис. 5 зависимостей скорости стримера от времени (от положения фронта стримера) отвечает результатам экспериментов (рис. 4). Точнее, временные масштабы совпадают, но различаются масштабы скорости. Однако, в отличие от эксперимента, полученная в расчетах средняя скорость отрицательного стримера оказывается заметно меньшей, чем положительного. Возможная причина такого различия заключается в следующем: известно, что развитие отрицательного стримера сопровождается формированием распространяющегося от катода пучка убегающих электронов [19, 20], приводящего к дополнительной предьонизации газа и, тем самым, ускоряющим распространение стримера (пример расчета, показывающий увеличение скорости стримера при учете в модели процесса формирования распространяющегося от катода пучка быстрых электронов, приведен в [22]).

Точный расчет характеристик пучка затрудняется отсутствием детальной информации о свойствах поверхности катода (в частности, о структуре микрон неоднородностей, определяющей эмиссионные характеристики поверхности). Для оценки возможного влияния предьонизации газа пучком электронов на параметры отрицательных

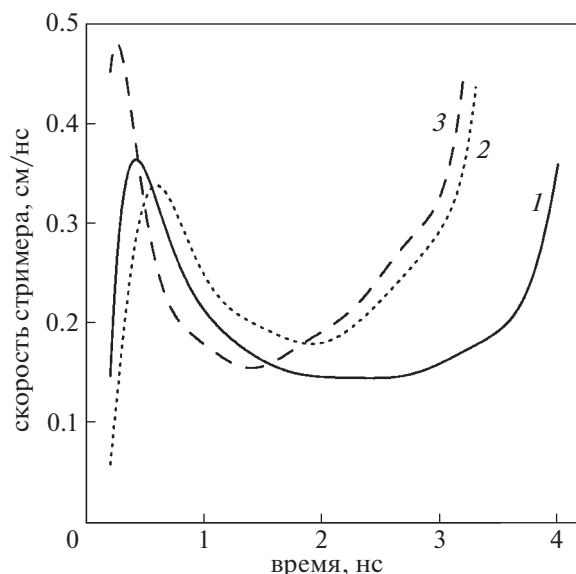
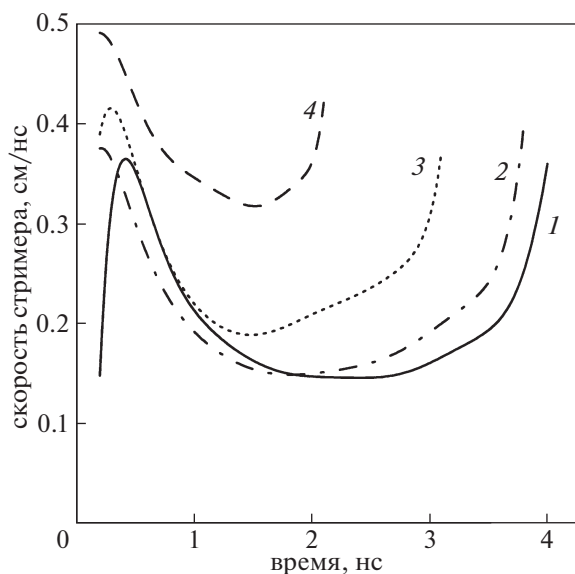


Рис. 5. Скорости отрицательного (1) и положительного (2, 3) стримеров в зависимости от времени, для радиусов сферы 1.5 мм (1, 2) и 1 мм (3).

стримеров нами использован следующий приближенный подход: предполагается, что пучок убегающих электронов быстро (до старта стримера) создает, ионизуя газ, тонкий канал с повышенной концентрацией заряженных частиц, по которому движется отрицательный стример. Распределение концентраций электронов  $n_{ech}$  и положительных ионов  $n_{pch}$  принято однородным вдоль канала и меняющимся в радиальном направлении  $r$  как  $n_{ech}(r) = n_{pch}(r) = n_{ch} \exp[-(r/R_{ch})^2]$ , с варьируемыми концентрацией заряженных частиц на оси  $n_{ch}$  и радиусом канала  $R_{ch}$ . Отметим, что быстрые электроны при движении от катода к аноду рассеиваются на молекулах газа, отклоняясь от оси разряда. Однако, как показывают, например, расчеты [23], возможны условия, в которых основная часть убегающих электронов образует узкий пучок с поперечным размером, почти не меняющимся вдоль промежутка, поэтому используемое приближение постоянства поперечного размера области с повышенным уровнем предьонизации представляется оправданным.

Результаты расчета (здесь и ниже приводятся данные, полученные для радиуса сферы 1.5 мм) приведенные на рис. 6, показывают, что наличие канала с повышенной начальной концентрацией заряженных частиц существенно ускоряет движение стримера, причем средняя скорость тем выше, чем больше концентрация  $n_{ch}$  и чем тоньше канал. Тем самым могут реализоваться режимы, в которых средняя скорость отрицательного стри-



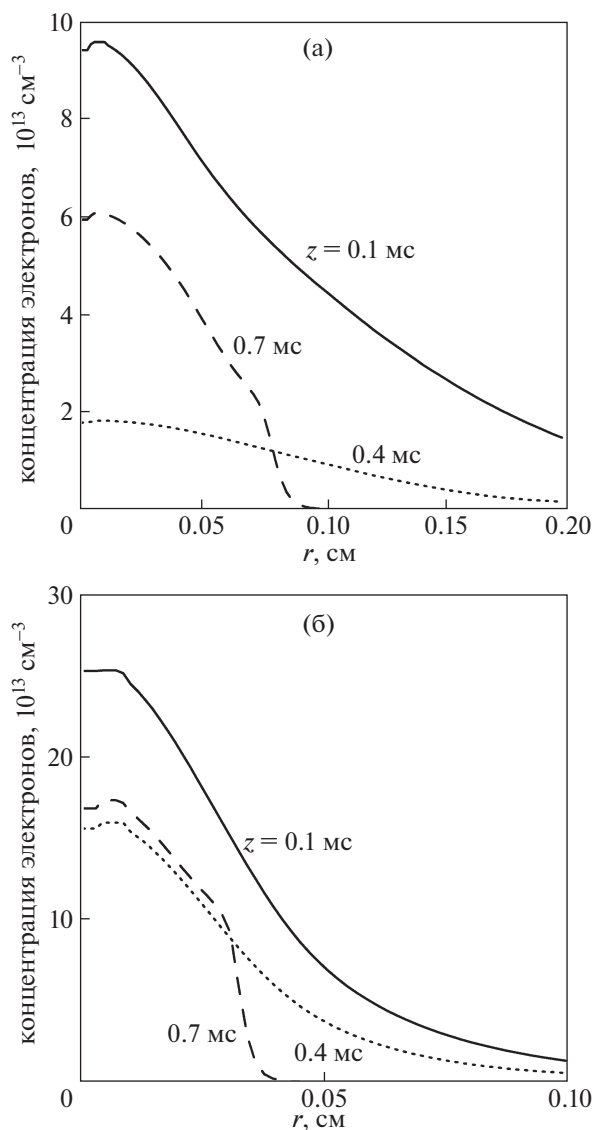
**Рис. 6.** Скорости отрицательных стримеров в зависимости от времени: 1 – в отсутствие канала, 2 – при  $n_{\text{ch}} = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $R_{\text{ch}} = 0.5 \text{ мм}$ , 3 – при  $n_{\text{ch}} = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $R_{\text{ch}} = 0.2 \text{ мм}$ , 4 – при  $n_{\text{ch}} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $R_{\text{ch}} = 0.2 \text{ мм}$ .

мера оказывается выше, чем положительного (подобно тому, что имеет место в эксперименте).

Влияние области с повышенной предыонизацией (канала) на поперечный размер отрицательного стримера показано на рис. 7, где приведены радиальные профили концентрации электронов  $n_e$  в разных сечениях (на разных расстояниях  $z$  от катода) за фронтом стримера. (Отметим, что значения  $n_e$  за фронтом на временах распространения стримера, порядка наносекунды, практически не меняются, поэтому ширина радиального профиля  $n_e$  отвечает ширине стримерного фронта в данном сечении.) В отсутствие канала полуширина стримера вблизи катода и в середине промежутка близка к 1 мм и уменьшается примерно вдвое при приближении фронта к плоскому аноду. При наличии канала полуширина стримера меняется вдоль оси слабо, составляя значение около 0.3 мм, близкое к радиусу канала.

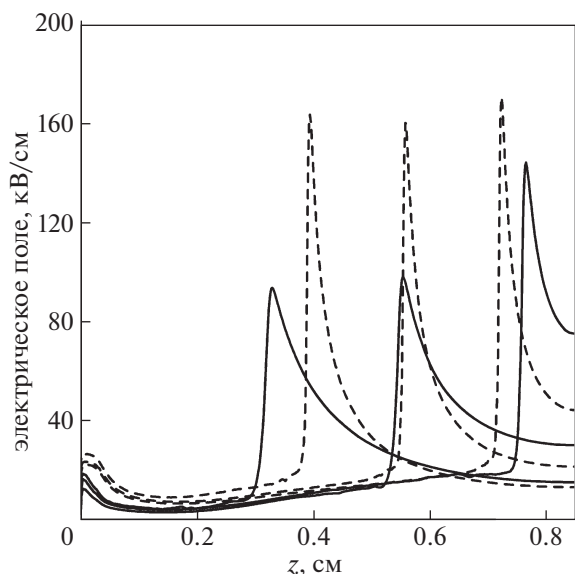
Наличие узкой области с повышенной концентрацией заряженных частиц влияет не только на форму стримера, но и на параметры стримерной плазмы. Так, рис. 7 показывает, что значения  $n_e$  на оси для варианта с каналом больше значений без канала, примерно втрое вблизи электродов и на порядок в центре промежутка.

Канал влияет также и на профили электрического поля при движении фронта стримера. Рисунок 8, где даны распределения электрического поля вдоль оси стримера в разные моменты времени, показывает, что наличие канала приводит,



**Рис. 7.** Радиальные распределения концентрации электронов на разных расстояниях  $z$  от катода за фронтом отрицательного стримера: (а) в отсутствие канала, (б) при  $n_{\text{ch}} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $R_{\text{ch}} = 0.2 \text{ мм}$ .

в центральной части промежутка, примерно к двукратному увеличению поля во фронте. При распространении стримера в однородной среде поле во фронте близко к значению, примерно 100 кВ/см, характерному для отрицательных стримеров в воздухе нормальной плотности, причем соотношение радиуса (около 1 мм) и скорости (0.1–0.2) см/нс, близко к тому, что дается аналитическими выражениями [24]. При наличии канала скорость, при меньшем радиусе стримера, выше, чем в однородной среде, что обусловлено более высоким значением поля в фронте стримера.



**Рис. 8.** Аксиальные распределения электрического поля в разные моменты времени при распространении отрицательных стримеров: сплошные линии – в отсутствие канала, пунктирные линии – при  $n_{ch} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $R_{ch} = 0.2 \text{ мм}$ .

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные данные и результаты моделирования показывают, что при наносекундном разряде в неоднородном электрическом поле пробой промежутка острие–плоскость происходит за счет формирования стримера, скорость которого существенно изменяется при его продвижении по промежутку. Величина амплитуды импульса напряжения влияет на форму стримера, которая также зависит от положения его фронта относительно острия. У электрода в форме иглы или конуса на начальной стадии пробоя формируются стримеры шаровой формы. Это объясняется резко неоднородным распределением электрического поля у острия и влиянием боковых стенок разрядной камеры. При уменьшении амплитуды импульса напряжения электрические поля достаточные для продвижения стримера достигаются только на центральной части его головки, расположенной на минимальном расстоянии у плоского электрода. Это приводит к его трансформации из шарового в цилиндрический с меньшим поперечным сечением.

После замыкания промежутка стримером как шаровой формы, так цилиндрической, в промежутке формируется диффузный разряд. Длительность диффузного разряда ограничена переходом его в искровую стадию, прежде всего за счет искровых лидеров, которые начинаются с электродных пятен [25].

При амплитуде напряжения на промежутке  $\approx 30 \text{ кВ}$  (см. рис. 2 и рис. 3) измеренная скорость распространения отрицательного стримера была выше, чем у положительного. Расчет, учитывающий, в качестве механизма образования электрон-ионных пар перед фронтом стримера, только ионизацию ультрафиолетовым излучением из области фронта, дает обратную зависимость – более медленное движение отрицательного стримера. Приближенный учет, для отрицательной полярности острия, возможного повышения концентрации заряженных частиц перед фронтом вследствие ионизации газа пучком убегающих электронов, эмитируемых с поверхности катода и фронта стримера, приводит к увеличению средней скорости отрицательного стримера до значений, превышающих скорость положительного стримера.

Таким образом, из проведенных исследований также следует, что при увеличении напряженности электрического поля пробой промежутка происходит согласно стримерному механизму. Однако замыкание разрядного промежутка стримером приводит к формированию диффузного разряда в воздухе атмосферного давления и других газах [20].

Результаты проведенных экспериментов также подтверждают результаты работы [17], в которой было показано, что для формирования одиночных широких стримеров конической формы надо использовать высоковольтный электрод в виде одиночного острия (иглы).

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные и расчетно-теоретические исследования стримерного пробоя в неоднородном электрическом поле показали, что скорость стримера существенно изменяется по мере его продвижения по промежутку. В условиях данной работы скорость отрицательного стримера была больше, чем у положительного. Наибольшие скорости регистрируются у острия в области высокого электрического поля при начальном расширении стримера и у плоского электрода. По мере удаления стримера от острийного электрода и увеличения размеров головки стримера, из-за уменьшения электрического поля в промежутке скорость стримера существенно уменьшается. Причем, с уменьшением амплитуды импульса напряжения или(и) его длительности стример может останавливаться в промежутке, а при малых напряжениях или(и) длительностях импульса не успевает формироваться. Увеличение скорости стримера у плоского электрода обусловлено повторным увеличением электрического поля. С приближением стримера к плоскому электроду и высоких амплитудах импульса напряжения его шаровая форма сохранится, а при уменьшении

напряжения диаметр стримера у плоского электрода уменьшается, и он принимает цилиндрическую форму.

Экспериментальная часть работы, выполненная в ИСЭ СО РАН, поддержана грантом РФФИ № 18-32-00103. Расчетная часть, выполненная в ОИВТ РАН, поддержана грантом РФФИ № 17-52-16002 в рамках проекта LIA-KAPPA.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Winands G.J.J., Liu Z., Pemen A.J.M., van Heesch E.J.M., Yan K.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41. P. 234001.
2. *Акишев Ю.С., Апонин Г.И., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Панькин М.В., Петряков А.В., Трушкин Н.И.* // *Физика плазмы.* 2008. Т. 34. С. 347–360.
3. *Briels T.M.P., Kos J., Winands G.J.J., van Veldhuizen E.M., Ebert U.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41. P. 234004.
4. *Tardiveau P., Moreau N., Bentaleb S., Postel C., Pasquiers S.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 175202.
5. *Starikovskiy A.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2011. V. 39. P. 2602.
6. *Yatom S., Yatom S., Gleizer J.Z., Levko D., Vekselman V., Gurovich V., Hupf E., Hadas Y., Krasik Y.E.* // *EPL (Europhysics Letters).* 2011. V. 96. P. 65001.
7. *Kanmae T., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Haaland R.K.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. P. 275203.
8. *Babaeva N.Yu., Naidis G.V.* // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. P. 083227.
9. *Tardiveau P., Magne L., Marode E., Ouaras K., Jeanney P., Bournonville B.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. P. 054005.
10. *Pechereau F., Bonaventura Z., Bourdon A.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016 V. 25. P. 044004.
11. *Тарасенко В.Ф., Бакирт Е.Х., Белоплотов Д.В., Бураченко А.Г., Ломаев М.И.* // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 376.
12. *Sorokin D.A., Tarasenko V.F., Beloplotov, D.V., Lomaev M.I.* // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. P. 143301.
13. *Тарасова Л.В., Худякова Л.Н.* // *ЖТФ.* 1969. Т. 39. №. 8. С. 1530.
14. *Hippler R., Kersten H., Schmidt M., Schoenbach K.H. (eds).* *Low Temperature Plasma: Fundamentals, Technologies, and Techniques.* WILEY-VCH Verlag GmbH&Co, 2008.
15. *Chu P. K., X. Lu (eds).* *Low Temperature Plasma Technology.* CRC Press, 2014.
16. *Panchenko A.N., Tarasenko V.F., Lomaev M.I., Panchenko N.A., Suslov A.I.* // *Optics Communications.* 2019. V. 430. P. 210.
17. *Тарасенко В.Ф., Найдис Г.В., Белоплотов Д.В., Костыря И.Д., Бабаева Н.Ю.* // *Физика плазмы.* 2018. Т. 44. С. 652.
18. *Efanov V.M., Efanov M.V., Komashko A.V., Kirilenko A.V., Yarin P.M., Zazoulin S.V.* *Ultra-Wideband, Short pulse electromagnetics 9. Part 5.* Springer, 2010.
19. *Tarasenko V., Beloplotov D., Lomaev M., Sorokin D.* // *Plasma Science and Technology.* 2019. V. 21. P. 044007.
20. *Белоплотов Д.В. Тарасенко В.Ф., Сорокин Д.А., Ломаев М.И.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2017. Т. 106. С. 627.
21. *Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Sorokin D.A., Tarasenko V.F.* // *Phys. Plasmas.* 2018. V. 25. P. 083511.
22. *Babaeva N.Yu., Naidis G.V., Tereshonok D.V., Son E.E.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 434002.
23. *Oreshkin E.V., Barengolts S.A., Chaikovskiy S.A., Oreshkin V.I.* // *Phys. Plasmas.* 2015. V. 22. P. 123505.
24. *Naidis G.V.* // *Phys. Rev. E.* 2009. V. 79. P. 057401.
25. *Тарасенко В.Ф., Бакирт Е.Х., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Сорокин Д.А.* // *ЖТФ.* 2013. Т. 83. Вып. 8. С. 29.