Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 2, с. 133 – 139 © 2021 г. 25 января

О механизме генерации убегающих электронов после пробоя промежутка

Д. В. Белоплотов[+1)], *В. Ф. Тарасенко*[+*], *В. А. Шкляев*[+], *Д. А. Сорокин*[+]

[+]*Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, 634055 Томск, Россия*

[*]*Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 30 ноября 2020 г.
После переработки 30 ноября 2020 г.
Принята к публикации 3 декабря 2020 г.

Представлены данные, объясняющие генерацию убегающих электронов после пробоя промежутка с резко неоднородным распределением напряженности электрического поля. Используя специальную методику измерения тока смещения, вызванного появлением и движением стримера, осуществлена привязка осциллограмм напряжения и тока убегающих электронов друг к другу, а также к динамике формирования стримера, которая регистрировалась с помощью четырехканальной ICCD камеры. Показано, что первый пучок убегающих электронов генерируется в окрестности острийного катода в момент появления стримера. Второй пучок убегающих электронов генерируется в момент прихода на острийный катод обратной волны ионизации. Предполагается, что генерация второго пучка убегающих электронов происходит в катодном слое. Это подтверждается тем, что второй пучок убегающих электронов отсутствует в тех реализациях разряда, при которых наблюдается свечение катодного пятна до замыкания промежутка плазмой.

DOI: 10.31857/S1234567821020105

Введение. Наносекундный газовый разряд, как эффективный способ генерации низкотемпературной плазмы, привлекает внимание исследователей во всем мире. С его помощью можно стерилизовать медицинские инструменты, продукты питания, упаковочные изделия, проводить очистку выхлопных газов и сточных вод, обрабатывать поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков, а также живые ткани [1]. Широкие возможности применения плазмы наносекундных разрядов обусловлены разнообразием химически активных форм атомов и молекул, формируемых в процессах ионизации, возбуждения, диссоциации, рекомбинации.

Процесс формирования наносекундных газовых разрядов часто сопровождается генерацией убегающих электронов (УЭ). Особенно сильно эффект проявляется в разрядах, формирующихся в условиях высокого перенапряжения. Это обеспечивается использованием промежутков с резко неоднородным распределением напряженности электрического поля и наносекундой длительностью импульсов высокого напряжения. Роль УЭ в формировании разрядов, в том числе атмосферных, вновь начинает активно обсуждаться в связи с развитием как теоретических моделей, так и измерительной техники [2–14]. Так, в недавних теоретических исследованиях было показано, что УЭ способны обеспечить предварительную ионизацию газа перед фронтом отрицательного стримера, формирующегося в воздухе при атмосферном давлении, без "включения" фотоионизации [3]. В экспериментальных исследованиях было обнаружено, что УЭ могут генерироваться не только в предпробойной стадии разряда, но также после пробоя промежутка при спаде напряжения [15]. В этом случае наблюдались два импульса тока УЭ длительностью ≈ 0.1 и ≈ 0.3 нс соответственно, а задержка между ними составляла ≈ 1 нс. Предполагается, что генерация второго импульса происходит при распространении вторичных волн ионизации. Двойные импульсы тока УЭ наблюдались также в недавней работе [16] при на порядок большем напряжении на промежутке и в ≈ 4 раза большем давлении воздуха, чем в [15]. Задержка между импульсами тока составляла ≈ 0.15 нс. Предполагается, что генерация второго потока УЭ происходит в частично ионизованном промежутке после прохождения первого потока УЭ. Ранее генерация двойных УЭ наблюдалась также в работах [17, 18].

В данной работе мы попытаемся ответить на вопрос о механизме генерации второго пучка УЭ в условиях (напряжение, давление газа, зазор), близких к работе [15]. Для этого формирование разря-

1) e-mail: rff.qep.bdim@gmail.com

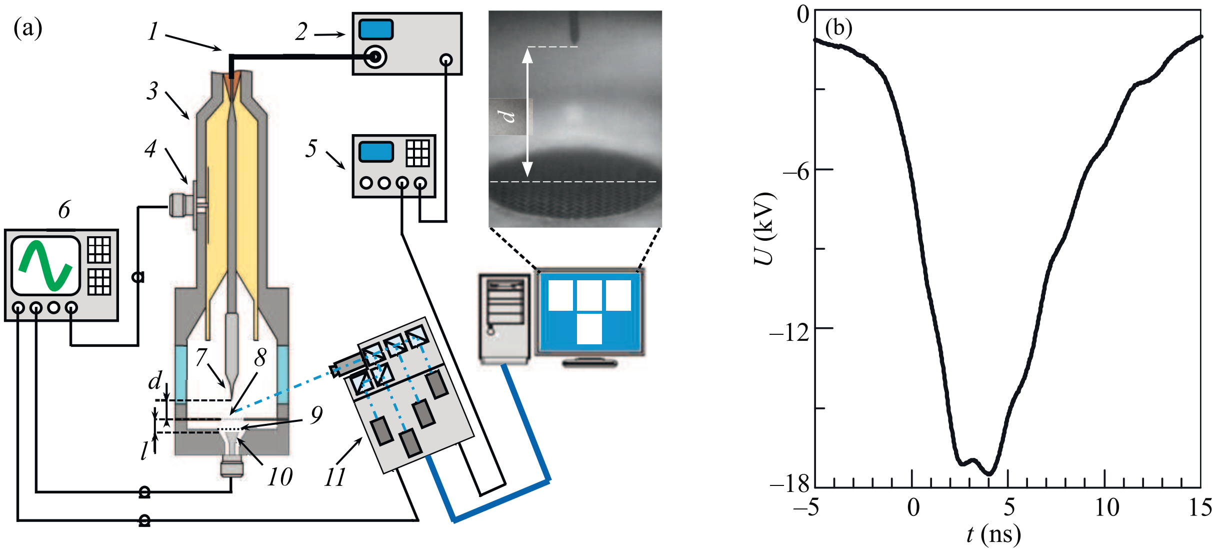

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема экспериментальной установки. *1* – высоковольтный кабель; *2* – генератор высоковольтных наносекундных импульсов напряжения; *3* – коаксиальная передающая линия; *4* – емкостный делитель напряжения; *5* – генератор запуска; *6* – осциллограф; *7* – высоковольтный электрод; *8* – заземленный электрод (сетка); *9* – сетка; *10* – коллектор; *11* – ICCD камера. (b) – Осциллограмма импульса напряжения на согласованную нагрузку

да исследовалось с применением методов высокоскоростной съемки, а также с применением нового метода исследования разряда посредством измерения тока смещения, вызванного движением стримера [19]. Данный метод был использован для определения момента генерации УЭ относительно динамики отрицательного стримера, формирующегося в воздухе при атмосферном давлении [20]. Таким образом, цель работы – определить механизм генерации УЭ после замыкания промежутка плазмой.

Экспериментальная установка и методики измерений. Эксперименты проводились на установке, состоящей из газоразрядной камеры, совмещенной с передающей линией ($Z = 75\Omega$), генератора высоковольтных наносекундных импульсов напряжения NPG-18/3500N, осциллографа LeCroy WaveMaster 30Zi (16 ГГц, 20 ГС/с) и четырехканальной ICCD-камеры HSFC-PRO. Схема экспериментальной установки, а также осциллограмма импульса напряжения на согласованную нагрузку представлены на рис. 1.

Импульсы напряжения подавались на вход передающей линии с помощью высоковольтного коаксиального кабеля длиной 3 м с волновым сопротивлением 75 Ω. Импульсы напряжения регистрировались с помощью емкостного делителя напряжения, установленного в передающей линии. Напряжение на промежутке восстанавливалось по падающей (рис. 1b) и отраженной волнам. Высоковольтный электрод длиной 5 мм был изготовлен из швейной иглы диаметром основания 1 мм и радиусом закругления кончика иглы 75 мкм. Заземленный электрод был плоским с отверстием в центре диаметром 1 см. В отверстие устанавливалась перфорированная сетка с коэффициентом пропускания 0.75. Кромка отверстия была скруглена и отполирована для того, чтобы исключить неоднородность распределения напряженности электрического поля на границе кромка-сетка. Это позволило избежать замыкания канала разряда на кромку. Расстояние между электродами составляло 8.5 мм.

Ток УЭ I_{RE} измерялся с помощью коллектора, расположенного за сетчатым электродом. Перед приемной частью коллектора располагалась сетка с коэффициентом пропускания 0.3 (см. рис. 1a). Это позволяло исключить влияние электрического поля, проникающего через сетчатый электрод. Однако при отсутствии сетки перед приемной частью коллектора можно одновременно измерять ток УЭ I_{RE} и динамический ток смещения I_{DDC}, вызванный перераспределением электрического поля в основном промежутке при формировании плазмы [19]. По осциллограмме динамического тока смещения I_{DDC} можно определить с высокой точностью, в какой момент времени появился стример и когда он прибыл на плоский заземленный электрод [19]. Имея сумму двух сигналов I_{RE} и I_{DDC}, можно точно определить момент генерации УЭ [20].

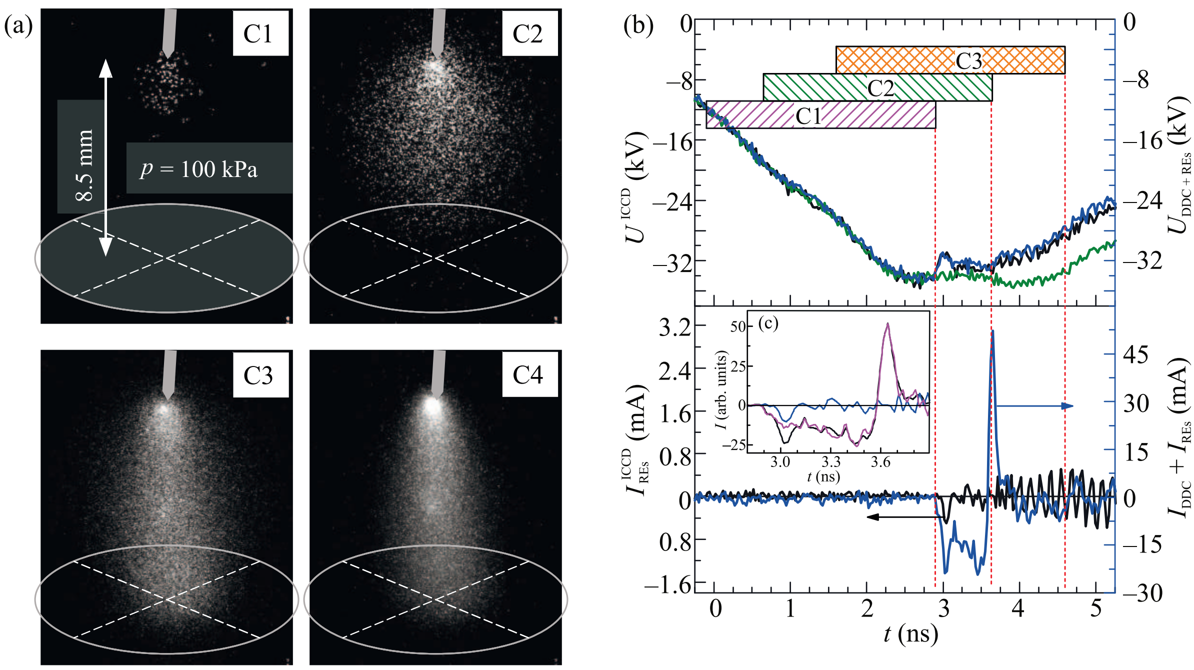

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Изображения свечения плазмы разряда в воздухе при давлении 100 кПа. (b) – Осциллограммы напряжения U^{ICCD} и тока убегающих электронов $I_{\mathrm{REs}}^{\mathrm{ICCD}}$ во время съемки свечения разряда с помощью четырехканальной ICCD камеры, а также осциллограммы напряжения $U_{\mathrm{DDC+REs}}$ и тока убегающих электронов I_{REs} вместе с динамическим током смещения I_{DDC}, записанные в отдельном эксперименте. Зеленая кривая – осциллограмма напряжения в режиме холостого хода. (c) – Осциллограммы тока убегающих $I_{\mathrm{REs}}^{\mathrm{ICCD}}$ и $I_{\mathrm{REs}} + I_{\mathrm{DDC}}$, а также разница этих сигналов. C1, C2, C3, C4 - номера каналов ICCD камеры. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции

Развитие свечения плазмы в промежутке исследовалось с помощью четырехканальной ICCD-камеры. Данная камера позволяет получить четыре последовательных изображения с известной задержкой друг относительно друга за один импульс. Минимальная длительность экспозиции одного кадра составляет 3 нс. В эксперименте длительность экспозиции трех каналов составляла 3 нс, а у четвертого – 20 нс. Таким образом, первые три канала (C1–C3) позволяли исследовать динамику формирования разряда, а четвертый канал (C4) позволял получить интегральное за импульс изображение свечения плазмы. При этом канал C1 в момент запуска формировал синхросигнал, который записывался осциллографом одновременно с сигналами с емкостного делителя напряжения и коллектора. Это позволило связать ICCD-изображения и осциллограммы напряжения и тока УЭ.

В отдельной серии экспериментов осуществлялись измерения динамического тока смещения I_{DDC}, вызванного перераспределением напряженности электрического поля в промежутке при формировании и распространении стримера, и тока УЭ I_{RE} с помощью коллектора. Результатом проведенного эксперимента стала привязка осциллограмм тока УЭ к напряжению на промежутке, восстановленному по падающей и отраженной волнам.

Газоразрядная камера откачивалась форвакуумным насосом и затем заполнялась воздухом. Давление варьировалось в диапазоне 12–100 кПа.

Результаты и их обсуждение. При давлении воздуха 100 кПа наблюдалось формирование стримера большого диаметра (рис. 2), как и в предшествующих исследованиях [2, 4, 15, 19]. Характерные особенности динамики формирования такого стримера – высокая скорость стримера при старте и перед замыканием промежутка [21], а также протекание заметного тока во внешней цепи при формировании стримера, величина которого пропорциональна его скорости. Этот ток мы называем динамическим током смещения, чтобы отметить тот факт, что он вызван не внешним изменением потенциалов электродов, а перераспределением электрического поля в зазоре, вызванным формированием стримера [19]. Кроме того, появление и формирование стримера (рис. 2a) сопровождается уменьшением напряжения на промежутке

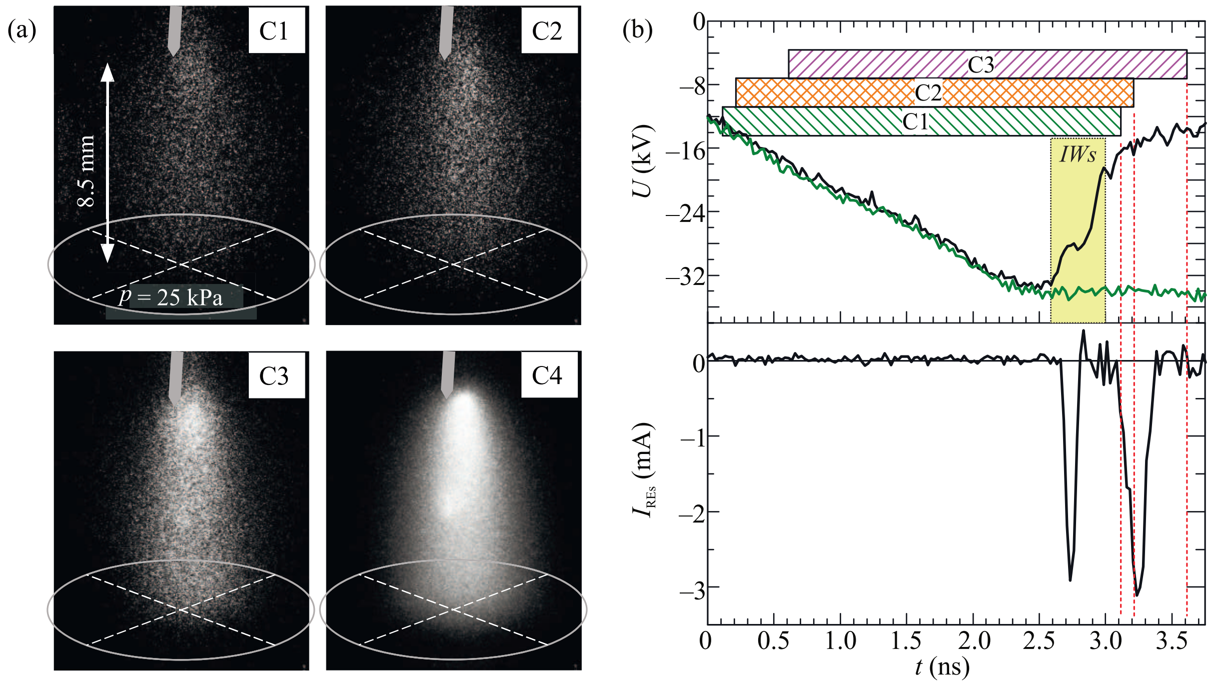

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Изображения свечения плазмы разряда в воздухе при давлении 25 кПа. (b) – Соответствующие осциллограммы напряжения U и тока убегающих электронов $I_{\rm REs}$. Зеленая кривая – осциллограмма напряжения в режиме холостого хода. C1, C2, C3, C4 – номера каналов ICCD камеры. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции. IWs – прямая и обратная волны ионизации. Случай, когда катодное пятно отсутствует на начальной стадии разряда

(рис. 2b), поскольку во внешней цепи уже протекает ток. Этот эффект был также описан теоретически [22, 23]. Спад напряжения тем сильнее, чем выше скорость стримера (см. осциллограммы напряжения на рис. 2–4).

Динамический ток смещения $I_{\rm DDC}$ может быть измерен с помощью коллектора, расположенного за сетчатым заземленным электродом (рис. 1). Это возможно по той причине, что электрическое поле проникает через сетку с большим ($\sim 10^4$ раз [20]) ослаблением. По осциллограмме $I_{\rm DDC}$ можно определить момент появления стримера (рост $I_{\rm DDC}$, рис. 2b, c) и момент его прихода на противоположный сетчатый электрод (смена полярности $I_{\rm DDC}$, рис. 2b, c), а также можно определить момент генерации УЭ относительно динамики стримера [20]. Кроме того, можно рассчитать напряженность электрического поля $E_{\rm c}(t)$ вблизи сетчатого электрода в абсолютных единицах [19].

На рисунке 2b представлены осциллограмма тока УЭ $I_{\rm REs}^{\rm ICCD}$, измеренного в эксперименте с применением ICCD-камеры, и осциллограмма суммы $I_{\rm REs} + I_{\rm DDC}$, измеренной в отдельном эксперименте. Необходимо отметить, что в каждом эксперименте было записано $\sim 10^2$ осциллограмм, а затем выбраны случаи с одинаковым запаздыванием пробоя. Видно, что если в двух разных экспериментах процессы ионизации стартуют в одинаковых условиях по напряжению, то динамика формирования разряда воспроизводится (рис. 2a, $U^{\rm ICCD}$ и $U_{\rm DDC+REs}$). Это позволяет осуществить привязку тока УЭ $I_{\rm REs}^{\rm ICCD}$ к осциллограмме напряжения $U^{\rm ICCD}$ и к динамике формирования стримера, представленной на рис. 2a.

Из рисунка 2b, c видно, что УЭ регистрируются коллектором на ≈ 80 пс позднее начала тока $I_{\rm DDC}$. Однако необходимо учитывать, что скорость УЭ с энергией ≈ 35 кэВ меньше скорости распространения электромагнитной волны, вызывающей сигнал $I_{\rm DDC}$. Оценки, при которых учитывалось распределение напряженности электрического поля в промежутке без плазмы, показывают, что УЭ, сгенерированные вблизи катода, прибывают на коллектор на ≈ 75 пс позднее, чем электромагнитная волна, вызванная появлением плазмы в окрестности катода. Распределение электронов по энергиям не учитывалось. Таким образом, осциллограмма импульса тока УЭ $I_{\rm DDC}$ должна быть смещена на ≈ 75 пс влево, что будет соответствовать моменту генерации УЭ относительно появления стримера. Из этого следует, что УЭ генерируется непосредственно при старте процес-

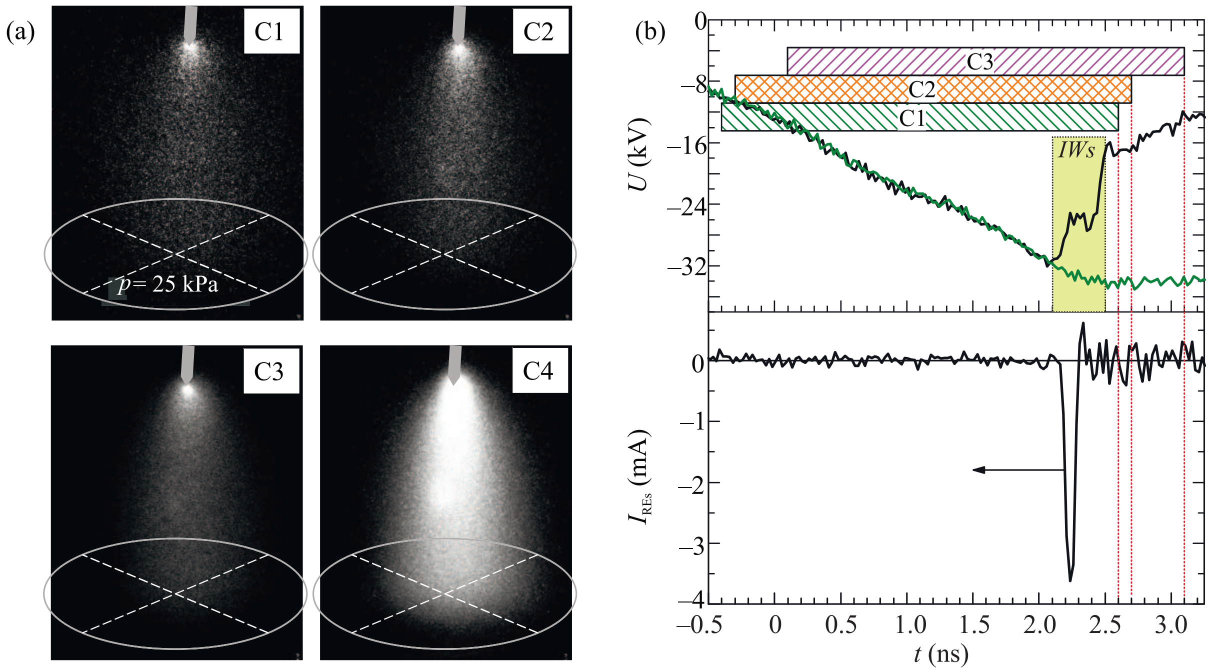

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Изображения свечения плазмы разряда в воздухе при давлении 25 кПа. (b) – Соответствующие осциллограммы напряжения U и тока убегающих электронов I_{REs}. Зеленая кривая – осциллограмма напряжения в режиме холостого хода. C1, C2, C3, C4 – номера каналов ICCD камеры. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции. IWs – прямая и обратная волны ионизации. Случай, когда катодное пятно сформировалось к моменту замыкания промежутка плазмой

сов ионизации вблизи катода. Длительность импульса тока УЭ на полувысоте составляет 77 пс.

Момент переполяривания I_{DDC} (рис. 2b, c) соответствует достижению максимума величины $E_{\mathrm{c}}(t)$. Далее, $E_{\mathrm{c}}(t)$ убывает вследствие ионизации газа вблизи поверхности сетки и "вытеснения" электрического поля – происходит перераспределение напряженности электрического поля в ионизованном промежутке и, как мы полагаем, формируется обратная волна ионизации. В работе [21] наблюдалось характерное распространение фронта свечения в обратном направлении на изображениях, полученных с помощью стрик-камеры. Данные, полученные за $\sim 10^2$ импульсов в различных условиях, показывают, что обратная волна ионизации формируется всегда.

На рисунке 3 представлены ICCD-изображения свечения плазмы разряда, а также соответствующие осциллограммы напряжения и тока УЭ при давлении воздуха 25 кПа. Моменты включения и длительность экспозиции каналов ICCD камеры C1–C3 показаны прямоугольниками на рис. 3b.

Необходимо отметить, что независимо от давления пробой чаще всего случался при выходе напряжения на плато. Видно, что при данных условиях наблюдаются два импульса тока УЭ. Второй импульс тока УЭ регистрируется на спаде напряжения на промежутке. Привязка осциллограмм тока УЭ к осциллограммам напряжения осуществлялась способом, описанным выше. Однако для определения момента генерации каждого пучка УЭ необходимо учесть время пролета электронами расстояния от зоны генерации до коллектора. Первый пучок УЭ генерируется в окрестности катода при старте процессов ионизации. Как уже было установлено выше, импульс тока УЭ должен быть смещен влево на ≈ 75 пс, что будет соответствовать моменту генерации УЭ. Второй пучок, предположительно, генерируется в катодном слое после того, как обратная волна ионизации достигла катода. Распространению в промежутке обратной волны ионизации соответствует второй резкий спад напряжения на промежутке (рис. 3b). Генерация второго пучка УЭ происходит при напряжении на промежутке от -20 до -15 кВ. При этом напряжении время пролета электронами расстояния от катода до коллектора составляет ≈ 100 пс. Распределение электронов по энергиям не учитывалось.

По-видимому, при подходе фронта обратной волны ионизации к катоду приведенная напряженность электрического поля E/p в катодном слое резко увеличивается и превышает критическую величину $(E/p)_{\mathrm{cr}}$, необходимую для перехода заметной части электронов в режим непрерывного ускорения. Кроме того, резко должен увеличиться ток автоэлектронной эмиссии с катода. Набрав высокую энергию в катодном слое, электроны могут продолжить ускоряться в канале плазмы, поскольку, как известно, величина $(E/p)_{\mathrm{cr}}$ уменьшается с ростом энергии электронов.

Катодный слой может исчезнуть в результате взрыва микровыступов на поверхности катода и формирования катодного пятна. Как видно из рис. 3a, катодное пятно отсутствует на начальной стадии разряда. Оно наблюдается только на изображении, полученном за весь импульс (рис. 3a, кадр C4).

Однако катодное пятно может сформироваться уже к моменту прихода стримера (первой волны ионизации) на анод (рис. 2) или к моменту прихода на катод обратной волны ионизации (рис. 4). В таких вариантах реализации разряда наблюдался только один импульс тока УЭ, как это показано на рис. 4.

При давлении воздуха 12 кПа генерация двух пучков УЭ наблюдалась почти в каждом импульсе. Кроме того, наблюдались реализации разряда, когда генерировался только второй пучок УЭ. Особенность формирования разряда при данном давлении состояла в том, что плазма примыкала не только к кончику иглы, но также к ее боковой поверхности, площадь которой в десятки раз больше. В этом случае, при сопоставимом токе разряда (300–400 А) плотность тока с катода j была в десятки раз меньше, что как минимум на два порядка увеличивает время формирования t_{f} катодного пятна ($j^2 t_{\mathrm{f}} = \mathrm{const}$ [24]).

Выводы. Полученные данные показывают, что генерация УЭ может происходить при достаточно низких (десятки кВ) напряжениях на промежутке с резко неоднородным распределением напряженности электрического поля. Наличие катодного слоя может обеспечивать генерацию УЭ даже после замыкания промежутка плазмой первой волны ионизации. При этом амплитуда и длительность импульса тока УЭ больше, чем у импульса тока УЭ, сгенерированных в предпробойной стадии разряда. Быстрый переход к взрывной эмиссии электронов ограничивает генерацию второго пучка УЭ. Полученные данные расширяют представление о генерации УЭ. Например, можно ожидать генерацию УЭ в условиях, когда распределение напряженности электрического поля однородное, но возможно формирование катодного слоя.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-02-00733.

Авторы благодарят центр коллективного пользования ТомЦКП СО РАН за предоставленные приборы LeCroy Wave Master 830Zi-A и ICCD камера HSFC Pro.

1. K-D. Weltmann, J. F. Kolb, M. Holub, D. Uhrlandt, M. Šimek, K. Ostrikov, S. Hamaguchi, U. Cvelbar, M. Černák, B. Locke, A. Fridman, P. Favia, and K. Becker, Plasma Process Polym. **16**, 1800118 (2018).
2. G. V. Naidis, V. F. Tarasenko, N. Yu. Babaeva, and M. I. Lomaev, Plasma Sources Sci. Technol. **27**, 013001 (2018).
3. N. Y. Babaeva, G. V. Naidis, D. V. Tereshonok,0 and E. E. Son, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 434002 (2018).
4. В. Ф. Тарасенко, Г. В. Найдис, Д. В. Белоплотов, Д. А. Сорокин, М. И. Ломаев, Н. Ю. Бабаева, Физика плазмы **46**, 273 (2020).
5. V. Tarasenko, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 034001 (2020).
6. А. В. Козырев, Е. М. Баранова, В. Ю. Кожевников, Н. С. Семенюк, Письма в ЖТФ **43**, 56 (2017).
7. V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk, and A. O. Kokovin, IEEE Trans. Plasma Sci. **46**, 3468 (2018).
8. V. A. Shklyaev, E. Kh. Baksht, S. Ya. Belomyttsev, A. G. Burachenko, and A. A. Grishkov, J. Appl. Phys. **121**, 093304 (2017).
9. V. A. Shklyaev, E. Kh. Baksht, S. Ya. Belomyttsev, A. G. Burachenko, A. A. Grishkov, and V F. Tarasenko, J. Appl. Phys. **118**, 213301 (2015).
10. G. S. Diniz, C. Rutjes, U. Ebert, and I. S. Ferreira, J. Geophys. Res. Atmos. **124**, 189 (2019).
11. D. Sarria, C. Rutjes, G. Diniz, A. Luque, K. M. A. Ihaddadene, J. R. Dwyer, N. Ostgaard, A. B. Skeltved, I. S. Ferreira, and U. Ebert, Geosci. Model Dev. **11**, 4515 (2018).
12. S. Nijdam, J. Teunissen, and U. Ebert, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 103001 (2020).
13. Н. М. Зубарев, Г. А. Месяц, М. И. Яландин, Письма в ЖЭТФ **105**, 515 (2017).
14. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **189**, 747 (2019).
15. V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, M. I. Lomaev, and D. A. Sorokin, Plasma Sci. Technol. **21**, 044007 (2019).
16. N. Zubarev, K. Sharypov, S. Shunailov, A. Sadykova, V. Shpak, and M. Yalandin, *Proceedings – 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE)*, Tomsk, Russia (2020), p. 364.
17. Е. Х. Бакшт, В. Ф. Тарасенко, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, Письма ЖТФ **33**, 29 (2007).

18. A. V. Gurevich, G. A. Mesyats, K. P. Zybin, A. G. Reutova, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, and M. I. Yalandin, Phys. Lett. A **375**, 2845 (2011).
19. Д. В. Белоплотов, М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, Д. А. Сорокин, Письма в ЖЭТФ **107**, 636 (2018).
20. D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, M. I. Lomaev, and D. A. Sorokin, IEEE Trans. Plasma Sci. **47**, 4521 (2019).
21. D. A. Sorokin, V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, and M. I. Lomaev, J. Appl. Phys. **125**, 143301 (2019).
22. S. Ya. Belomyttsev, A. A. Grishkov, V. A. Shklyaev, and V. V. Ryzhov, J. Appl. Phys. **123**, 203302 (2018).
23. S. Ya. Belomyttsev, A. A. Grishkov, V. A. Shklyaev, and V. V. Ryzhov, J. Appl. Phys. **123**, 043309 (2018).
24. С. П. Бугаев, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, УФН **115**, 101 (1975).