

03;04

Параметры микроканальной структуры в начальной фазе искрового разряда в воздухе атмосферного давления в промежутке острие—плоскость

© К.И. Алмазова¹, А.А. Амирова², А.Н. Белоногов¹, В.В. Боровков¹, Г.Б. Рагимханов^{3,¶},
Д.В. Терешонок⁴, А.А. Тренькин¹, З.Р. Халикова³

¹ Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

² Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН, Махачкала, Россия

³ Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

⁴ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

¶ E-mail: gb-r@mail.ru

Поступило в Редакцию 31 августа 2020 г.

В окончательной редакции 5 октября 2020 г.

Принято к публикации 5 октября 2020 г.

Представлены результаты исследований микроструктуры в начальной фазе искрового разряда в воздухе в промежутке острие—плоскость длиной 1.5 мм. Измерения показывают, что в течение 15 ns после пробоя канал представляет собой совокупность большого числа микроканалов, ток в канале нарастает практически линейно до значения 1 кА, а концентрация электронов достигает значения $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. С учетом экспериментальных данных проведены расчеты кинетики процессов в отдельном микроканале. Установлено, что средняя температура электронов составляет от 4 до 8 eV, напряженность электрического поля $\sim 300 \text{ kV/cm}$, электропроводность $\sim 10 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Полученные результаты свидетельствуют о том, что именно микроструктура разряда обуславливает относительно высокие значения средней температуры электронов в совокупности с достаточно большой степенью ионизации.

Ключевые слова: газовый разряд, микроструктура, температура электронов, степень ионизации газа.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.02.50541.18533

Актуальность активного исследования импульсных газовых разрядов обусловлена их широким практическим применением. Несмотря на длительный период изучения, для полноценного понимания и описания некоторых аспектов газоразрядных процессов все еще недостаточно экспериментальных данных. Особенно это касается начальной фазы разрядов в плотных газах ввиду необходимости высокого пространственно-временного разрешения регистрирующего оборудования и методик [1].

Относительно недавно с помощью теневых и интерференционных методов было обнаружено, что в начальной фазе искрового разряда визуально выглядящий сплошным канал может представлять собой пучок, состоящий из большого числа микроканалов [2,3].

В настоящей работе представлены экспериментальные данные о начальной фазе микроструктурированного искрового разряда в промежутке острие—плоскость в воздухе атмосферного давления, а также результаты расчетно-теоретического рассмотрения процессов в отдельных микроканалах в интервале времени от 2 до 15 ns после пробоя. Работа дополняет результаты исследований [3], которые посвящены рассмотрению динамики искры при временах 20–60 ns.

С практической точки зрения это может представлять существенный интерес для создания плазмохимических реакторов.

Эксперименты проводились на стенде, включающем генератор импульсов напряжения (ГИН), кабельную линию, разрядный промежуток, диагностическую аппаратуру и систему синхронизации. Подробно аппаратура и методики описаны в работе [3] (см. также ссылки к ней).

Импульс напряжения с ГИН (амплитуда 30 кВ, длительность фронта 7 ns, полярность положительная) через кабельную линию длиной 7 м подавался на разрядный промежуток острие—плоскость с зазором 1.5 мм. Параметры острейного электрода были следующими: диаметр 10 мм, угол при вершине 14° , радиус кривизны 0.1 мм, материал — нержавеющая сталь. Плоский электрод был изготовлен из алюминиевого сплава.

Измерение напряжения (емкостным делителем) и тока (резистивным шунтом) осуществлялось на выходе ГИН с временным разрешением не хуже 1 ns.

Система оптической регистрации включала в себя источник зондирующего излучения — лазер (длина волны $\lambda = 532 \text{ nm}$, длительность импульса на полувысоте 6 ns), объектив, светофильтры и цифровую электронно-оптическую камеру, посредством которой после прохождения лазерного излучения через область разряда регистрировалось его изображение. Пространственное разрешение системы регистрации не хуже $5 \mu\text{m}$.

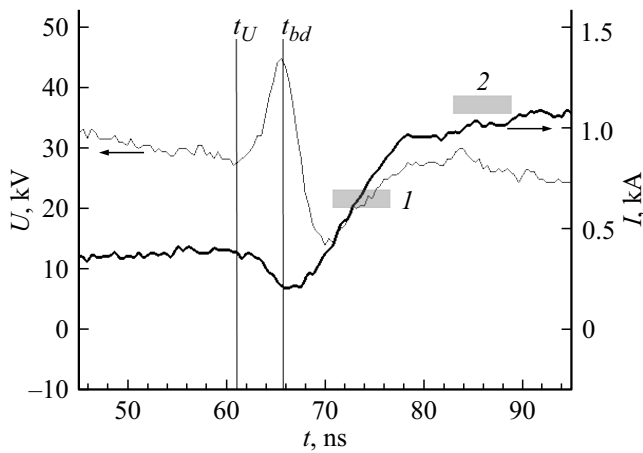


Рис. 1. Фрагмент осциллограмм напряжения U и тока I на выходе ГИН, соответствующий начальной стадии разряда. t_U — момент появления напряжения на разрядном промежутке, t_{bd} — момент времени, принятый за начало пробоя.

С применением данной системы регистрации и оптической схемы на базе интерферометра Маха—Цендера была реализована интерференционная методика. Экспозиция кадра интерферограммы определялась длительностью импульса лазера. Интерференционная методика позволяла определять усредненную по сечению концентрацию электронов в канале разряда с погрешностью не более 20%.

Сдвигом момента запуска системы оптической регистрации относительно момента пробоя обеспечивалась визуализация различных стадий разрядного процесса. Режим съемки однокадровый (один кадр за импульс).

На рис. 1 приведен фрагмент осциллограмм напряжения U и тока I , соответствующий начальной фазе разряда. Рост U и спад I в интервале времени между t_U и t_{bd} соответствует отражению волны напряжения на изначальном разомкнутом конце кабельной линии. Видно, что в интервале от 2 до 15 ns после пробоя ток I линейно нарастает от 0.2 до 1 kA.

На рис. 2, а и б представлены интерферограммы разряда, соответствующие обозначенным цифрами 1 и 2 временным отрезкам на осциллограммах, показанных на рис. 1.

Видно, что аналогично [2,3] разряд развивается в микроканальной форме. В данном случае микроструктура разряда регистрируется на интерферограммах в виде модуляции интенсивности интерференционных полос. Заметный сдвиг полос в центральной области разрядного промежутка регистрируется после 6 ns (рис. 2). Максимального значения $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ концентрация в этой области достигает при временах 20–30 ns. Диаметр канала разряда составляет примерно 0.3 mm, количество микроканалов — около $N = 100$. Оценка концентрации электронов в микроканале, радиус которого $r_0 = 5 \mu\text{m}$, на 2 ns дает величину $n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Измеренные значения радиусов микроканалов r к моменту 15 ns достигают

величины $r_{\text{max}} = 10 \mu\text{m}$. К 30 ns канал разряда приобретает довольно четкую границу, после чего происходит его интенсивное радиальное расширение [3].

При проведении расчетов полагаем, что r и n_e во временном интервале от 2 до 15 ns растут линейно соответственно от r_0 до r_{max} и от 10^{17} до $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Согласно [3], температура тяжелых частиц предполагается высокой, что дает возможность рассматривать диссоциированный газ, компонентами которого являются атомарный азот и кислород (с долей $\alpha = 0.2$). Введем эффективный коэффициент и потенциал ионизации атомарного воздуха как $k_{ion} = \alpha k_{ion}^O + (1 - \alpha) k_{ion}^N$ и $I_{ion} = \alpha I_{ion}^O + (1 - \alpha) I_{ion}^N$ соответственно. Здесь k_{ion}^O , k_{ion}^N — скорость ионизации атомарного кислорода и азота, I_{ion}^O , I_{ion}^N — потенциал ионизации атомарного кислорода и азота (в eV).

Запишем уравнение для температуры электронов с учетом квазинейтральности

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{dT_e}{dt} = wE - \sum_i \frac{2m_e}{M_i} k_{elastic}^i n^i \left(\frac{3}{2} T_e - \frac{3}{2} T_i \right) \\ - \sum_i k_{el}^i n^i I_{el}^i - k_{ion} n (I_{ion} + 3T_e) \\ - \sum_i k_{ion-ex}^i n_{ex}^i I_{ion}^i + k_3 n_e^2 (I_{ion} + 3T_e) - T_e^2 \frac{dk_3}{dT_e} n_e^2, \quad (1) \end{aligned}$$

где t — время, T_e , T_i — температуры электронов и i -й тяжелой частицы (в eV); суммирование проводится по всем компонентам тяжелых частиц; $w = \frac{j}{en_e} = \frac{I}{\pi r^2 N en_e}$ — дрейфовая скорость электрона; $E = \frac{j}{\sigma(T_e)}$ — напряженность поля; m_e — масса электрона; n — концентрация нейтральных частиц; M_i , n^i — масса и концентрация i -й тяжелой частицы; n_{ex}^i — концентрация частиц с возбужденным i -м электронным уровнем; I_{el}^i , I_{ion}^i — энергия возбуждения и ионизации i -го электронного уровня (в eV), $k_{elastic}^i$ — константа упругих потерь при столкновении электрона с соответствующей i -й тяжелой частицей (с ионами рассчитывалась в кулоновском приближении, для нейтральных частиц бралась как в [3]); k_{ion} , k_{el}^i , k_{ion-ex}^i — константы прямой ионизации, возбуждения и ионизации i -го электронного уровня (брались как в работе [3] и ссылках к ней); $k_3 = \frac{10^{-27}}{T_e [\text{eV}]^{4.5}} \text{ см}^6/\text{с}$ — константа трехчастичной рекомбинации.

Электропроводность рассчитывалась по формуле типа Фроста [4]:

$$\begin{aligned} \sigma = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{n_e e^2}{m_e (k_B T_e)^{5/2}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2}}{v_{ea} + v_{ei} \gamma^{-1}} \\ \times \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T_e}\right) d\varepsilon [\Omega^{-1} \cdot \text{м}^{-1}], \quad (2) \end{aligned}$$

где e , m_e — заряд и масса электрона, T_e — температура электронов (в К), k_B — постоянная Больцмана, v_{ea} ,

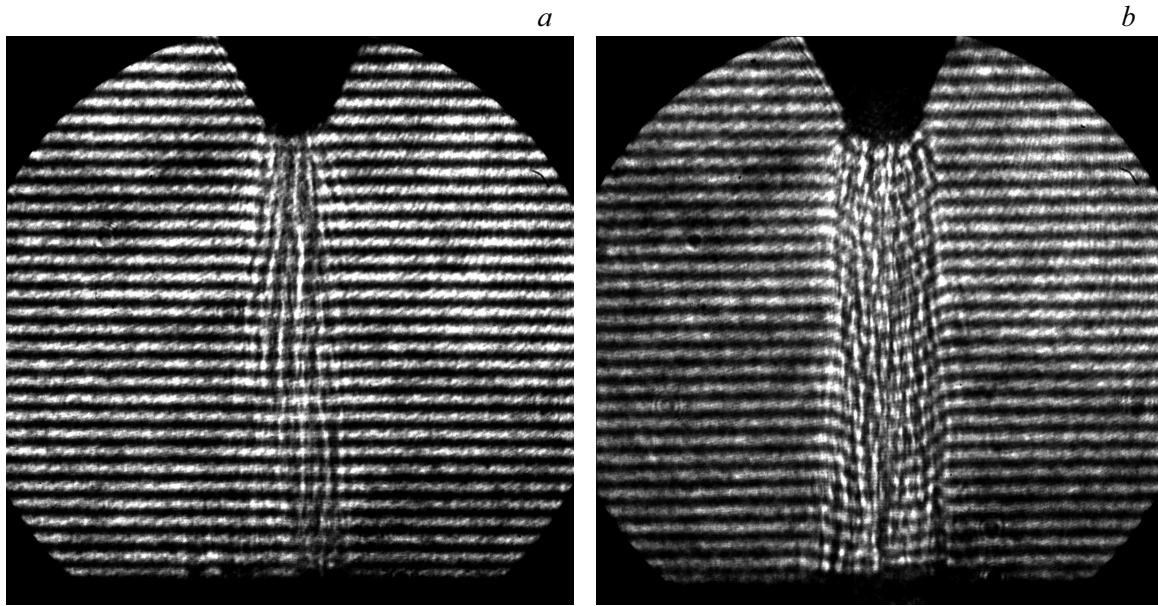


Рис. 2. Интерферограммы разряда в различные моменты времени относительно пробоя: *a* — 6 ns, *b* — 17 ns. Электрод-острие находится сверху.

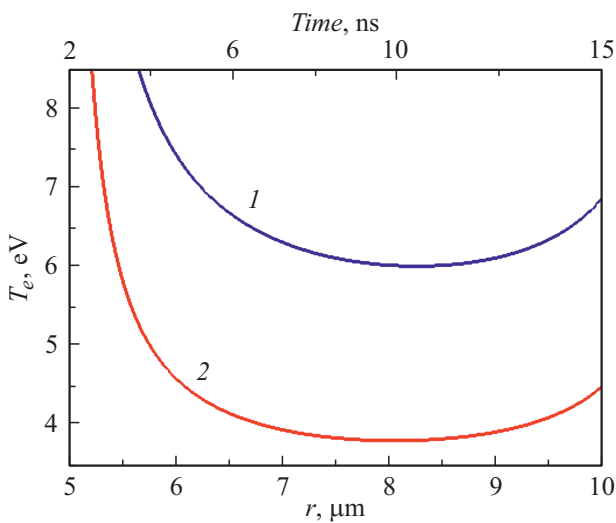


Рис. 3. Температура электронов T_e в зависимости от радиуса микроканала r . 1 — учет только прямой ионизации, 2 — прямая и мгновенная ступенчатая ионизация.

ν_{ei} — частота столкновения электрона с атомами и ионами, $\gamma = 0.582$ — коэффициент Спитцера для однократно ионизированного газа, ε — энергия.

При этом в (1) полагаем, что расширение микроканала происходит за счет радиального движения первоначального газа (заключенного в микроканале в момент времени 2 ns) без вовлечения в проводящую область новых порций окружающего воздуха.

Рассмотрим два предельных случая. В первом пренебрежем возбуждением электронных уровней и ступенчатой ионизацией, что дает оценку сверху для T_e . Для

второго случая считаем, что, как только атом перешел в возбужденное состояние, он мгновенно ионизируется, соответственно получим нижний предел T_e .

На рис. 3 приведены решения уравнения (1) для двух предельных случаев T_e . Верхняя шкала соответствует времени после пробоя, в течение которого происходит расширение микроканала и нарастание тока. В качестве начальных значений выбирались два: $T_e^0 = 1$ и 10 eV. При этом, как показали расчеты, уже через время ~ 0.1 ns решение не зависит от T_e^0 .

Таким образом, на основании проведенных расчетов можно полагать, что в микроканале средняя температура электронов находится в интервале $T_e = 4\text{--}8$ eV. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными по измерению T_e в искровом разряде в азоте атмосферного давления в миллиметровом промежутке при временах 10–20 ns после приложенного напряжения, где были получены значения $T_e = 5\text{--}6$ eV [5]. Плотность тока есть $j = \frac{I}{\pi r^2 N} = 10^6\text{--}10^7$ A/cm², проводимость составляет $\sigma \sim 10 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, а напряженность электрического поля находится на уровне $E \sim 300$ kV/cm. Следует отметить, что в рассматриваемых условиях вычисленная температура электронов в микроканалах относительно высокая. Полученные значения температуры, например, близки или превосходят температуру в филаментах (микроразрядах) барьерного разряда в воздухе при аналогичных значениях E/p , однако степень ионизации в барьерном разряде гораздо меньше [6].

Полученные экспериментальные данные и расчеты, выполненные на их основе, свидетельствуют о том, что реализация микроструктурированного разряда обуславливает в его начальной фазе (в течение 15 ns после пробоя) относительно высокие значения средней темпера-

туры электронов (до 8 eV) в совокупности с достаточно большой степенью ионизации (до полной однократной). Представленные данные могут быть полезны как для понимания физики процессов в начальной фазе разрядов в плотных газах, так и для практических приложений ввиду сильной зависимости от температуры и степени ионизации кинетики плазмохимических реакций.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-08-01069а).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Д.В. Белоплов, В.Ф. Тарасенко, Д.А. Сорокин, М.И. Ломаев, Письма в ЖЭТФ, **106** (10), 627 (2017).
- [2] E.V. Parkevich, M.A. Medvedev, A.I. Khirianova, G.V. Ivanenkov, A.S. Selyukov, A.V. Agafonov, K.V. Shpakov, A.V. Oginov, Plasma Sources Sci. Technol., **12** (28), 125007 (2019).
- [3] K.I. Almazova, A.N. Belonogov, V.V. Borovkov, Z.R. Khalikova, G.B. Ragimkhanov, D.V. Tereshonok, A.A. Trenkin, Plasma Sources Sci. Technol., in press (2020).
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aba8cc>
- [4] И.Т. Якубов, УФН, **163** (5), 35 (1993).
- [5] H. Albrecht, W.H. Bloss, W. Herden, R. Maly, B. Saggau, E. Wagner, SAE, paper 770853 (1977).
- [6] В.Г. Самойлович, В.И. Гибалов, К.В. Козлов, *Физическая химия барьерного разряда* (Изд-во МГУ, М., 1989).