

04

## Исследование наносекундного разряда в аргоне при атмосферном давлении с предварительной ионизацией

© В.С. Курбанисмаилов<sup>1</sup>, О.А. Омаров<sup>1</sup>, Г.Б. Рагимханов<sup>1,¶</sup>, Д.В. Терешонок<sup>2</sup><sup>1</sup> Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия<sup>2</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

¶ E-mail: gb-r@mail.ru

Поступило в Редакцию 17 апреля 2018 г.

С применением высокоскоростного фотоэлектронного регистратора с наносекундным временным разрешением и на основе двумерной осесимметричной диффузионно-дрейфовой модели выполнено исследование влияния начальных условий на особенности формирования и развития катодонаправленной волны ионизации между двумя плоскими электродами в аргоне при атмосферном давлении.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.02.47213.17334

Несмотря на большое число публикаций, посвященных исследованию импульсных объемных разрядов (ОР), многие вопросы, связанные с физикой формирования начальных стадий, вызывают научные дискуссии [1–5].

В настоящей работе в условиях равномерной предварительной ионизации газа аргона при атмосферном давлении выполнено как экспериментальное, так и расчетно-теоретическое исследование формирования импульсного ОР.

Подробное описание экспериментальной установки, а также методики исследования представлено в работе [5]. Амплитуда напряжения на разрядном промежутке изменялась в диапазоне  $U_0 = 3–20$  кВ. Начальная ионизация газа была на уровне  $n_0 \sim 10^8$  см<sup>-3</sup> и создавалась посредством облучения через сетчатый анод диаметром 4 см ультрафиолетом от стороннего искрового разряда. В качестве катода использовался цельный диск диаметром 4 см из нержавеющей стали. Расстояние между параллельными электродами составляло  $d = 1$  см. Динамика формирования разряда с пространственным и временным разрешением в наносекундном диапазоне времени исследовалась с применением фотоэлектронного регистратора (ФЭР2-1).

На рис. 1 приведены пространственные картины формирования ОР в аргоне. При создании начальной концентрации электронов в промежутке  $n_0 \approx 10^8$  см<sup>-3</sup> и незначительных перенапряжениях  $W = 10–100\%$  первое регистрируемое свечение возникает на аноде к началу резкого роста тока и распространяется к катоду со скоростью  $\sim (2–5) \cdot 10^7$  см/с. На стадии формирования и распространения фронта свечения ток разряда меняется в пределах 1–10 А.

По мере продвижения фронта свечения к катоду концентрация электронов в разрядном промежутке увеличивается. Величина концентрации электронов, оцененная по сечению разряда и плотности тока, в уже сформировавшемся плазменном столбе составляет  $\sim 10^{13}–10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Перекрытие ионизационным фронтом разрядного промежутка приводит к образованию

катодного пятна (рис. 1, кадр 4), из которого прорастает высокопроводящий искровой канал со скоростью  $V_c \approx 2 \cdot 10^6$  см/с.

Моделирование выполнено в двумерной осесимметричной постановке. Расчет проводится в аргонной среде при атмосферном давлении в условиях, аналогичных эксперименту. Напряжение на электродах задавалось исходя из эксперимента для случая, когда амплитуда напряжения на разряднике составляла 6.8 кВ.

Расчетная сетка по радиусу была равномерной с числом ячеек  $N_r = 25$ . В межэлектродном промежутке сетка сгущалась вблизи электродов  $N_z = 250$ . При этом увеличение числа ячеек по радиусу до 200 (по оси  $z$  количество ячеек не меняется) не приводит к существенному отличию решения.

Газоразрядная плазма рассматривается как сплошная многокомпонентная среда, состоящая из нейтральных атомов (Ar), электронов ( $e$ ), возбужденных атомов ( $Ar^*$ ) с энергией возбуждения 11.5 эВ, атомарных ( $Ar^+$ ) и молекулярных ( $Ar_2^+$ ) ионов. Кинетика рассматриваемых процессов, константы соответствующих реакций и потери энергии электрона были взяты из работы [6].

Приведенная далее система уравнений (1) включает в себя уравнения баланса заряженных и возбужденных частиц, уравнение для энергии электронов и уравнение Пуассона [7–10]. Нагрев нейтрального газа не учитывался. Температура тяжелых частиц в процессе расчета предполагалась равной температуре нейтрального газа (300 К).

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma} &= S, \\
 \mathbf{\Gamma} &= qn\mu\mathbf{E} - \nabla(Dn), \\
 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e k_B T_e \right) + \nabla \cdot \mathbf{F} &= Q_E - Q_{el} - Q_{in}, \\
 \mathbf{F} &= \frac{5}{2} k_B T_e \mathbf{\Gamma}_e - \nabla(\lambda_e T_e), \\
 \lambda_e &= \frac{5}{2} n_e D_e, \\
 \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{e(n_{Ar^+} + n_{Ar_2^+} - n_e)}{\epsilon_0}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

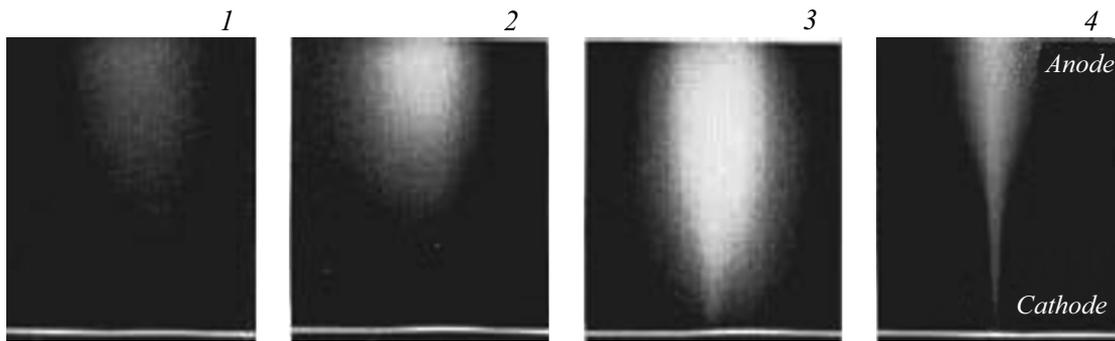


Рис. 1. Оптические картины развития разряда в аргоне:  $p = 760$  Torr,  $U_0 = 6.8$  kV. Цифры 1–4 — номера кадров.

где  $n$ ,  $\Gamma$ ,  $\mu$ ,  $D$  — концентрация, поток, подвижность и коэффициент диффузии соответствующих компонент плазмы,  $e$  — заряд электрона,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T_e$ ,  $\lambda_e$ ,  $D_e$  — температура, теплопроводность и коэффициент диффузии электронов,  $n_e$ ,  $n_{Ar^+}$ ,  $n_{Ar_2^+}$  — концентрации электронов, атомарных и молекулярных ионов,  $Q_E$  — работа электрического поля,  $Q_{el}$ ,  $Q_{in}$  — упругие и неупругие потери энергии электронов,  $S$  — источник рождения и гибели рассматриваемых частиц в плазме,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля. Для ионов  $q = +1$ , для электронов  $q = -1$ , для возбужденных частиц  $q = 0$ .

Для диффузионного члена как в уравнении переноса, так и в уравнении энергии вместо общепринятых диффузионных потоков  $\Gamma_{dif} = -D\nabla n$  и  $\mathbf{F} = -\lambda_e \nabla T_e$  используются правильные выражения:  $\Gamma_{dif} = -\nabla(Dn)$  и  $\mathbf{F} = -\nabla(\lambda_e T_e)$  [11]. Коэффициенты подвижности для ионов и коэффициент диффузии возбужденных частиц в собственном газе взяты из работы [12].

Граничные условия на катоде для потенциала, концентраций заряженных (индекс  $i$  относится к атомарным и молекулярным ионам) и возбужденных ( $n^*$ ) частиц:

$$\varphi_c = 0, \quad \frac{\partial n_i}{\partial z} = 0, \quad \Gamma_e = -\gamma \sum_i \Gamma_i,$$

$$n^* = 0, \quad \frac{3}{2} k_B T_e = I - 2\varphi_w;$$

на аноде:

$$\varphi_a = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial z} = \frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \quad n_i = 0, \quad n^* = 0;$$

на боковых гранях расчетной области:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_i}{\partial r} = \frac{\partial n^*}{\partial r} = \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0,$$

где  $\gamma = 0.1$  — второй коэффициент Таунсенда,  $I = 15.76$  eV — потенциал ионизации аргона,  $\varphi_w = 4.5$  eV — работа выхода катода. Для ион-электронной эмиссии учитывался поток на катод как атомарных, так и молекулярных ионов.

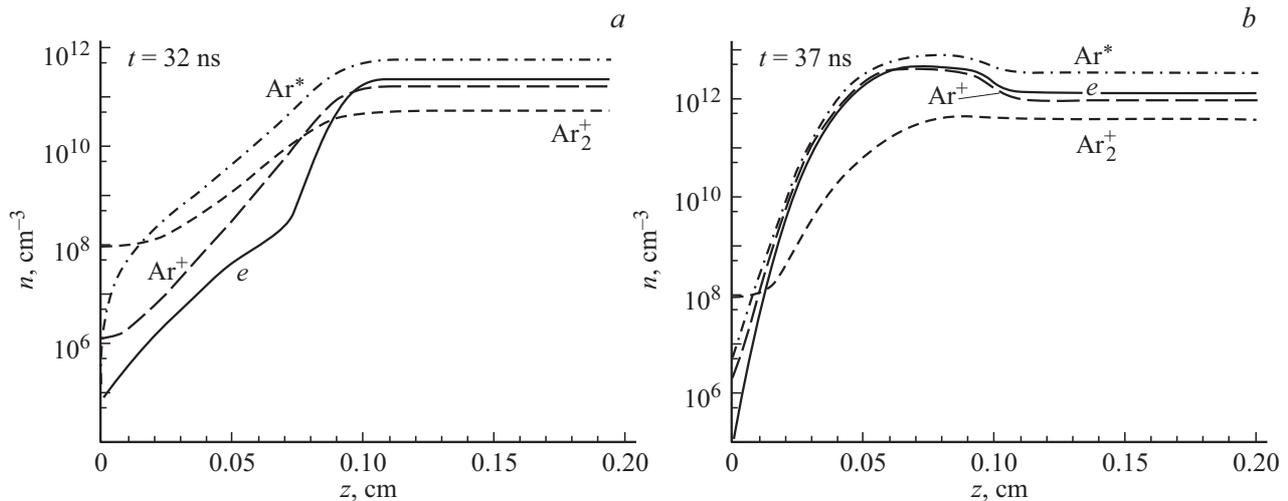
Интегрирование проводилось явным методом [13] со вторым порядком точности по времени и пространству с числом Куранта 0.1. Уравнение Пуассона решалось итерационным методом переменных направлений.

Из анализа результатов моделирования следует, что электроны вследствие дрейфа уходят из прикатодной области в сторону анода, тем самым увеличивая концентрацию электронов в положительном столбе за счет ионизационного размножения (рис. 2, *a, b*). При этом образуется нескомпенсированный положительный объемный заряд (рис. 3, *a*), приводящий к усилению электрического поля  $\mathbf{E}$  в прикатодной области с одновременным ослаблением  $\mathbf{E}$  в положительном столбе (рис. 3, *b*). По мере приближения к катоду напряженность поля на фронте ионизации также увеличивается, соответственно растет интенсивность ионизационных процессов.

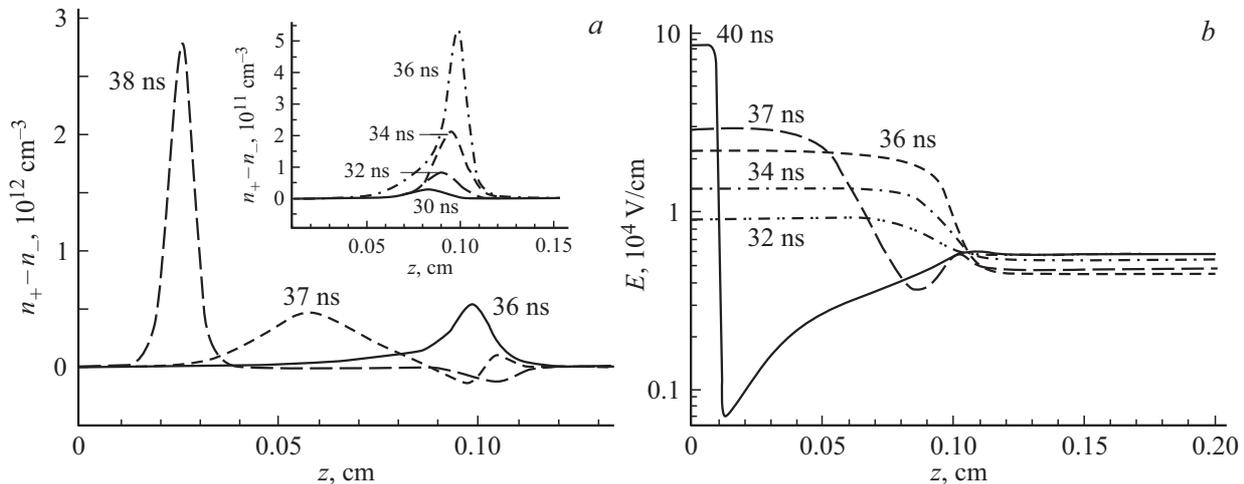
Таким образом, формирование разряда в аргоне происходит за счет возникновения катодонаправленной волны ионизации. Оценим скорость движения фронта к катоду. Для этого рассмотрим положение двух минимумов электрического поля  $E$  в разные моменты времени:  $t_1 = 37$  ns и  $t_2 = 40$  ns (рис. 3, *b*). В результате получим скорость движения фронта на уровне  $\sim 2.5 \cdot 10^7$  cm/s, что удовлетворительно согласуется с экспериментом.

На основании анализа пространственно-временного распределения концентрации возбужденных частиц  $Ag^*$  (рис. 2) можно сделать вывод, что в исследуемом диапазоне времен концентрация  $Ag^*$  непрерывно растет. Данное обстоятельство связано с тем, что источники рождения  $Ag^*$  в уравнении непрерывности (1) главным образом за счет возбуждения нейтральных атомов электронным ударом больше источника, отвечающего за гибель  $Ag^*$ , куда входят деактивация возбужденных частиц при столкновении с электроном и нейтральной частицей, а также ступенчатая и пеннинговская ионизации.

В положительном столбе (рис. 2) концентрация молекулярных ионов  $Ag_2^+$  хотя и меньше, чем у атомарных ионов  $Ag^+$ , но также монотонно растет, что в свою очередь объясняется рождением  $Ag_2^+$  в тройных столкновениях иона  $Ag^+$  с нейтральными частицами, а разрушение несущественно, пока концентрация электронов мала.



**Рис. 2.** Характерные распределения концентраций электронов ( $e$ ), ионов ( $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Ar}_2^+$ ) и возбужденных атомов ( $\text{Ar}^*$ ) аргона в межэлектродном промежутке для моментов времени 32 ( $a$ ) и 37 ns ( $b$ ):  $p = 760 \text{ Torr}$ ,  $U_0 = 6.8 \text{ kV}$ .



**Рис. 3.** Нескомпенсированный положительный пространственный заряд в межэлектродном промежутке в различные моменты времени ( $a$ ) и характерные распределения в межэлектродном промежутке напряженности электрического поля ( $b$ ):  $p = 760 \text{ Torr}$ ,  $U_0 = 6.8 \text{ kV}$ .

Начиная с 35 ns после приложения напряжения вблизи катода концентрации заряженных и возбужденных частиц, а также напряженность электрического поля ведут себя немонотонно (рис. 2,  $b$  и 3,  $b$ ). Кроме того, в прикатодной области существует подобласть, в которой концентрация возбужденных атомов оказывается ниже, чем концентрация молекулярных ионов (рис. 2,  $a$ ), в то время как во всей расчетной области ситуация противоположная. Данное обстоятельство связано с постановкой граничных условий на катоде: концентрация  $\text{Ar}^*$  обращается в нуль. Изменение граничных условий для  $\text{Ar}^*$  может не только количественно, но и качественно изменить поведение профиля концентрации частиц, что в свою очередь может внести коррективы в формирование катодного слоя. При этом на больших временах нагрев газа окажется существенным и приведет к разрушению

молекулярных ионов. Поэтому вопрос учета нагрева газа и отбора плазмохимических реакций требует дальнейших исследований.

Таким образом, в работе в результате моделирования показано, что формирование разряда начинается с катодонаправленной волны ионизации, которая движется со скоростью  $\sim 2.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ , при этом к моменту времени 40 ns концентрация электронов в разрядном промежутке, за исключением катодного слоя, лежит в диапазоне  $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , что удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента, а напряженность поля близка к значению  $10^5 \text{ V/cm}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам № СП-3812.2016.1 и гранта РФФИ № 18-08-00075а.

## Список литературы

- [1] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [2] Тарасенко В.Ф., Бакит Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Сорокин Д.А., Шутько Ю.В. // ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 8. С. 60–67.
- [3] Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Yu., Lomaev M.I. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. N 1. P. 013001.
- [4] Осипов В.В. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225–245.
- [5] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М., Али А.Р.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 7. С. 680–692.
- [6] Baeva M., Bosel A., Ehlbeck J. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. N 5. P. 056404.
- [7] Терешонок Д.В. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 3. С. 83–89.
- [8] Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 640 с.
- [9] Soloviev V.R., Krivtsov V.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. N 12. P. 125208.
- [10] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонок Д.В. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 18. С. 73–81.
- [11] Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. N 4. P. 722–733.
- [12] Смирнов Б.М. Свойства газоразрядной плазмы. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 361 с.
- [13] Юргеленас Ю.В. // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2010. Т. 50. № 8. С. 1420–1437.