

03;04

Особенности формирования и развития ионизационных фронтов в предварительно ионизированной газовой среде

© В.С. Курбанисмаилов¹, О.А. Омаров¹, Г.Б. Рагимханов^{1,¶},
Д.В. Терешонок²

¹ Дагестанский государственный университет, Махачкала

² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

¶ E-mail: gb-r@mail.ru

Поступило в Редакцию 2 мая 2017 г.

Исследовано влияние начальных условий на особенности формирования и развития катодонаправленной волны ионизации между двумя плоскими электродами в гелии при атмосферном давлении с применением высокоскоростного фотоэлектронного регистратора с наносекундным временным разрешением и на основе двумерной осесимметричной диффузионно-дрейфовой модели. Результаты численных расчетов находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.18.45036.16844

Неравновесная и нестационарная плазма импульсных объемных разрядов (ОР) находит широкое применение в мощных газовых лазерах, источниках оптического излучения и т.д. Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию импульсных объемных разрядов, многие вопросы, связанные с физикой импульсного пробоя и механизмами формирования начальных стадий, до конца не изучены и вызывают научные дискуссии [1–6].

В связи с этим несомненный интерес представляют экспериментальные и теоретические исследования последовательной динамики формирования и развития импульсного ОР в условиях предварительной ионизации газа в гелии атмосферного давления. Задача настоящей работы — определение роли неоднородной предыонизации в разрядном промежутке в формировании фронта волны ионизации.

Экспериментальная установка и методики исследования описаны в работе [7]. Напряжение в промежутке менялось в пределах 3–20 kV. Напряжение и ток разряда регистрировались соответственно омическим делителем и малоиндуктивным шунтом с применением цифровых осциллографов типа Актаком и Tektronix. Пространственно-временное развитие разряда фиксировалось фотоэлектронным регистратором ФЭР2-1. Предварительная ионизация газа ($n_0 \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$) достигалась с помощью облучения промежутка через сетчатый анод УФ-излучением стороннего искрового разряда [8]. Исследуемый промежуток длиной в 1 см был образован сетчатым анодом и сплошным катодом (диаметром 4 см) из нержавеющей стали.

Наибольший интерес представляют экспериментальные результаты прямых наблюдений динамики формирования разряда с пространственным и временным разрешением в наносекундном диапазоне времени, полученные с применением ФЭР2-1.

В частности, на рис. 1 представлены фотографии (1–4) формирования ОР в He в различные моменты времени, полученные при наличии предварительной ионизации газа. На рисунках анод расположен сверху, а катод — снизу.

Как видно из рис. 1 (фотографии 1–4), первое регистрируемое свечение возникает на аноде после приложения внешнего поля, которое в дальнейшем в виде диффузного свечения распространяется к катоду с характерной скоростью $\sim 10^7 \text{ см/с}$. Фронт свечения неоднороден, интенсивность спадает от оси разряда к периферии, что указывает на более высокую интенсивность ионизационных процессов на оси разряда. После прихода фронта свечения на катод разряд переходит в следующую фазу — фазу объемного горения.

При малых напряжениях пробоя $U_0 < 6 \text{ kV}$ формируется разряд с высокой однородностью свечения и длительностью горения. При напряжениях $U_0 > 6 \text{ kV}$ (рис. 1, фотография 5) и плотностях тока $j \geq 40 \text{ А/см}^2$ в прикатодной области формируются плазменные каналы, привязанные к катодным пятнам. При увеличении числа катодных пятен появление искрового канала в промежутке задерживается, формируется множество нитевидных каналов. Установлено, что с ростом энерговклада в источник предьонизации повышаются однородность и устойчивость объемного разряда. При очень больших перенапряжениях $U_0 \geq 12 \text{ kV}$ происходит зажигание разряда в режиме сильноточной диффузии [9–11].

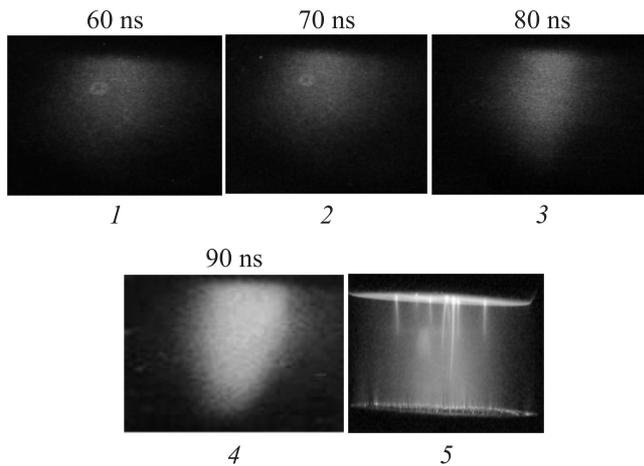


Рис. 1. Динамика формирования ОР в He (1–4) и интегральная картина свечения разряда (5): $p = 760 \text{ Torr}$, $d = 1 \text{ cm}$, $U_0 = 7 \text{ kV}$.

Для анализа физического механизма формирования импульсного ОР используются различные численные модели [5].

В настоящей работе для описания разряда используется двумерная осесимметричная диффузионно-дрейфовая модель движения электронов и ионов вместе с уравнением Пуассона [12–15]

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e &= \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_+, \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \Gamma_+ &= \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_+, \\ k_{i_nl} &= k_i \left(1 + \frac{\mathbf{E} D_e \nabla n_e}{\mu_e n_e E^2} \right), \\ \nabla \mathbf{E} &= \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e). \end{aligned}$$

Здесь $\Gamma_e = -n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e$, $\Gamma_+ = -n_+ \mu_+ \mathbf{E} - D_+ \nabla n_+$ — потоки электронов и ионов; n_e и n_+ — концентрации электронов и ионов; α — ионизационный коэффициент Таунсенда; β — коэффициент

рекомбинации; $\mu_e(E/N)$ и $\mu_+(E/N)$ — подвижности электронов и ионов; $D_e = \frac{kT_e\mu_e}{e}$ и $D_+ = \frac{kT_+\mu_+}{e}$ — коэффициенты диффузии электронов и ионов; k_i — локальный коэффициент ионизации; k_{i_nl} — нелокальные коэффициенты ионизации [15]; ϵ_0 — электрическая постоянная; $\varphi = \nabla\mathbf{E}$, где \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля; $T_e(E/N)$ — температура электронов. Параметры переноса, ионизации и рекомбинации и теплофизические свойства задавались зависимостями из работ [13,14]. Учет нелокальности для коэффициента ионизации выполнен в соответствии с [15].

При моделировании исследовалось развитие разряда между двумя плоскими электродами с радиусом $r = 2$ см и межэлектродным расстоянием 1 см, соединенными с конденсатором емкостью $C = 1.5 \cdot 10^{-8}$ Ф через балластное сопротивление $R_b = 2 \Omega$, которое одновременно является шунтом для определения тока разряда.

В начальный момент времени температура газа считалась равной $T_0 = 293$ К, а начальное давление исследуемого газа — $p = 760$ Торг. Концентрации электронов и ионов в начальный момент времени по всей расчетной области считались неизменными и равными: $n_e(x, y, 0) = n_+(x, y, 0) = n_0$ (x — радиальное направление, y — координата в перпендикулярном направлении от анода к катоду). Граничные условия на катоде следующие: $y = 1$ см, $\Gamma_e = -\gamma\Gamma_+$, $\partial n_+/\partial y = 0$, $\varphi_k = 0$, $\gamma = 0.1$ — коэффициент вторичной эмиссии.

Граничные условия на аноде:

$$\partial n_e/\partial y = 0, \quad n_+ = 0, \quad \varphi_a = U(t) - I(t)R_b, \quad I_t = 2\pi \int_0^r j_a(x, t)x dx.$$

Здесь $I(t)$ — общий ток в электрической цепи, $j_a(x, t)$ — плотность тока на аноде.

В радиальном направлении на границах расчетной области для потенциала и концентраций задавалось условие отсутствия суммарного потока частиц (равенство производных нулю). В расчете использовался явный метод с первым порядком точности по времени и пространству. Уравнение Пуассона для электрического поля рассчитывается итерационным методом. Число расчетных ячеек в радиальном направлении составляло 200, в перпендикулярном направлении — 300 (со сгущением вблизи электродов).

Концентрации электронов и ионов предыонизации в промежутке задавались как

$$n_e(x, y) = n_{e0} \frac{\exp(-kx^2)}{r^2} \frac{\exp(-ky^2)}{d^2},$$
$$n_+(x, y) = n_{+0} \frac{\exp(-kx^2)}{r^2} \frac{\exp(-ky^2)}{d^2},$$

где $r = 2 \text{ cm}$ — радиус разрядного промежутка, $d = 1 \text{ cm}$ — межэлектродное расстояние, k — коэффициент, определяющий степень неоднородности предыонизации. Расчеты проводились для значений $k = 1-10$.

Изменением температуры газа можно пренебречь, поскольку на стадии формирования разряда, как показывают расчеты, нагрев газа незначителен и не вносит изменений в физику процесса.

Рассмотрим результаты численного моделирования стадии формирования разряда в условиях неоднородной предыонизации газа. На рис. 2 приведены характерные распределения концентрации электронов и продольной составляющей поля в промежутке. Как следует из полученных результатов, после приложения высоковольтного импульса электроны вследствие дрейфа уходят из прикатодной области на анод, при этом концентрация электронов в прикатодной области уменьшается, одновременно увеличивается их концентрация в столбе за счет ионизационного размножения электронов. Появление нескомпенсированного положительного пространственного заряда усиливает поле в прикатодной области промежутка, одновременно ослабляя его в положительном столбе (рис. 2, *b*).

Неоднородность предыонизации газа как вдоль, так и поперек разрядного промежутка приводит к неоднородности распределения концентрации электронов поперек разрядного промежутка; следовательно, фронт волны ионизации не является плоским, а имеет вытянутую форму (рис. 2, *a*).

Как видно из приведенных рисунков, формирование волны ионизации преимущественно происходит на оси разрядного промежутка, где поле максимально. Скорость ионизационного фронта уменьшается от центра разрядного промежутка к периферии.

Кроме того, напряженность поля меняется не только вдоль разрядного промежутка, но и поперек. В процессе развития волны ионизации нескомпенсированный положительный заряд на фронте создает

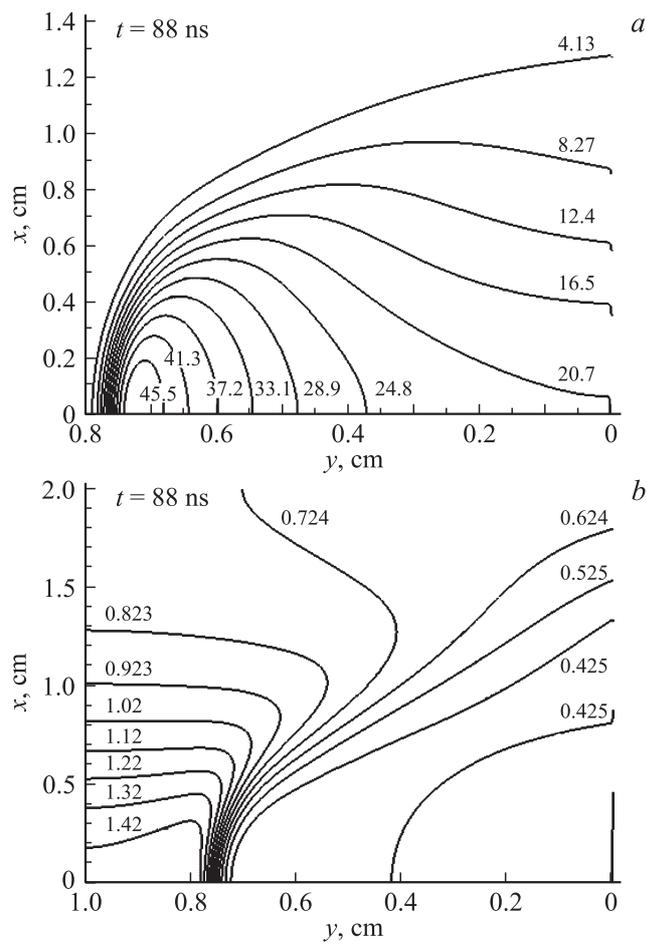


Рис. 2. Изолинии концентрации электронов n_e (10^{10} cm^{-3}) (a) и продольной составляющей напряженности поля E_y (10^4 V/cm) (b) в межэлектродном промежутке: $U_0 = 7 \text{ kV}$, $p = 760 \text{ Torr}$, $d = 1 \text{ cm}$.

достаточно высокое поперечное электрическое поле E_x (рис. 3). При этом проекция E_x на фронте волны ионизации положительна, а за фронтом имеет отрицательную составляющую. По мере приближения к

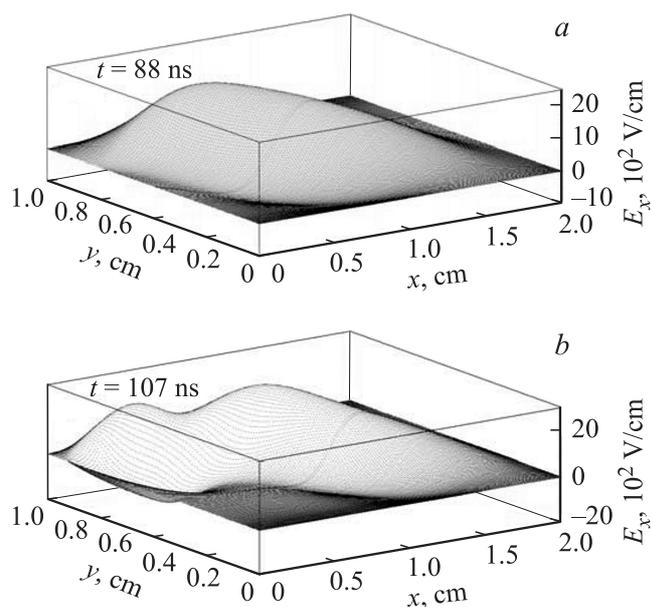


Рис. 3. Поперечная составляющая напряженности поля E_x в межэлектродном промежутке: $U_0 = 7$ kV, $p = 760$ Torr, $d = 1$ cm.

катоде напряженность поля на фронте ионизации также увеличивается, соответственно растет интенсивность ионизационных процессов. При уменьшении концентрации электронов предыонизации увеличиваются время формирования волны ионизации и соответственно время формирования разряда.

В сформированном плазменном столбе концентрация заряженных частиц на оси разряда выше и уменьшается к периферии разряда. На интегральных картинах формирования разряда, полученных экспериментально, также можно заметить, что интенсивность излучения на оси разрядного промежутка выше и уменьшается от оси к периферии. Также следует отметить, что ток разряда на стадии формирования меньше, чем в случае однородной предыонизации, а концентрация электронов на оси разряда выше.

Таким образом, как показывают результаты экспериментальных исследований, в зависимости от внешних условий возможны различные режимы формирования и горения разряда, а именно однородный объемный разряд, объемный разряд с катодными пятнами, контрагированный разряд, сильноточный диффузный режим. Формирование разряда происходит в процессе развития катодонаправленной волны ионизации, что подтверждается как результатами численного моделирования, так и результатами экспериментальных исследований пространственно-временной динамики развития начальных стадий разряда. Поперечная неоднородность предыонизации газа формирует неоднородный фронт волны ионизации, развивающейся из центральной зоны промежутка.

Выполненный в работе комплекс исследований указывает на сложность процессов на стадии формирования разряда, что определяет интерес дальнейшего изучения данной проблемы.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендией Президента РФ для молодых ученых и аспирантов № СП-3812.2016.1.

Список литературы

- [1] Тарасенко В.Ф., Бакиев Е.Х., Бураченко А.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 8. С. 60–67.
- [2] Naidis G.V., Walsh J.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. N 9. P. 095203.
- [3] Тарасенко В.Ф., Яковенко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [4] Бабич Л.П., Бочков Е.И., Кузык И.М. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. В. 7. С. 452–456.
- [5] Осипов В.В. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225–245.
- [6] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. и др. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 7. С. 680–692.
- [7] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 3. С. 346–350.
- [8] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Хачалов М.Б. // Измерительная техника. 1989. № 3. С. 30–31.
- [9] Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimhanov G.B., Aliverdiev A.A. // Acta Polytechnica. 2015. V. 55. N 4. P. 237–241.
- [10] Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 26–33.
- [11] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 2. С. 154–161.

- [12] *Терешонок Д.В.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 3. С. 83–89.
- [13] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
- [14] *Суржиков С.Т.* Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 640 с.
- [15] *Soloviev V.R., Krivtsov V.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. N 12. P. 125208.