

04;12

Функция распределения электронов по энергиям в высоковольтном импульсном разряде с протяженным полым катодом

© Н.А. Ашурбеков, М.З. Закарьяева, К.О. Иминов, К.М. Рабаданов, Г.Ш. Шахсинов

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия
E-mail: nashurb@mail.ru

Поступило в Редакцию 28 февраля 2022 г.

В окончательной редакции 19 марта 2022 г.

Принято к публикации 23 марта 2022 г.

Проведено исследование динамики формирования наносекундного разряда с протяженным полым катодом в аргоне и осуществлен расчет функции распределения электронов (ФРЭ) в плазменном столбе. Рассмотрены вопросы формирования ФРЭ в плазменном столбе разряда и внутри полости катода. Проанализированы условия справедливости двучленного разложения ФРЭ в плазменном столбе и приведены соответствующие оценки.

Ключевые слова: полый катод, импульсный разряд, аргон, функция распределения электронов.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.10.52551.19180

Плазменный источник на основе высоковольтного наносекундного разряда с протяженным полым катодом при низких и средних давлениях газа [1,2] может быть использован в плазмохимии, в плазменной медицине, а также в различных технологиях, в частности в технологиях атомно/молекулярно-слоевого осаждения и травления поверхности материалов микро- и нанoeлектроники (см., например, [3]).

Основные свойства и параметры в газоразрядной плазме в основном определяются электронной компонентой [4,5]. Поэтому вопросы расчета и анализа формирования функции распределения электронов (ФРЭ) становятся одними из наиболее важных при исследовании нестационарной неравновесной газоразрядной плазмы.

В настоящей работе исследован высоковольтный импульсный наносекундный разряд, который зажигается в разрядной камере, представляющей собой кварцевую трубку диаметром 5 см, внутри которой установлена электродная система из алюминиевых электродов, расположенных на расстоянии 0.6 см друг от друга. Анод представляет собой плоскую пластину длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0.5 см. Катод имеет форму цилиндрического стержня длиной 5 см и диаметром 1.2 см, вдоль которого прорезана полость в виде щели шириной 0.2 см и глубиной 0.6 см. Разрядная область на всю длину электродов ограничена диэлектрическими пластинами из стеклотекстолита [1,2].

Геометрия моделируемой области соответствовала реальным размерам электродной системы. Область моделирования имеет прямоугольную форму (длина 1.2 см, ширина 0.2 см) (рис. 1).

Режим формирования ФРЭ можно анализировать путем введения параметра релаксации [6]:

$$K = (\nu_e + \delta\nu_{ea} + \nu^*)\tau_d, \quad (1)$$

где τ_d — время свободной диффузии электронов к границам плазмы, ν_e — частота электрон-электронных столкновений, ν_{ea} — частота упругих столкновений электронов с атомами, ν^* — частота неупругих столкновений электронов с атомами, δ — фактор энергообмена при упругих столкновениях. Для рассматриваемых в настоящей работе условий (при давлении газа $p = 5$ Торр и величине прикладываемого напряжения $U_0 = 1.2$ кВ) получаем следующую оценку: $K \approx 50$, $K \gg 1$. Это означает, что в релаксации ФРЭ объемные столкновительные процессы преобладают над диффузионными процессами и режим формирования ФРЭ является локальным. Условия справедливости двучленного разложения ФРЭ имеют вид [6]:

$$\nu^* \ll \nu_{ea}, \quad eE\lambda/w \ll 1, \quad \lambda \ll L, \quad (2)$$

где $w = mv^2/2 \sim 6.4 \cdot 10^{-19}$ — кинетическая энергия электронов, $\nu_{ea} \sim 3.5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ — частота упругих столкновений электронов с атомами, $eE\lambda \sim 1.2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ — энергия, которую электрон набирает на длине свободного пробега. С учетом того, что падение потенциала до 20% от U_0 приходится на плазменный столб, оценки показывают, что режим формирования ФРЭ в плазменном столбе моделируемого разряда является локальным. При

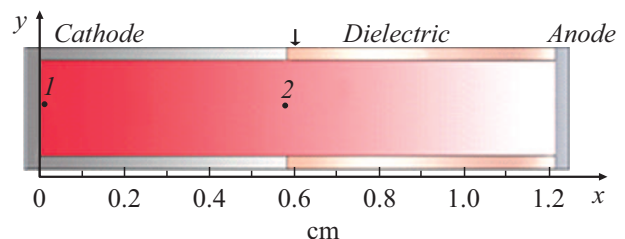


Рис. 1. Геометрия области моделирования и расположение точек, в которых рассчитана ФРЭ.

этом энергия направленного движения электрона под действием электрического поля не превышает энергию теплового движения электрона, и предположение наличия слабой анизотропии ФРЭ в плазме справедливо.

Поскольку даже в случае сильного электрического поля анизотропия распределения электронов по скоростям остается малой, можно ограничиться классическим (локальным) двучленным приближением ФРЭ, которая может быть записана следующим образом [7,8]:

$$F(w, \mathbf{r}, t) = [f_0(w) + f_1(w) \cos \theta] n_e(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где $f_0(w)$ — изотропная часть функции распределения электронов, зависящая только от изменения величины скорости, $f_1(w)$ — анизотропная часть ФРЭ, пропорциональная направляющим косинусам вектора скорости, $n_e(\mathbf{r}, t)$ — концентрации электронов, $w = m_e v^2 / 2e$ — кинетическая энергия (в eV).

Для проведения численных экспериментов была разработана вычислительная модель, включающая в себя модуль Plasma из программы COMSOL Multiphysics [8], в котором рассчитывалась гидродинамическая модель плазмы, и программу LisbOn KInetics Boltzmann (LoKI-B) [9], где решалось кинетическое уравнение Больцмана и вычислялась ФРЭ. Программа LoKI-B была адаптирована для вычисления ФРЭ в нашей задаче. Программа LoKI-B из модуля программы COMSOL в качестве входных параметров в каждый момент времени и в каждой точке области решения задачи получала значения приведенного электрического поля, давления и температуры газа, плотности электронов и ионов, распределения населенностей возбужденных состояний рабочего газа, а также соответствующие наборы сечений рассеяния электронов, которые использовались для решения кинетического уравнения. Подробно алгоритм численного решения уравнения Больцмана представлен в [9,10]. С помощью схемы конечных разностей дискретизируется уравнение Больцмана и находится его решение.

На рис. 2 приведены результаты моделирования распределения потенциала электрического поля, продольного электрического поля и плотности электронов в промежутке и в полости катода.

Результаты моделирования динамики пространственно-временного распределения плотности электронов показывают, что примерно через 80 ns после приложения напряжения к промежутку у поверхности анода по центру формируется плазменный сгусток с плотностью $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Далее с этого места стартует волна ионизации и распространяется в сторону катода. По мере распространения волны ионизации растет плотность электронов на фронте и за фронтом ионизационной волны. Скорость распространения ионизационного фронта составляет величину порядка $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, и примерно через 100 ns он достигает поверхности катода [11]. К моменту времени 110 ns концентрация электронов достигает $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ и фронт волны ионизации проникает в полость катода (рис. 2, а), далее волна ионизации

распространяется вдоль боковых поверхностей полости и достигает дна полости. Затем от дна полости формируется обратная волна ионизации, что приводит к формированию плазменного столба в полости катода и в разрядном промежутке. На рис. 3 приведены результаты расчетов ФРЭ, полученные в двух точках по центру газоразрядной системы, находящихся на различном расстоянии от нижней границы полого катода: точка 1 расположена внутри полого катода на расстоянии 0.1 cm от его дна; точка 2 расположена на расстоянии 0.6 cm от дна полого катода на границе катода и диэлектрика (рис. 1).

На рис. 3, а приведена ФРЭ, рассчитанная в точке 2. Из рисунка видно, что в момент времени 100 ns ФРЭ еще не сформирована, поскольку волна ионизации еще не достигла данной точки. Уже через 10 ns к моменту времени 110 ns ФРЭ формируется, и это время совпадает со временем прихода волны ионизации в точку 2 (рис. 2, а). При этом видно, что как изотропная часть ФРЭ, так и анизотропная сильно увеличились и хвост анизотропной части ФРЭ сравнивается с хвостом изотропной части. Это означает, что в указанный момент времени в данной точке начинают формироваться ускоренные электроны. При распространении волны ионизации практически все электрическое поле сосредоточено на фронте этой волны. Свободные электроны ускоряются, набирают энергию в этой области усиленного электрического поля и приводят к деформации ФРЭ с увеличением высокоэнергетической части. Далее со временем видно, что как изотропная, так и анизотропная ФРЭ начинают спадать. Это значит, что волна ионизации прошла и количество быстрых электронов начинает уменьшаться (рис. 3, а).

На рис. 3, б приведена ФРЭ, рассчитанная в точке 1 (рис. 1). Из рисунка видно, что в момент времени 100 ns ФРЭ сильно спадающая, поскольку волна ионизации еще не достигла данной точки и очень мало быстрых электронов. Далее видно, что со временем ФРЭ становится пологой. В момент времени 150 ns хвост анизотропной части ФРЭ начинает превышать хвост изотропной части ФРЭ. Это значит, что в указанный момент времени в данную точку приходят высокоэнергетические электроны вместе с волной ионизации. Затем продолжается рост высокоэнергетической части ФРЭ, и к моменту времени 250 ns она достигает своего максимума. ФРЭ становится сильно пологой, хвост анизотропной части ФРЭ заметно больше, чем изотропной (рис. 3, б). Это свидетельствует о том, что в точку 1 в момент времени 250 ns дополнительно приходит пучок быстрых электронов и обогащает ФРЭ. Как известно, одной из отличительных особенностей разряда с полым катодом является резкое уменьшение области катодного падения потенциала (КПП) по сравнению со случаем обычного аномально тлеющего разряда. Ее размеры таковы, что электроны, эмитируемые катодом, проходят область КПП практически без столкновений и приобретают энергию $\varepsilon = eU_k$, где U_k — потенциал катодного слоя [1,11,12]. Оценим размер области КПП для условий исследуемого разряда.

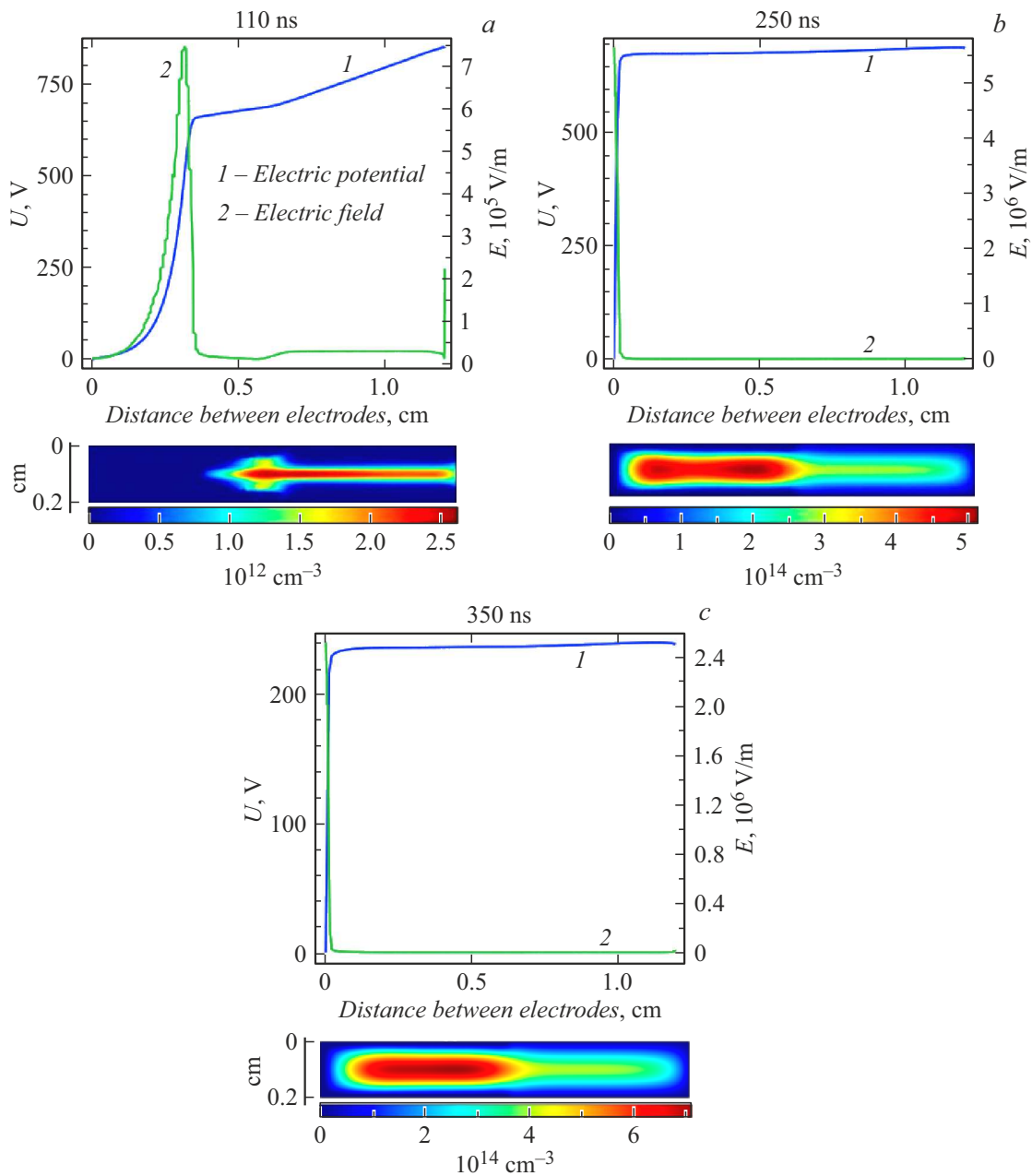


Рис. 2. Результаты моделирования распределения потенциала электрического поля, продольного электрического поля и плотности электронов в разрядном промежутке в различные моменты времени после приложения к разрядному промежутку импульса напряжения. *a* — 110 ns, *b* — 250 ns, *c* — 350 ns.

Используя соотношение $d_k p \approx 7.5 \cdot 10^{-2} \text{ cm} \cdot \text{Torr}$ [12], получим $d_k \approx 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ — длина области КПП. Значение d_k сравнимо со значением длины свободного пробега электронов по отношению к неупругим процессам $\lambda^* = 1/(N\sigma^*) \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$, где $N = 3.3 \cdot 10^{16} \text{ [Torr] cm}^{-3}$, $\sigma^* \approx 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Следовательно, эмитируемые катодом электроны проходят область КПП без столкновений и приобретают энергию $\varepsilon \sim 650 \text{ eV}$ (рис. 2, *b*). Действительно, как было отмечено выше, к этому времени в полости катода полностью формируется катодный слой и ускоренные в

области КПП электроны в том числе формируют ФРЭ в точке *I*.

Таким образом, расчеты показывают, что в промежутке между электродами и у входа в полость катода ФРЭ формируется плазменными электронами и электронами, ускоренными на фронте волны ионизации. В полости катода существенный вклад в формирование ФРЭ вносят ускоренные в области КПП электроны, которые обогащают высокоэнергетическую часть ФРЭ. Результаты расчетов подтверждают формирование высокоэнергетических электронов в разрядах такого типа и показывают

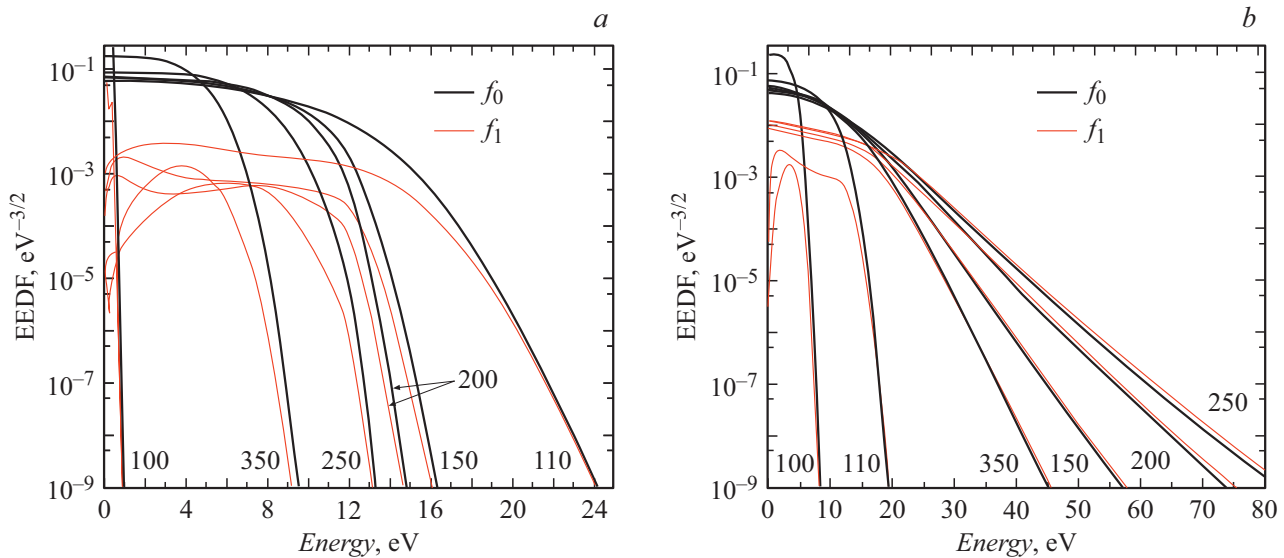


Рис. 3. Изотропная $f_0(w)$ и анизотропная $f_1(w)$ части ФРЭ в точках 0.6 (a) и 0.1 см (b) от основания щели катода в различные моменты времени (указаны в пс около кривых).

эффективность данной методики для расчета ФРЭ в плазменном столбе подобных типов газовых разрядов, однако расчеты ФРЭ в катодном слое разряда требуют дополнительных исследований [13,14].

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 19-32-90179 и государственного задания FZNZ-2020-0002.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, О.В. Кобзев, В.С. Кобзева, *ЖТФ*, **80** (8), 63 (2010). [N.A. Ashurbekov, K.O. Iminov, O.V. Kobzev, V.S. Kobzeva, *Tech. Phys.*, **55** (8), 1138 (2010). DOI: 10.1134/S1063784210080104].
- [2] N.A. Ashurbekov, K.O. Iminov, in *Generation of runaway electron beams and X-rays in high pressure gases*, ed. by V.F. Tarasenko (Nova Publ., N.Y., 2016), vol. 1, p. 421.
- [3] A. Agarwal, K. Bera, J. Kenney, A. Likhanskii, S. Rauf, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50** (42), 424001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa88f0
- [4] V.I. Kolobov, L.D. Tsendin, *Phys. Rev. A*, **46** (12), 7837 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevA.46.7837
- [5] Y.B. Golubovskii, I.A. Porokhova, J. Benke, J.P. Benke, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32** (4), 456 (1999). DOI: 10.1088/0022-3727/32/4/016
- [6] Л.Д. Цендин, *УФН*, **180** (2), 139 (2010). DOI: 10.3367/UFNr.0180.201002b.0139 [L.D. Tsendin, *Phys. Usp.*, **53** (2), 133 (2010). DOI: 10.3367/UFNe.0180.201002b.0139].
- [7] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing* (Wiley, N.Y., 2005).
- [8] *COMSOL Multiphysics Reference Manual, version 5.5*, COMSOL, Inc. www.comsol.com
- [9] A. Tejero-del-Caz, V. Guerra, D. Goncalves, M. Lino da Silva, L. Marques, N. Pinhão, C.D. Pintassilgo, L.L. Alves, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **28** (4), 043001 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/AB0537
- [10] <https://github.com/IST-Lisbon/LoKI>
- [11] N.A. Ashurbekov, K.O. Iminov, G.Sh. Shakhshinov, M.Z. Zakaryaeva, K.M. Rabadanov, *Plasma Sci. Technol.*, **22** (12), 125403 (2020). DOI: 10.1088/2058-6272/abbb78
- [12] Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, О.В. Кобзев, В.С. Кобзева, *Письма в ЖТФ*, **33** (12), 47 (2007). [N.A. Ashurbekov, K.O. Iminov, O.V. Kobzev, V.S. Kobzeva, *Tech. Phys. Lett.*, **33** (6), 517 (2007). DOI: 10.1134/S1063785007060211].
- [13] А.С. Мустафаев, *ЖТФ*, **71** (4), 111 (2001). [A.S. Mustafaev, *Tech. Phys.*, **46** (4), 472 (2001). DOI: 10.1134/1.1365475].
- [14] R. Winkler, G.L. Braglia, A. Hess, J. Wilhelm, *Beitr. Plasmaphys.*, **25** (4), 351 (1985). DOI: 10.1002/ctpp.19850250405