

**Моделирование плазменного волновода на основе  
импульсно-периодического разряда высокого давления в цезии**

Ф. Г. Бакшт, В. Ф. Лапшин

*Выполнено моделирование импульсно-периодического разряда высокого давления в цезии на основе уравнений радиационной газодинамики. Приведены результаты расчётов радиальных профилей температуры плазмы, среднемассовой скорости, потерь энергии на излучение и концентраций электронов в различные моменты времени от начала импульса тока. Показано, что исследуемый разряд позволяет создавать в горячей приосевой области практически полностью ионизованную плазму, в которой концентрация электронов возрастает от оси к стенкам трубки и имеет радиальный профиль, близкий к параболическому. Время существования плазменного волновода радиусом порядка миллиметра составляет десятки микросекунд, концентрация электронов на оси порядка  $10^{17}$ – $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Обсуждаются механизмы формирования плазменного волновода в разряде.*

*Ключевые слова:* низкотемпературная плазма, газовый разряд, цезий, плазменный волновод, радиационная газодинамика.

*Ссылка:* Бакшт Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Прикладная физика. 2019. № 6. С. 5.

*Reference:* F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Prikl. Fiz., No. 6, 5 (2019).

**Введение**

Импульсно-периодический разряд (ИПР) высокого давления в парах щелочных металлов исследуется в течение длительного времени, прежде всего, как источник видимого и инфракрасного излучения [1–4]. В связи с этим ранее рассматривались режимы горения ИПР, оптимальные с точки зрения использования этого разряда как излучателя. Результаты теоретического и экспериментального исследования таких режимов ИПР в цезии представлены в работах [5–7].

В настоящей работе выполнено исследование ИПР высокого давления в цезии с целью показать возможность создания плазменного волновода на его основе. Плазменные волноводы предназначены для каналирования мощного лазерного излучения и представляют из себя плазменные каналы, в которых вблизи оси электронная концентрация увеличивается с радиусом. В настоящее время достаточно хорошо изучены и широко используются плазменные волноводы на основе капиллярных разрядов [8, 9]. Отличием волновода на основе ИПР в цезии является существенно большая продолжительность его существования, более низкая температура плазмы, больший радиус канала и относительная простота реализации.

**Постановка работы**

Исследуемый разряд реализуется в сапфировой трубке ( $Al_2O_3$ ) с внутренним радиусом  $R \sim 2\div 3$  мм и длиной 8–10 см. В работе рассматривается установившийся режим горения, когда через слабоионизованную плаз-

**Бакшт Фёдор Григорьевич**<sup>1</sup>, гл.н.с., д.ф.-м.н.  
**Лапшин Владимир Фёдорович**<sup>1,2</sup>, с.н.с., профессор,  
д.ф.-м.н.

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе,  
Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26.  
E-mail: baksht@mail.ioffe.ru; lapshin@mail.ioffe.ru

<sup>2</sup> Петербургский государственный университет путей  
сообщения императора Александра I.  
Россия, 190031, С.-Петербург, Московский пр., 9.  
E-mail: lapshinvf@mail.ru

Статья поступила в редакцию 11 октября 2019 г.

му, остывающую после предыдущего импульса тока либо специально поддерживаемую дежурным разрядом с силой тока  $I_0 \sim 0,3$  А, периодически, с частотой  $\nu \sim 200\text{--}1000$  Гц пропускается импульс тока заданной формы  $I(t)$  и амплитуды  $I_{\max}$  до 500 А и более. Это позволяет создавать цезиевую плазму с давлением до 5 атм и температурой на оси до 20000 К при температурах стенок трубки, не превышающих 1600 К.

### Уравнения математической модели ИПР в цезии

В условиях, характерных для ИПР в цезии, столкновительные процессы с участием электронов играют доминирующую роль в кинетике плазмы [10]. В результате, в большей части объёма газоразрядной трубки плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, т. е. для неё выполняются соотношения Саха и Больцмана. При этом плазма разряда состоит, главным образом [11], из атомов ( $a$ ) и ионов ( $i$ ) цезия и электронов ( $e$ ).

В работе рассматриваются режимы горения ИПР с относительно медленным нарастанием силы тока в импульсе, когда движения плазмы в газоразрядной трубке происходят с существенно дозвуковыми скоростями. При этом инерционными членами в уравнениях движения и кинетической энергией плазмы в уравнении энергии можно пренебречь. Давление плазмы в процессе её разогрева током остаётся в этом случае постоянным по радиусу. При записи математической модели ИПР в цезии используются уравнения гидродинамического приближения [12], полученные для трёхкомпонентной плазмы в рамках 13-моментного приближения Грэда для функции распределения частиц. В условиях аксиальной симметрии разряда уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_a + n_i) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(n_a V_a + n_i V_i)] = 0, \quad (1)$$

$$n_e = n_i, \quad n_e n_i = K(T) n_a, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} p_a = n_a n_i (V_i - V_a) r_{ai}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (p_e + p_i) = n_i n_a (V_a - V_i) r_{ai}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [1,5(n_a + n_i + n_e) k_B T + n_i E_i + n_a E_a] + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[ \frac{5}{2} k_B T (n_e V_e + n_a V_a + n_i V_i) + \right. \right. \\ & \left. \left. + E_a n_a V_a + E_i n_i V_i \right] \right\} = \\ & = \sigma E^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} - W_{rad}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$I(t) = 2\pi E_z(t) \int_0^R r \sigma_e(r, t) dr. \quad (6)$$

Здесь  $r$  – радиальная координата;  $n_\alpha$ ,  $V_\alpha$ ,  $p_\alpha$  – соответственно концентрация, радиальная скорость и парциальное давление компоненты плазмы сорта  $\alpha$  ( $\alpha = a, i, e$ ),  $\sigma$  и  $\lambda$  – электропроводность и теплопроводность плазмы,  $T$  – температура,  $E_i = 3,89$  эВ – энергия ионизации атома цезия,  $E_a$  – энергия возбуждения атомов, усреднённая по распределению Больцмана,  $E_z$  – напряжённость продольного электрического поля в плазме,  $K(T)$  – константа из соотношения Саха [13].

Методика расчётов коэффициентов  $\lambda$ ,  $\sigma$ , и  $r_{ai}$  изложена в [4]. Предполагается, что радиальный ток на стенки газоразрядной трубки отсутствует и радиальные скорости электронов и ионов одинаковы, т. е.  $V_i = V_e$ . В работе рассматриваются условия ( $I < 500$  А,  $R = 2$  мм, давление плазмы  $p = 1\text{--}5$  атм), при которых эффектом самосжатия разряда собственным магнитным полем можно пренебречь.

При наличии в плазме локального термодинамического равновесия (ЛТР) величина радиационных потерь энергии  $W_{rad}$  из единицы объёма выражается через коэффициент поглощения плазмы и рассчитывается методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения [14]. Подробное описание расчёта коэффициента поглощения в цезиевой плазме приведено в [4].

Граничные условия к уравнениям (1)–(6) на оси трубки соответствуют аксиальной симметрии разряда:

$$\left. \frac{\partial n_a}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial n_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (7)$$

$$V_a(0, t) = V_i(0, t) = 0. \quad (8)$$

При записи граничных условий на стенке трубки учтено, что в условиях ИПР в установившемся режиме цезий не оседает на стенке. В результате, масса цезия  $M$ , приходящаяся на единицу длины трубки, остаётся постоянной в течение всего периода импульса тока:

$$M = 2\pi m_a \int_0^R r(n_a + n_i) dr = const,$$

где  $m_a$  – масса атома цезия. Последнее соотношение эквивалентно граничному условию для скоростей на стенке:

$$(n_a V_a + n_i V_i)|_{r=R} = 0. \quad (9)$$

Температура плазмы на стенке предполагается равной температуре внутренней поверхности самой стенки  $T_w$ :

$$T(R) = T_w. \quad (10)$$

Для определения значения  $T_w$  в работе решалось уравнение теплопроводности в стенке газоразрядной трубки. При этом учитывались два механизма нагрева трубки, а именно, за счёт потока тепла, падающего из плазмы на внутреннюю поверхность стенки и за счёт поглощения в стенке излучения, идущего из горячей области плазмы. При решении полагалось, что вся энергия, поступающая в стенку трубки в течение периода, излучается её внешней поверхностью. Благодаря большой теплоёмкости стенки, её температура в течение импульса тока меняется мало и считается постоянной. В этих условиях решение уравнения теплопроводности для  $T_w$  имеет вид:

$$T_w = \left( \frac{q_{pl} + q_{rad}}{\epsilon_w \sigma_{SB} (1 + \Delta R / R)} \right)^{1/4} + \frac{R}{\lambda_w} \ln \left( 1 + \frac{\Delta R}{R} \right) (q_{pl} + a q_{rad}). \quad (11)$$

Здесь  $\Delta R$  – толщина стенки,  $\epsilon_w$  – интегральная степень черноты поверхности трубки,  $\sigma_{SB}$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $\lambda_w$  – теплопроводность сапфира,  $t_{per} = 1/\nu$  – период им-

пульсов тока,  $q_{pl} = \nu \int_0^{t_{per}} - \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} dt$  – сред-

ний за период поток тепла из плазмы на внутреннюю поверхность стенки газоразрядной трубки вследствие теплопровод-

ности,  $q_{rad} = \nu \tau_w \int_0^{t_{per}} dt \int d\lambda F_\lambda(R, t)$  – средний за

период поток энергии излучения, поглощаемый стенками газоразрядной трубки,  $a = 0,5[1/\ln(1 + \delta) - 1/(\delta + 0,5\delta^2)]$ ,  $\delta = \Delta R/R$ . Значения спектральной плотности потока излучения  $F_\lambda$ , выходящего из плазмы, находились методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения [14]. При расчёте оптической толщины стенок газоразрядной трубки  $\tau_w = k_w \Delta R$  использовались значения коэффициента поглощения сапфира в видимой области спектра  $k_w = 0,04 \text{ см}^{-1}$  [15]. Отметим, что для режима горения ИПР, исследуемого в данной работе, отношение  $q_{rad} / q_{pl} = 0,15$  и нагрев стенки излучением играет заметную роль.

### Результаты расчётов и обсуждение

Исходными данными для модели ИПР (1)–(11) являются параметры газоразрядной трубки (внутренний радиус  $R$ , толщина стенок  $\Delta R$ ), форма импульса тока  $I(t)$  (в том числе частота следования импульсов  $\nu$ , продолжительность импульса  $t_p$ , амплитуда импульса  $I_{max}$ ) и масса цезия  $M$ . В настоящей работе расчёты выполнены для характерного, с точки зрения образования плазменного волновода, режима горения ИПР:  $\nu = 200 \text{ Гц}$ ,  $t_p = 80 \text{ мкс}$ ,  $M = 0,0672 \text{ г/см}$ ,  $R = 2 \text{ мм}$ ,  $\Delta R = 1,5 \text{ мм}$ ,  $T_w = 1500 \text{ К}$ . Сила тока  $I(t)$  в импульсе линейно возрастает от значения  $I_0 = 0,3 \text{ А}$  в дежурном разряде до  $I_{max} = 440 \text{ А}$  в конце импульса. При этом давление плазмы возрастает от  $p = 0,68 \text{ атм}$  в начале импульса до значения  $p = 4,48 \text{ атм}$  в конце импульса тока.

На рис. 1–4 приведены результаты расчётов радиальных профилей температуры плазмы  $T(r, t)$ , среднемассовой скорости  $V(r, t) = (n_i V_i + n_a V_a) / (n_i + n_a)$ , величины радиационных потерь  $W_{rad}(r, t)$  и концентрации электронов  $n_e(r, t)$  в различные моменты времени от начала импульса тока.

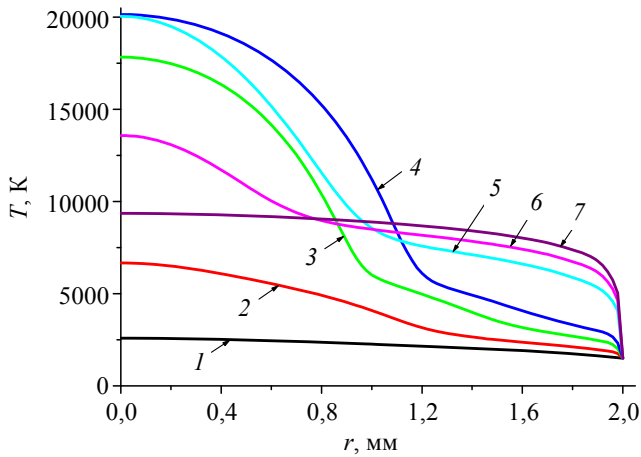


Рис. 1. Радиальные профили температуры  $T(r, t)$  плазмы в различные моменты времени от начала импульса тока: 1 – 0 мкс, 2 – 10 мкс, 3 – 20 мкс, 4 – 30 мкс, 5 – 60 мкс, 6 – 70 мкс, 7 – 80 мкс.

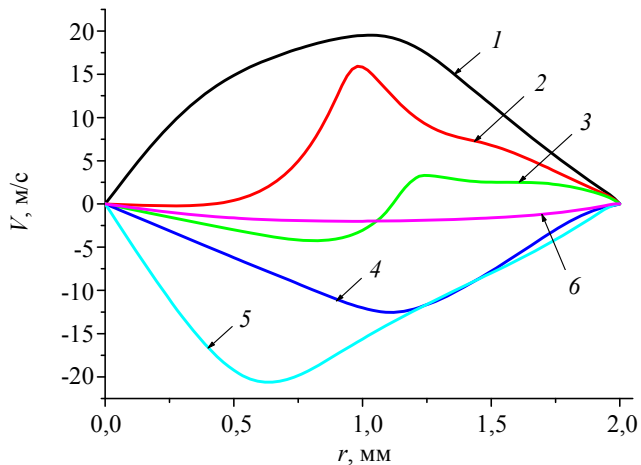


Рис. 2. Радиальная среднемассовая скорость плазмы  $V(r, t)$  в различные моменты времени  $t$ : 1 – 10 мкс, 2 – 20 мкс, 3 – 30 мкс, 4 – 50 мкс, 5 – 70 мкс, 6 – 80 мкс.

Как видно из рис. 1, на начальном этапе, при  $t < 10$  мкс, происходит разогрев и ионизация плазмы, причем преимущественно в приосевой области. В исследованиях ИПР как источника излучения нагрев плазмы прекращался после полной ионизации центральной части разряда. На рис. 1 хорошо видно, что дальнейший разогрев плазмы возрастающим током приводит к быстрому росту температуры в интервале времени  $10 \text{ мкс} < t < 30 \text{ мкс}$ . Это объясняется уменьшением радиационных потерь  $W_{rad} \sim n_i n_e$  (см. рис. 3) вследствие ухода плазмы из приосевой области (на рис. 2  $V > 0$  при  $t < 30$  мкс). В результате, в приосевой области образуется горячая, практически полностью ионизованная плазма, т. е. относительная

концентрация атомов  $\beta = n_a / (n_a + n_i)$  мала (см. рис. 4, кривая 6). В условиях постоянства давления по радиусу это приводит к формированию в интервале времени  $30 \text{ мкс} < t < 60 \text{ мкс}$  плазменного канала с распределением концентрации электронов, близким к параболическому закону (рис. 4).

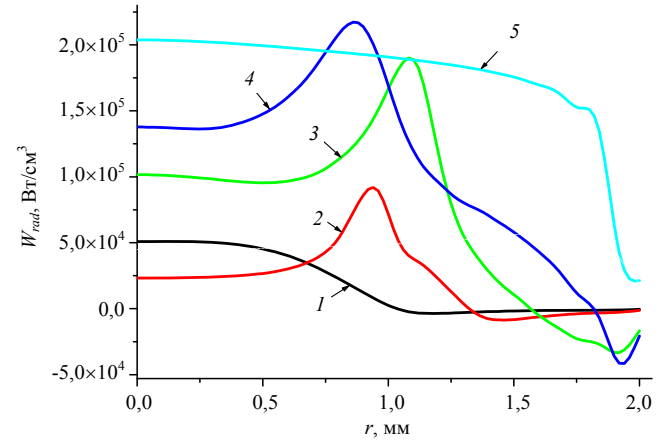


Рис. 3. Радиальная распределение потерь энергии на излучение  $W_{rad}(r, t)$  из единицы объёма плазмы в различные моменты времени  $t$ : 1 – 10 мкс, 2 – 20 мкс, 3 – 50 мкс, 4 – 60 мкс, 5 – 80 мкс.

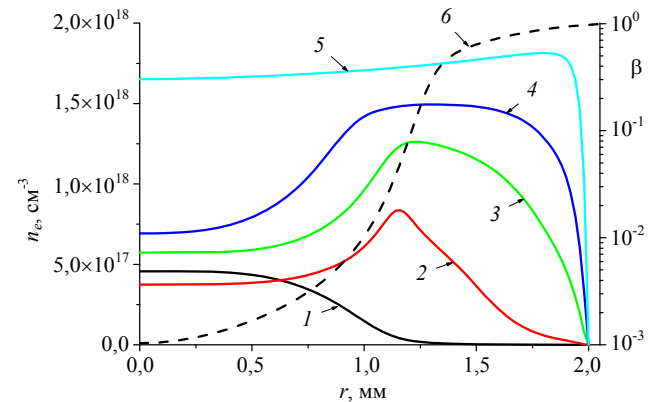


Рис. 4. Радиальные профили концентрации электронов  $n_e(r, t)$  плазмы в различные моменты времени от начала импульса тока: 1 – 10 мкс, 2 – 30 мкс, 3 – 50 мкс, 4 – 60 мкс, 5 – 80 мкс. Пунктир 6 – величина  $\beta = n_a / (n_a + n_i)$  для момента времени  $t = 40$  мкс.

Постепенный разогрев пристеночной области в последующее время ( $30 \text{ мкс} < t < 70 \text{ мкс}$ ) вызывает обратное течение плазмы к оси трубки: на рис. 2 в этом интервале времени радиальная скорость всюду отрицательна ( $V < 0$ ). В результате, концентрация электронов, а вместе с ней и радиационные потери в приосевой области возрастают и температура плазмы уменьшается. Это приводит к разру-

шению плазменного волновода в конце импульса (см. рис. 4).

### Заключение

В работе рассмотрен процесс формирования плазменного волновода в условиях импульсно-периодического разряда высокого давления в цезии при относительно медленном нарастании силы тока в импульсе, когда давление плазмы остаётся постоянным по радиусу. Показано, что в течение первой половины импульса тока происходит практически полная ионизация плазмы в горячей приосевой области. Последующее возрастание силы тока приводит к формированию плазменного канала с радиальным профилем концентрации электронов близким к параболическому. Отличительной особенностью плазменного волновода на основе ИПР в цезии является продолжительное время его существования (десятки микросекунд) и большой радиус канала – порядка миллиметра. Концентрация электронов на оси канала составляет  $10^{17}$ – $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Отметим также, что цезиевые лампы, в которых реализуется рассмотренный разряд, имеют относительно большой срок службы.

Плазменный волновод на основе ИПР в цезии может быть использован для каналирования лазерных импульсов различной мощности и продолжительности.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Логинов В. В. // Прикладная физика. 2019. № 4. С. 24.
2. Rakić M., Pichler G. // JQSRT. 2015. Vol. 151. P. 169.
3. Гавриш С. В. // Прикладная физика. 2011. № 3. С. 67.
4. Baksht F. G., Lapshin V. F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. No. 20. P. 205201.
5. Rakić M., Pichler G. // Opt. Commun. 2011. Vol. 284. No. 12. P. 2881.
6. Гавриш С. В., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Столяров И. И. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. № 14. С. 64.
7. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 6. С. 525.
8. Кузнецов С. В. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 8. С. 707.
9. Kameshima T., Kotaki H., Kando M., Daito I., Kawase K., Fukuda Y., Chen L. M., Homma T., Kondo S., Esirkepov T. Zh., Bobrova N. A., Sasorov P. V., Bulanov S. V. // Physics of Plasmas. 2009. Vol. 16. P. 093101.
10. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 7. С. 100.
11. Хомкин А. Л., Шумихин А. С. // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 663.
12. Силин В. П. Введение в кинетическую теорию газов. – М.: Наука, 1971.
13. Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. В кн. «Энциклопедия низкотемпературной плазмы», Вводный Том I, Под ред. акад. В. Е. Фортова. – М.: Наука/Интерпериодика, 2000. С. 1.
14. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 183.
15. Леликов Ю. С., Бочкарева Н. И., Горбунов Р. И., Мартынов И. А., Ребане Ю. Т., Тархин Д. В., Шретер Ю. Г. // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. № 11. С. 1371.

PACS: 52.80.Mg

## Modeling of the plasma waveguide on the basis of the pulse-periodic high pressure caesium discharge

*F. G. Baksht<sup>1</sup> and V. F. Lapshin<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Ioffe Institute

26 Polytekhnicheskaya st., St. Petersburg, 194021, Russia

E-mail: baksht@mail.ioffe.ru, lapshin@mail.ioffe.ru

<sup>2</sup> Emperor Alexander I St. Petersburg State Transport University

9 Moskovsky Ave., St. Petersburg, 190031, Russia

Received October 11, 2019

**Modeling of the pulse-periodic high pressure caesium discharge on the basis of the radiative gas dynamic equations is executed. Calculation results of radial profiles of the plasma temper-**

*ature, energy losses on radiation, electron concentrations and radial velocity of motion are given to various instants from the beginning of a current pulse. It is shown that the studied discharge allows to create almost completely ionized plasma in hot near-axis area. In this area electron concentration increases from the axis to the wall of tube and the radial profile of concentration has the form close to parabolic. Time of existence of a plasma waveguide is equal to tens of microseconds, radius is about a millimeter and electron concentration on an axis is about  $10^{17}$ – $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ . Also, mechanisms of a plasma waveguide formation in the discharge are discussed in the paper.*

*Keywords:* low temperature plasma, gas discharge, caesium, radiative gas dynamics, plasma waveguide.

## REFERENCES

1. V. V. Loginov, Prikl. Fiz., No. 4, 24 (2019).
2. M. Rakić and G. Pichler, JQSRT **151**, 169 (2015).
3. S. V. Gavrish, Prikl. Fiz., No. 3, 67 (2011).
4. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, J. Phys. D: Appl. Phys. **41** (20), 205201 (2008).
5. M. Rakić and G. Pichler, Opt. Commun. **284** (12), 2881 (2011).
6. S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, A. M. Martsinovskii, and I. I. Stolyarov, Tech. Phys. Lett. **41**, 620 (2015).
7. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Usp. Prikl. Fiz., **5** (6), 525 (2017).
8. S. V. Kuznetsov, Plasma Physics Reports **40** (8), 611 (2011).
9. T. Kameshima, H. Kotaki, M. Kando, I. Daito, K. Kawase, Y. Fukuda, L. M. Chen, T. Homma, S. Kondo, T. Zh. Esirkepov, N. A. Bobrova, P. V. Sasorov, and S. V. Bulanov, Physics of Plasmas **16**, 093101 (2009).
10. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Tech. Phys. **47**, 894 (2002).
11. A. L. Khomkin and A. S. Schumikhin, High Temperature **51** (5), 594 (2013).
12. V. P. Silin, *Introduction to Kinetic Theory of Gases* (Nauka, Moscow, 1971) [in Russian].
13. Yu. S. Protasov, S. N. Chuvashov, in *Book: Encyclopedia of Low-Temperature Plasma: Introductory Volume*, Ed. by Fortov V. E. (Nauka / Interperiodika, Moscow, 2000) [in Russian].
14. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Usp. Prikl. Fiz., **1** (2), 183 (2013).
15. Yu. S. Lelikov, N. I. Bochkareva, R. I. Gorbunov, I. A. Martynov, Y. T. Rebane, D. V. Tarkin, and Yu. G. Shreter, Semiconductors **42** (11), 1342 (2008).