

04.1

Два вида структуры плазменного канала в импульсном разряде высокого давления в цезии

© Ф.Г. Бакшт¹, В.Ф. Лапшин^{1,2,¶}¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия² Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: lapshinvf@mail.ru

Поступило в Редакцию 23 июля 2021 г.

В окончательной редакции 23 июля 2021 г.

Принято к публикации 14 августа 2021 г.

На основе уравнений радиационной газодинамики выполнено моделирование импульсно-периодического разряда высокого давления в парах цезия. Показано, что в разряде возможна реализация двух различных видов структуры плазменного канала. В начале импульса тока плазменный канал разряда имеет центрированную структуру. При этом большая часть плазмы сосредоточена вблизи оси разряда. Концентрация заряженных частиц убывает вдоль радиуса. Затем, если амплитуда тока достаточно велика, в процессе нагрева плазмы происходит трансформация от центрированной к оболочечной структуре канала. При этом большая часть плазмы оказывается сосредоточенной на периферии разряда и ее концентрация возрастает вдоль радиуса от оси к стенкам трубки. Показано, что переход от одной структуры канала к другой происходит в момент времени, когда удельная теплоемкость плазмы вблизи оси достигает глубокого минимума, соответствующего полностью однократно ионизованной $e-i$ -плазме.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, импульсный разряд, плазменный канал.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.22.51727.18972

Импульсный газовый разряд высокого давления, ограниченный твердыми стенками, широко используется для создания эффективных интенсивных источников ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения. При описании таких разрядов ранее в литературе рассматривались режимы горения, в которых плазменный канал имеет простейшую центрированную структуру, когда большая часть плазмы сосредоточена в приосевой области [1–5]. На различные формы плазменного канала в импульсно-периодическом разряде (ИПР) высокого давления в цезии указывалось в последних работах [6–9]. В настоящей работе на примере ИПР в цезии рассматривается трансформация структуры плазменного канала разряда от центрированной к оболочечной форме в процессе нагрева плазмы импульсом тока.

В работе исследуется разряд в длинной керамической трубке из Al_2O_3 с внутренним радиусом $R = 2$ mm. Рассматривается установившийся режим горения, когда через плазму „дежурного“ разряда, поддерживаемого постоянным током $I_0 = 1.0$ A, периодически (с частотой $\nu = 1400$ Hz) пропускается импульс тока заданной амплитуды $I_{max} = 100$ A и длительности $t_p = 50$ μ s. Количество цезия в трубке определяется давлением насыщающих паров p_{sat} у наиболее холодного конца трубки. При значениях $p_{sat} = 75–500$ Torr давление плазмы в импульсе достигает значений $p = 400–1200$ Torr, температура стенок газоразрядной трубки имеет значения $T_w = 1300–1500$ K, а температура плазмы на оси достигает 17 000 K. Плазма с такими параметрами находится в состоянии локального термодинамического равновесия, и для ее описания применимы уравнения

Саха–Больцмана. Для моделирования ИПР в цезии используются уравнения радиационной газодинамики, записанные с учетом существенно дозвуковых скоростей движения плазмы и аксиальной симметрии разряда:

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

$$n_e n_1 = K_1(T) n_a, \quad n_e n_2 = K_2(T) n_1, \quad n_e n_3 = K_3(T) n_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} p_a = n_a n_1 (V_i - V_a) r_{ai}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (p_e + p_i) = n_1 n_a (V_a - V_i) r_{ai}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{3}{2} (n_a + n_i + n_e) k_B T + n_a E_a + n_i E_i \right] \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\frac{5}{2} k_B T (n_e V_e + n_a V_a + n_i V_i) \right. \right. \\ & \left. \left. + E_a n_a V_a + E_i n_i V_i \right] \right\} = \sigma E^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} - W_{rad}, \quad (5) \end{aligned}$$

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

Здесь r — радиальная координата, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, n_a , V_a , $p_a = n_a k_B T$ — соответственно концентрация, радиальная скорость и парциальное давление компоненты плазмы сорта α ($\alpha = a, i, e$), n_1 , n_2 и n_3 — концентрации одно-, двух- и трехкратно ионизованных атомов цезия,

$n_e = n_1 + 2n_2 + 3n_3$, $n_i = n_1 + n_2 + n_3$, E_a — энергия возбуждения атомов, усредненная по распределению Больцмана, $n_i E_i = n_1 E_1 + n_2 (E_1 + E_2) + n_3 (E_1 + E_2 + E_3)$, $E_1 = 3.89$ eV, $E_2 = 23.15$ eV, $E_3 = 33.4$ eV — энергии первой, второй и третьей ионизации атомов цезия [10], E_z — напряженность продольного электрического поля в плазме, $K_1(T)$, $K_2(T)$ и $K_3(T)$ — константы равновесия из соотношения Саха [11,12]. В случае частично ионизованной плазмы для расчета коэффициентов электропроводности σ_e , теплопроводности λ и трения r_{ai} использовалась методика из работы [3]. В полностью ионизованной плазме, содержащей ионы различной кратности, для λ и σ_e использовались выражения из работы [13].

Предполагается, что радиальный ток на стенки газоразрядной трубки отсутствует и радиальные скорости электронов и всех видов ионов одинаковы: $V_i = V_e$. В работе рассматривается слаботочный разряд, в котором эффектом самосжатия разряда собственным магнитным полем можно пренебречь.

Значения радиационных потерь энергии из плазмы W_{rad} рассчитывались методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения [14]. При этом коэффициент поглощения k_λ , соответствующий процессам фотоионизации возбужденных состояний ионов цезия, рассчитывался в водородоподобном приближении [11]. Во всех остальных случаях при вычислении k_λ использовалась методика из работы [3].

Граничные условия к уравнениям (1)–(6) при $r = 0$ соответствуют условию аксиальной симметрии плазмы. При записи граничных условий на стенке трубки учтено, что в установившемся режиме горения ИПР масса цезия M , приходящаяся на единицу длины трубки, остается постоянной в течение всего периода импульса тока

$$M = 2\pi m_a \int_0^R r(n_a + n_i) dr = \text{const}. \quad (7)$$

Здесь m_a — масса атома цезия. Температура плазмы $T(R)$ предполагается равной температуре стенки трубки T_w и определяется соотношением [6]:

$$T(R) = T_w = \left(\frac{q_{pl} + q_{rad}}{\varepsilon_w \sigma_{SB} (1 + \Delta R/R)} \right)^{1/4} + \frac{R}{\lambda_w} \ln \left(1 + \frac{\Delta R}{R} \right) (q_{pl} + a q_{rad}). \quad (8)$$

Здесь ΔR — толщина стенки (в расчетах использовалось $\Delta R = 1.5$ mm), $\lambda_w = 13$ W · m⁻¹ · K⁻¹ и $\varepsilon_w = 0.3$ — теплопроводность и интегральная степень черноты сапфира [15], σ_{SB} — постоянная Стефана–Больцмана, $a = 0.5[1/\ln(1 + \delta) - 1/(\delta + 0.5\delta^2)]$, $\delta = \Delta R/R$,

$q_{pl} = -\nu \int_0^{t_{per}} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} dt$ — средний за период поток тепла из плазмы на внутреннюю поверхность стенки газоразрядной трубки вследствие теплопроводности, $t_{per} = 1/\nu$, q_{rad} — средний за период поток энергии

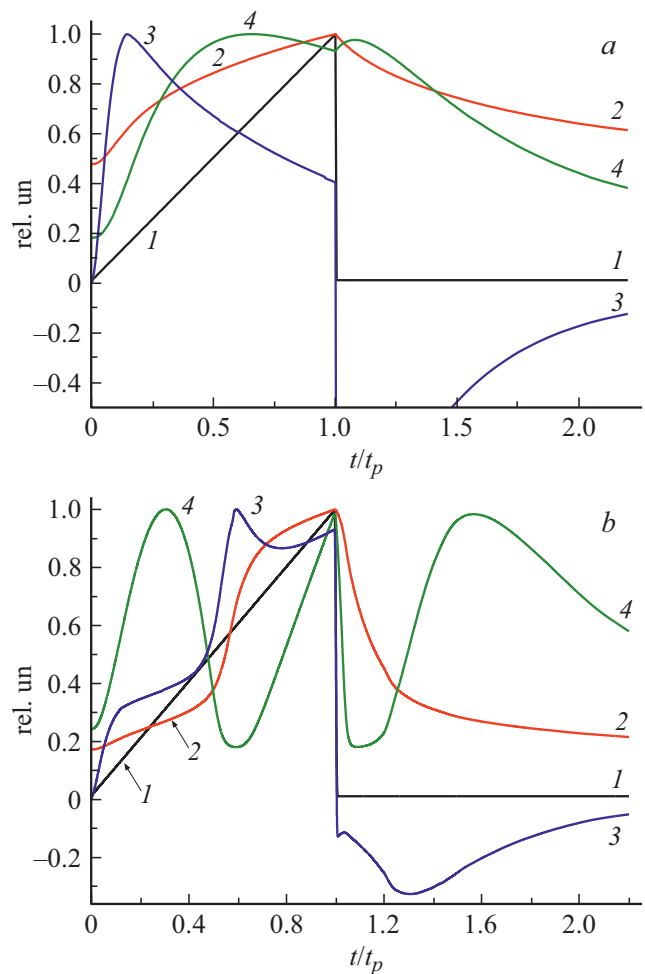


Рис. 1. Форма импульса тока $I(t)$ и зависимости от времени значений температуры $T_0(t)$, мощности нагрева $Q(t)$ и теплоемкости $c_p(t)$ на оси разряда. 1 — $I(t)/I_{\max}$, 2 — $T_0(t)/T_{0\max}$, 3 — $Q(t)/Q_{\max}$, 4 — $c_p(t)/c_{p\max}$. а — $p_{\text{sat}} = 500$ Torr, $T_{0\max} = 6000$ K, $Q_{\max} = 21\,940$ W · cm⁻³, $c_{p\max} = 1391$ J · kg⁻¹ · K⁻¹; б — $p_{\text{sat}} = 75$ Torr, $T_{0\max} = 17\,610$ K, $Q_{\max} = 17\,980$ W · cm⁻³, $c_{p\max} = 1778$ J · kg⁻¹ · K⁻¹.

излучения, поглощаемый стенками газоразрядной трубки [6].

Результаты моделирования ИПР в цезии в соответствии с (1)–(8) приведены для двух значений давления цезия: $p_{\text{sat}} = 500$ Torr (рис. 1, а–3, а) и 75 Torr (рис. 1, б–3, б), что соответствует массе цезия на единицу длины трубки $M = 0.06$ и 0.009 mg · cm⁻¹. Для вычисления удельной теплоемкости плазмы c_p использовано соотношение $c_p = (\partial H/\partial T)_{p=\text{const}}$, где $H = (2.5p + n_a E_a + n_i E_i)/\rho$ — удельная энтальпия, $\rho = m_a (n_a + n_i)$ — плотность плазмы. Потери энергии на излучение $W_{vis}(r, t)$ в видимой области спектра $\lambda = 400$ –700 nm рассчитывались, как и W_{rad} , методом из работы [14].

Как видно из рис. 1, а, в случае достаточно высокого начального давления температура T_0 и теплоемкость

плазмы c_p на оси разряда в течение импульса плавно возрастают. При этом реализуется центрированная структура плазменного канала (рис. 2, *a*) и большая часть видимого излучения выходит из приосевой области (рис. 3, *a*). Если давление перед импульсом невелико (рис. 1, *b*), то T_0 возрастает быстрее и наступает момент, когда вблизи оси разряда практически все атомы газа однократно ионизованы, а вторая ионизация и возбуждение ионов еще несущественны. Отметим, что такая ситуация реализуется благодаря большой разнице в значениях энергии первой и второй ионизации у атомов щелочных металлов. В это время на оси разряда теплоемкость c_p плазмы резко уменьшается, а величина $Q = \sigma E^2 - W_{rad}$, определяющая мощность нагрева плазмы, наоборот, возрастает (рис. 1, *b*, $t/t_p = 0.6$). Это приводит к быстрому росту температуры в приосевой области и выталкиванию плазмы в более холодную периферийную область (рис. 2, *b*). Формируется оболочечная структура плазменного канала, когда большая часть плазмы сосредоточена на периферии разряда. Большая часть видимого излучения

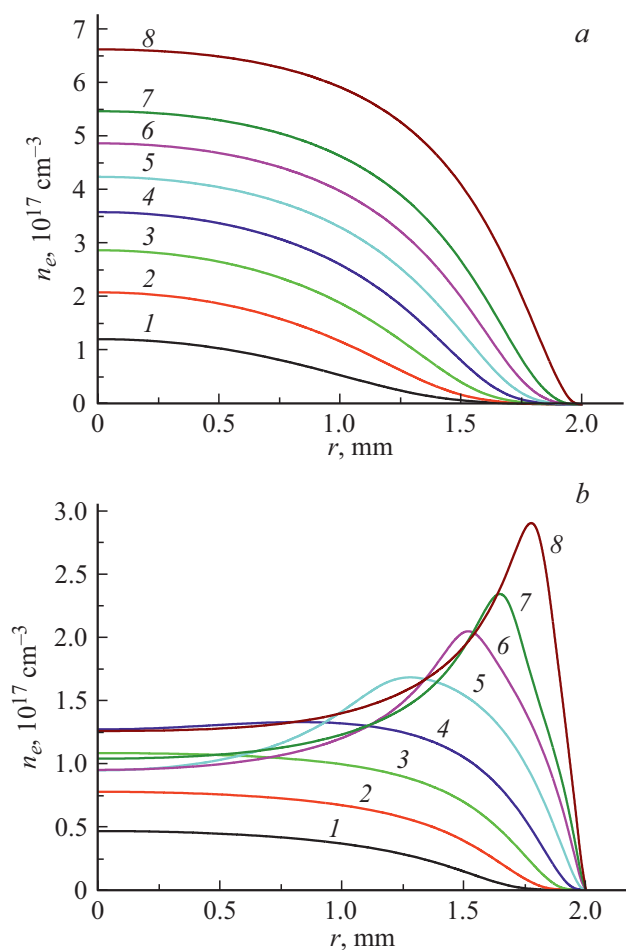


Рис. 2. Радиальные профили концентрации электронов $n_e(r, t)$ в различные моменты времени t от начала импульса тока. $t, \mu\text{s}$: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 20, 4 — 25, 5 — 30, 6 — 35, 7 — 40, 8 — 50. $p_{sat} = 500$ (a) и 75 Torr (b).

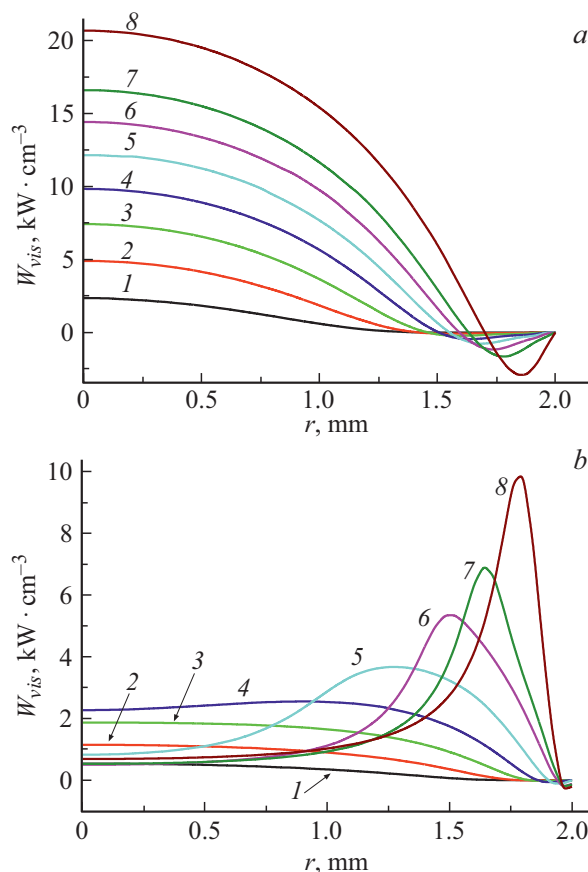


Рис. 3. Радиальное распределение радиационных потерь энергии $W_{vis}(r, t)$ в видимой области в различные моменты времени t от начала импульса тока. $t, \mu\text{s}$: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 20, 4 — 25, 5 — 30, 6 — 35, 7 — 40, 8 — 50. $p_{sat} = 500$ (a) и 75 Torr (b).

выходит теперь из плотной внешней оболочки канала (рис. 3, *b*). Переход от оболочечной к центрированной структуре канала сопровождается резким уменьшением радиуса светящегося канала разряда, что наблюдалось в работах [7,9]. Отметим, что после прохождения импульса тока в процессе остывания плазмы значение c_p в приосевой области снова проходит через глубокий минимум и в разряде происходит обратная трансформация пространственного распределения плазмы.

Таким образом, в импульсно-периодическом разряде в цезии в зависимости от начального давления и амплитуды импульса тока может реализоваться центрированная либо оболочечная структура плазменного канала. Трансформация одной структуры в другую происходит в момент, когда теплоемкость плазмы достигает глубокого минимума, соответствующего полностью однократно ионизованной $e-i$ -плазме.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.С. Протасов, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. акад. В.Е. Фортова (Наука, М., 2000), т. IV (вводный), с. 232–262.
- [2] А.А. Рухадзе, А.Ф. Александров, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (ЛИБРОКОМ, М., 2012), с. 81–89.
- [3] F.G. Baksht, V.F. Lapshin, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41** (20) 205201 (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/20/205201
- [4] M. Rakić, G. Pichler, *JQSRT*, **151**, 169 (2015). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.09.022
- [5] С.В. Гавриш, В.Б. Каплан, А.М. Марциновский, И.И. Столяров, *Письма в ЖТФ*, **41** (14), 64 (2015). [S.V. Gavrish, V.B. Kaplan, A.M. Martsinovskii, I.I. Stolyarov, *Tech. Phys. Lett.*, **41** (7), 694 (2015). DOI: 10.1134/S1063785015070196].
- [6] Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин, *Прикладная физика*, № 6, 5 (2019).
- [7] С.В. Гавриш, В.Б. Каплан, А.М. Марциновский, И.И. Столяров, *Прикладная физика*, № 5, 78 (2019).
- [8] Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин, *Прикладная физика*, № 6, 10 (2020).
- [9] А.А. Богданов, С.В. Гавриш, В.В. Коваль, А.М. Марциновский, И.И. Столяров, *Прикладная физика*, № 6, 16 (2020).
- [10] А.А. Радциг, Б.М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов: Справочник* (Энергоатомиздат, М., 1986), с. 109.
- [11] В.Н. Очкин, *Спектроскопия низкотемпературной плазмы* (Физматлит, М., 2010), с. 20–21, 60–68.
- [12] В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, И.Т. Якубов, *Физика неидеальной плазмы* (Физматлит, М., 2004), с. 137–138.
- [13] В.М. Жданов, *Процессы переноса в многокомпонентной плазме* (Физматлит, М., 2009), с. 177–178.
- [14] V.F. Lapshin, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **669** (1), 012035 (2016). DOI: 10.1088/1742-6596/669/1/012035
- [15] G.C. Wei, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38** (17), 3057 (2005). DOI: 10.1088/0022-3727/38/17/S07