

УДК 533.9.082.5

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛОВ, ОБРАЗОВАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Д. А. Кочуев, А. Ф. Галкин, А. А. Вознесенская,  
К. С. Хорьков, Р. В. Чкалов

*В работе проведено исследование лазерно-индуцированных плазменных каналов (ЛИПК), образованных при взаимодействии ультракоротких лазерных импульсов с аргоном. Исследование характеристик ЛИПК проводилось при различном давлении.*

**Ключевые слова:** оптический пробой, лазерно-индуцированный плазменный канал, электронная температура, концентрация электронов.

*Введение.* Одним из направлений лазерной абляционной обработки является синтез сферических микро- и наночастиц. За счет гибкой настройки параметров воздействия возможно получение частиц заданной фракции и размеров. Актуальной проблемой при лазерном синтезе является незначительный выход наноматериалов за счет малой энергии лазерного излучения. Промышленным методом синтеза близких по свойствам микро- и наноматериалов является метод электровзрыва проводников [1]. Частицы, получаемые этим методом имеют большую дисперсию размеров гранул за счет большой области воздействия и длительного времени горения электрического дугового разряда (ЭДР). Снижения дисперсии получаемых наночастиц возможно добиться путем уменьшения области воздействия ЭДР. Для локализации ЭДР можно использовать лазерно-индуцированные плазменные каналы (ЛИПК) или филаменты, которые образуются в результате оптического пробоя среды в области каустики лазерного излучения. При достижении критической мощности лазерного излучения ЛИПК представляют собой проводящий участок пространства, образуемый в результате взаимодействия лазерного излучения со средой, в которой распространяется лазерный луч. Как показано в работах [2, 3], ЛИПК могут быть использованы для увеличения эффективности получения

---

Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых, 600000 Россия, Владимир, ул. Горького, 87; e-mail: \_b\_@mail.ru.

наночастиц при абляции за счет транспортировки по ним электрического дугового разряда. При этом эффективная коррекция электрической дуги может быть осуществлена с помощью оптического разряда (ОР). При использовании комбинированного воздействия лазерного излучения и ЭДР в процессе лазерной абляционной обработки важным параметром является межэлектродный промежуток. При близком расположении электродов наблюдается уменьшение эффективного разрядного промежутка: ЭДР распространяется по микро- и наночастицам, образующимся в результате лазерной абляции, подобно ситуации, описанной в работе [4]. Характерное расстояние выброса продуктов лазерной абляции при обработке материалов лазерной системой, использованной в данной работе, составляет 5–10 мм. Таким образом, для исключения данного эффекта необходимо развести электроды на расстояние не менее 15–25 мм при напряжении 15 кВ. Для оптимизации ОР необходимо, в частности, знать характеристики плазмы ОР, такие, как концентрация электронов  $n_e$ , температура электронов  $T_e$ , а также ее проводимость  $\sigma$ . Температура электронов определялась по относительной интенсивности спектральных линий [5, 6] с использованием соотношения:

$$T_e = \frac{-\Delta E}{k \left( \ln \frac{I_2}{I_1} - \ln \left( \frac{g_2 f_2}{g_1 f_1} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^3 \right) \right)}, \quad (1)$$

$\Delta E$  – разность энергий верхних уровней двух спектральных линий  $\Delta E = E_2 - E_1$ ;  $k$  – постоянная Больцмана (в удобном для использования виде  $k = 8.6 \cdot 10^{-5}$  эВ/град);  $I_1$ ,  $I_2$  – интенсивности линий;  $g_1 \cdot f_1$ ,  $g_2 \cdot f_2$  – произведение статистических весов на силы осцилляторов соответствующих линий;  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  – длина волны линий.

Представленная формула справедлива, в принципе, для любой пары линий. Но имеется ряд ограничений. Во-первых, заселенность уровней должна удовлетворять распределению Больцмана (а, следовательно, должно быть локальное термодинамическое равновесие (ЛТР)). Во-вторых, необходимо, чтобы величина  $\Delta E \leq kT$ . В-третьих, плазма должна быть оптически тонкой (свободный пробег фотона относительно реабсорбции много больше характерных размеров плазменного объема), что накладывает определенные ограничения на давление. Для оптически тонкой плазмы должно выполняться условие  $\alpha_\lambda \ell \ll 1$ , где  $\alpha_\lambda$  – коэффициент поглощения (1/м) на длине волны  $\lambda$  (нм);  $\ell$  – участок (толщина) плазменного объема, через который проходит излучение (м). Эффективность поглощения определяется силой осциллятора и количеством атомов в нижнем состоянии. Поэтому искажения более вероятны для сильных линий.

Время установления в объеме ЛИПК локального термодинамического равновесия (ЛТР) можно оценить с помощью характерного времени теплообмена электронов с тяжелыми частицами [7]

$$\tau_{ea} \approx (\delta\nu_{ea})^{-1}, \quad (2)$$

где  $\nu_{ea}$  – частота столкновений электронов с атомами; коэффициент  $\delta = \frac{2m_e}{m_{ea}}$ .

Частоту столкновений  $\nu_{ea}$  можно представить в общем виде [8]

$$\nu_{ea} = n_a \langle v_e \rangle S_{ea}, \quad (3)$$

где  $n_a$  – концентрация атомов,  $\langle v_e \rangle$  – средняя скорость электронов,  $S_{ea}$  – эффективное сечение столкновений.

Как показывают соответствующие оценки,  $\tau_{ea}$  составляет доли микросекунд, а межимпульсный промежуток составляет 100 мкс, следовательно, через промежуток времени порядка 1 мкс устанавливается ЛТР. Промежуток времени от одного импульса до другого можно условно разделить на 3 части: оптический импульс возбуждения, релаксация от неравновесного состояния к практически равновесному, сравнительно медленное изменение  $n_e$  и  $T_e$  к параметрам перед импульсом возбуждения аналогично процессам в импульсно-периодических лазерах на парах металлов [9]. Аналогичные результаты получены в работе [10], где канал довольно быстро охлаждается (в течение доли мкс после оптического пробоя), а затем его температура удерживается на уровне  $10^4 - 7 \cdot 10^3$  К в течение десятков микросекунд.

Концентрация электронов  $n_e$  в ЛИПК определялась из уравнения Саха [11]

$$n_e^2 = n_a \cdot 3 \cdot 10^{21} \cdot \frac{g_e \cdot g_i}{g_a} T^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right), \quad (4)$$

где  $n_a$  – концентрация атомов;  $g_e$ ,  $g_i$ ,  $g_a$  – соответственно статвес электрона, иона и атома;  $T$  – температура [эВ];  $U_i$  – энергия ионизации [эВ].

Проводимость плазмы  $\sigma$  рассчитывалась по соотношению [12]

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m \nu_{ea}}. \quad (5)$$

Концентрация электронов  $n_e$  в зависимости от вида газа и его давления составляет величину порядка  $5 \cdot 10^{12} \div 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Проводимость от долей до единиц Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>.

*Экспериментальная часть.* Измерения электронной температуры лазерно-индуцированных плазменных каналов проводились при различных давлениях аргона. Регистрация относительной интенсивности спектральных линий осуществлялась

согласно схеме, представленной на рис. 1. Лазерное излучение системы “ГЕТА-10”, обозначенной на рис. 1 “позицией 1” (длительность импульса 280 фс, частота следования импульсов 10 кГц, энергия в импульсе 150 мкДж, длина волны излучения 1030 нм), фокусировалось во внутренний объем изолированного сосуда (4) с помощью фокусирующей линзы (2) с фокусным расстоянием 150 мм. В фокальной плоскости фокусирующей линзы формируется ЛИПК (5). Регистрация геометрических характеристик и яркости свечения осуществлялась CCD-камерой (12). Объем изолированного сосуда заполнялся из баллона с аргоном, контроль давления в сосуде осуществлялся редуктором (8.1), оснащенным запорной и измерительной аппаратурой. Регистрация спектра излучения лазерно-индуцированного плазменного канала осуществлялась с использованием спектрометра (6). Данные со спектрометра и CCD-камеры в процессе проведения экспериментальных работ собирались на персональном компьютере.

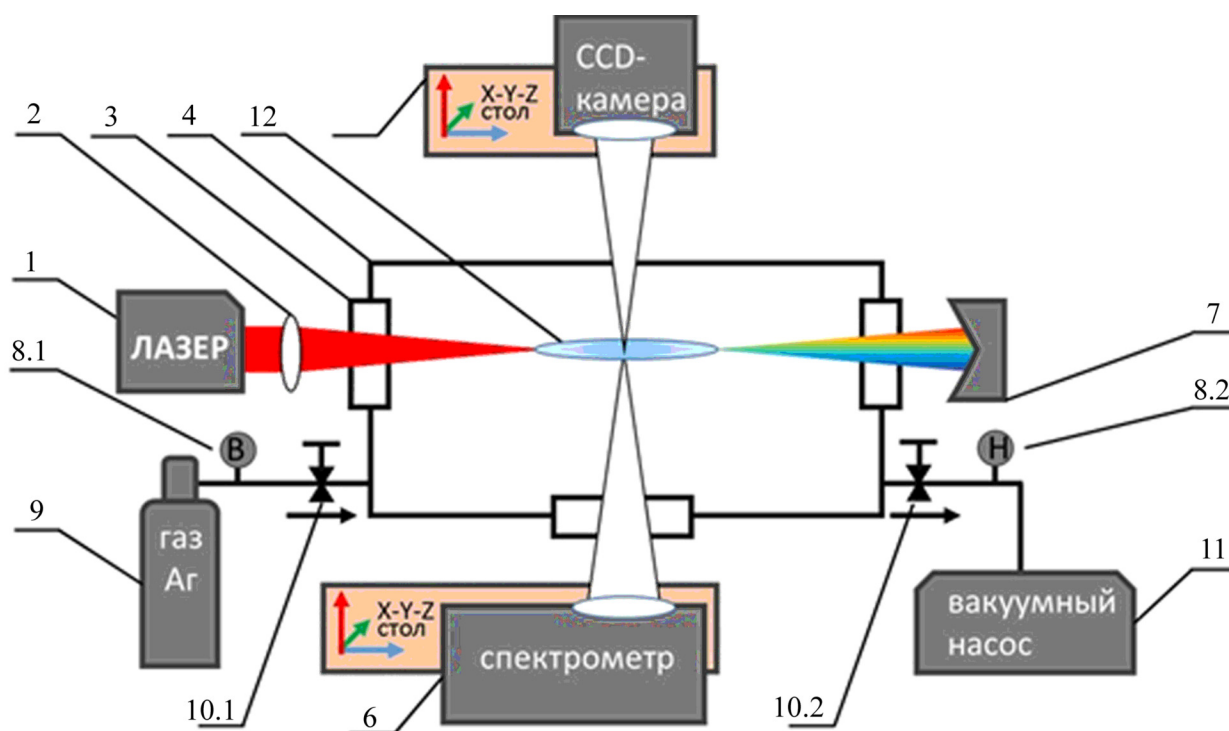


Рис. 1: Схема эксперимента: 1 – фемтосекундная лазерная система; 2 – фокусирующая линза; 3 – окно ввода лазерного излучения, 4 – изолированный сосуд; 5 – область ЛИПК; 6 – спектрометр; 7 – заглушка; 8.1 – регулятор высокого давления; 8.2 – регулятор низкого давления, 9 – баллон с газом; 10.1 – задвижка высокого давления; 10.2 – задвижка низкого давления; 11 – вакуумный насос, 12 – CCD-камера.

На регистрируемых линейчатых спектрах также наблюдался континуум теплового излучения ЛИПК, что говорит о соблюдении условия ЛТР в объеме плазменного канала.

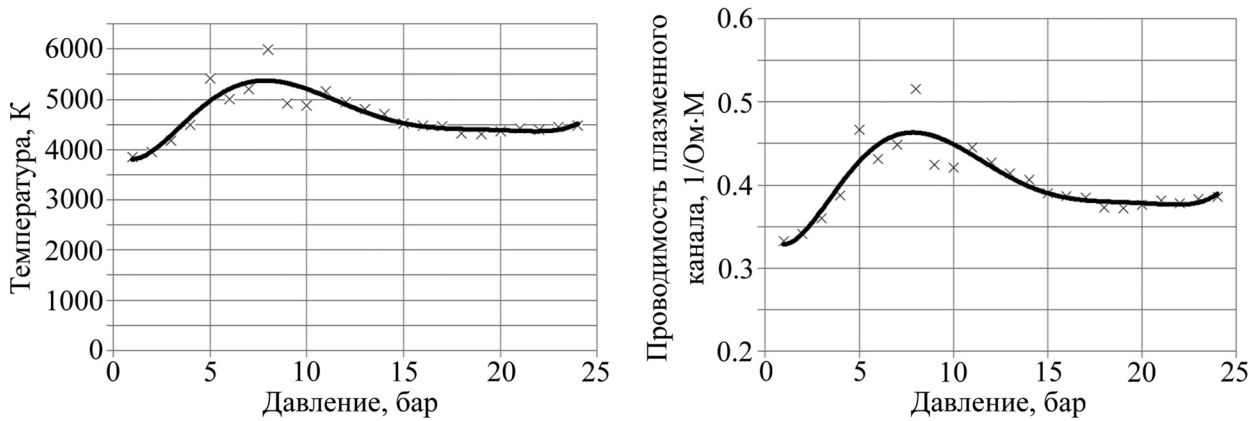


Рис. 2: График зависимости температуры ЛИПК от давления (слева), график зависимости проводимости ЛИПК от давления (справа).

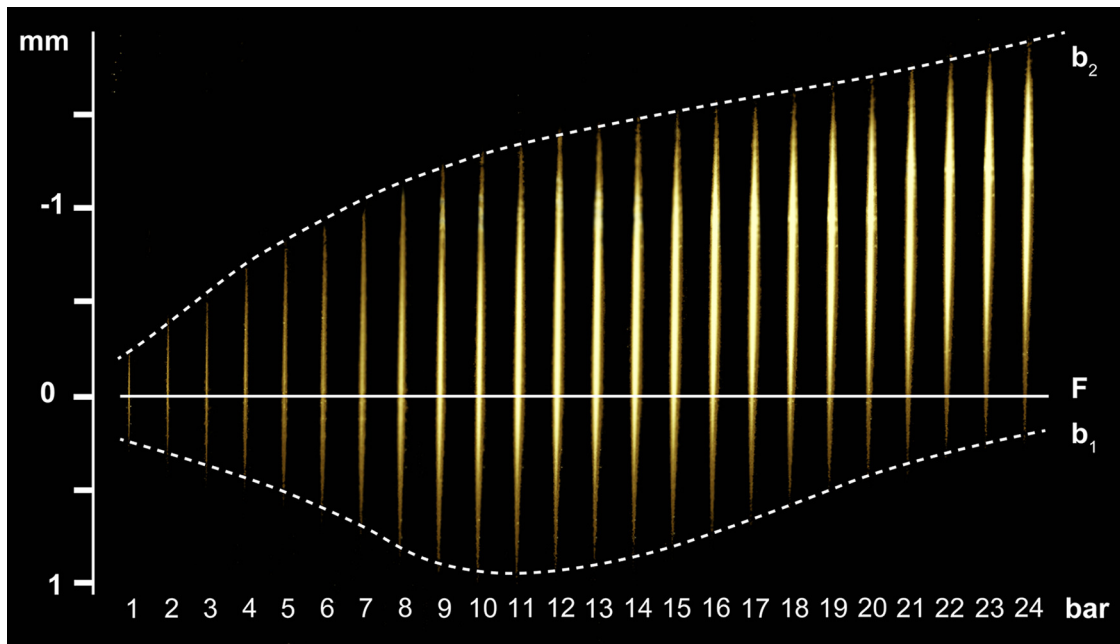


Рис. 3: Микрофотографии ЛИПК при различном давлении аргона в сосуде.

Температура и проводимость ЛИПК определены с использованием формул (1) и (5). Для расчетов были измерены величины  $I_1$ ,  $I_2$  – относительная интенсивность спектральных линий. Результаты проведенных расчетов параметров ЛИПК в зависимости

от давления представлены на рис. 2. Наклонными крестами обозначены полученные значения, по которым построена аппроксимирующая кривая. Формы полученных кривых подобны, таким образом значение проводимости ЛИПК коррелирует с температурой. Отклонения полученных значений от аппроксимирующей кривой могут быть вызваны погрешностями в измерениях и расчетах, тем не менее общая тенденция поведения расчетных величин четко прослеживается.

Изменение давления в рабочем сосуде приводит к изменению ряда свойств ЛИПК. Наблюдается увеличение протяженности и смещение ЛИПК относительно фокальной плоскости, обозначенной буквой  $F$ , к фокусирующей линзе. В работе [13] описано аналогичное поведение ЛИПК при определении критической мощности самофокусировки. Авторы представили график зависимости положения, протяженности и интенсивности свечения в зависимости от энергии в импульсе лазерного излучения.

На рис. 3 представлены микрофотографии ЛИПК, снимки расположены в порядке повышения давления от 1 до 24 бар. Микрофотографии сделаны с экспозицией 5 с, объединены в одно изображение с сохранением положения ЛИПК относительно фокальной плоскости  $F$ . Буквами  $b_1$ ,  $b_2$  обозначены границы ЛИПК, передняя и задняя соответственно.

Для получения ЛИПК максимальной протяженности и динамического контроля ЭДР при данной конфигурации экспериментальной установки оптимальным является давление аргона 6–10 бар (рис. 2). Таким образом удастся достичь ЛИПК протяженностью до 3 мм, регистрируемого визуально. Сохраняя данные условия, можно добиться лучшей локализации ЭДР при сканировании лазерным излучением.



Рис. 4: (а) распространение электрической дуги без ЛИПК; (б) ЛИПК; (в) ЭДР в присутствии ЛИПК, область 1 – ЛИПК, 2 – сток дуги.

На рис. 4(а) представлено ЭДР без ЛИПК. На рис. 4(б) представлен ЛИПК протяженностью порядка 400 мкм без ЭДР. На рис. 4(в) представлено распространение

ЛИПК и ЭДР при атмосферном давлении, напряжение на разрядном промежутке 15 кВ, область 2 обозначает сток дуги на электрод.

Принимая во внимание наличие свободных носителей заряда на пути распространения лазерного излучения как до ЛИПК, так и после него (рис. 4(в)), данный подход позволяет эффективно управлять электрическим дуговым разрядом (ЭДР). Стабильного распространения ЭДР совместно с ЛИПК удалось достичь при межэлектродном расстоянии 3 мм, таким образом увеличение протяженности ЛИПК позволит осуществить эффективную локализацию ЭДР в области ЛИПК при увеличении межэлектродного расстояния.

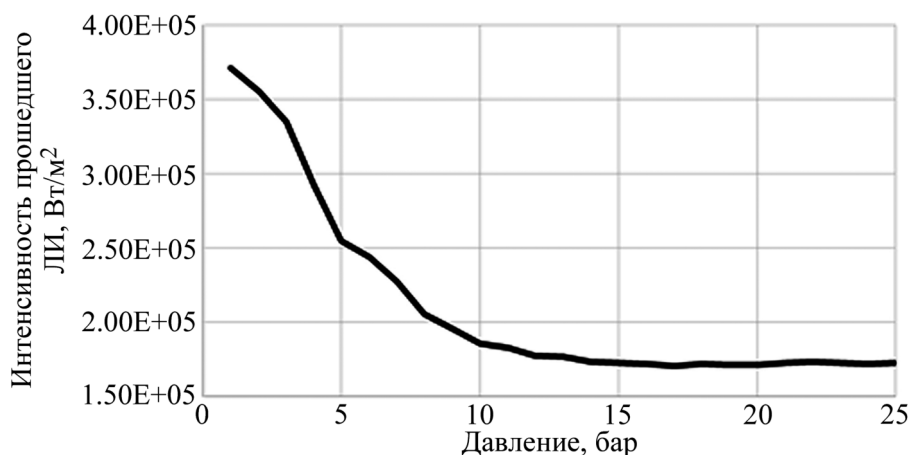


Рис. 5: Интенсивность лазерного излучения, регистрируемая фотоприемником после прохождения ЛИПК при различном давлении.

При прохождении лазерного излучения через область ЛИПК отмечается значительное падение интенсивности лазерного пучка, при 5 барах оно составляет 30%, при 10 барах порядка 50, что представлено на рис. 5. Значительная потеря мощности обусловлена потерей на образование ЛИПК, потерями при расфокусировке и отражении от ЛИПК. При распространении ЭДР по ЛИПК происходит повышение концентрации электронов, что приводит к снижению стабильности удержания ЭДР в области ЛИПК ввиду образования плотной плазмы и к сильной дефокусировке лазерного луча. При комбинированной обработке наблюдается рост области стока электрической дуги, что увеличивает область воздействия и приводит к повышению дисперсии размеров гранул продуктов абляции. В процессе проведения экспериментальных работ при меньшей экспозиции ССД-камеры наблюдалось образование множественной филаментации в объеме ЛИПК. Множественная филаментация в объеме ЛИПК объясняется совокупностью

явлений: при схлопывании пучка в филамент наблюдается образование областей с большой плотностью электронного газа, что приводит к дефокусировке лазерного луча. После прохождения данной области, при значении мощности лазерного луча, превышающей значение самофокусировки, возможно очередное схлопывание пучка, при превышении критической плотности плазмы происходит очередная расфокусировка лазерного луча. Подобный эффект может наблюдаться до тех пор, пока в пучке будет сохраняться достаточная мощность. Создавая условия, когда мощность лазерного луча находится на границе превышения энергии самофокусировки, но недостаточной для значительной ионизации среды, возможно создание протяженных филаментов длиной до нескольких метров [14]. Подробное исследование явления множественной филаментации в рамках этой работы не проводилось.

Использование диапазона давлений 6–10 бар в условиях заполнения камеры аргоном позволяет динамически удерживать ЭДР в области ЛИПК. Использование энергии локализованного электрического дугового разряда при комбинированной обработке позволяет не только компенсировать потери ЛИ, проходящего через ЛИПК, но и повысить эффективность обработки за счет вложения энергии локализованной электрической дуги аналогично методу, описанному в [1]. Использование давлений свыше 10 бар накладывает дополнительные неудобства на используемое газовое оборудование и конструкцию сосуда, что также вызывает неоправданные трудности.

*Заключение.* Проведенные в работе оценки позволили выявить оптимальные условия для распространения ЛИПК в среде аргона в диапазоне давлений от 6 до 10 бар. При данных условиях достигается максимальная температура электронов, что при оценках проводимости с использованием уравнения Саха является весомым условием, оказывающим влияние на концентрацию свободных электронов, и как следствие – проводимость ЛИПК. Дальнейшее повышение давления приводит к значительной потере интенсивности лазерного излучения, а роста протяженности ЛИПК не наблюдается. При давлении в 1 бар протяженность ЛИПК составляет 400 мкм, при этом возможна устойчивая локализация ЭДР на межэлектродном промежутке в 3 мм. Предполагается, что при увеличении протяженности ЛИПК до 3 мм за счет повышения давления в диапазоне 6–10 бар в рабочей камере удастся увеличить межэлектродный промежуток, сохраняя стабильную локализацию ЭДР до 20 мм. Увеличение межэлектродного промежутка до 20 мм позволит избежать стока дуги по продуктам лазерной абляции, обеспечить эффективное управление разрядом.



## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. П. Ильин, О. Б. Назаренко, Д. В. Тихонов, Вестник науки Сибири, № 3(4), 80 (2012).
- [2] A. V. Ivashchenko, D. A. Kochuev, R. V. Chkalov, et al., Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing **1164**(1), 012021 (2019); DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1164/1/012021>.
- [3] A. Ivashchenko, D. Kochuev, R. Chkalov, Materials Today: Proceedings **11**, 465 (2019); DOI: <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2019.01.014>.
- [4] A. B. Kukushkin and V. A. Rantsev–Kartinov, in: Proc. of the Third Symposium, Washington 1999 (NRC Research Press, Ottawa, Ontario, Canada, 2002), pp. 121–148; <https://books.google.ru/books?hl=ru&lr=&id=Vq8MEB8sJGoC&oi=fnd&pg=PA121&dq=Kukushkin+A.B.,+Rantsev-Kartinov+V.A.+Long-living+filamentation+and+networking>.
- [5] И. М. Подгорный, *Лекции по диагностике плазмы* (М., Атомиздат, 1968), 218 с.
- [6] С. Ю. Лукьянов, Н. Г. Ковальский, *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М., МИФИ, 1999), 424 с.
- [7] Л. Г. Дьячков, Г. А. Кобзев, Журн. техн. физ., **48**(11), 2343 (1978).
- [8] А. Н. Козлов, В. С. Коновалов, Препринт Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, № 100, 32 (2017); DOI: 10.20948/prerpr-2017-100
- [9] В. М. Батенин, А. Ф. Галкин, И. И. Климовский, Теплофизика высоких температур **20**(5), 806 (1982).
- [10] В. В. Коробкин, М. Ю. Марин, В. И. Пильский, Препр. ИВТАН (М., 1985).
- [11] Д. А. Франк-Каменский, *Лекции по физике плазмы* (М., Атомиздат, 1968).
- [12] Ю. П. Райзер, *Основы современной физики газоразрядных процессов* (М., Наука, 1980).
- [13] A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, et al., Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **80**(4), 450 (2016); DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873816040158>.
- [14] В. Д. Зворыкин, А. А. Ионин, А. О. Левченко и др., Квантовая электроника **43**(4), 339 (2013).

Поступила в редакцию 30 сентября 2019 г.

После доработки 26 декабря 2019 г.

Принята к публикации 26 декабря 2019 г.

*Публикуется по рекомендации “VIII Международной молодежной научной школы-конференции “Современные проблемы физики и технологий”.*