

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВЧ-РАЗРЯДОМ

В. М. Батенин¹, В. Т. Карпухин¹, М. М. Маликов¹, В. Я. Менделеев¹,
М. А. Казарян², Р. А. Захарян³, Н. А. Лябин⁴

Представлены результаты численных исследований импульсного излучения индукционного лазера на парах меди. Лазер возбуждается цугами высокочастотных (10–70 МГц) колебаний электрического тока. Цуги следуют друг за другом с частотой в 2–17 кГц. Обсуждаются особенности и разнообразие получаемых форм импульсов лазерного излучения и возможность применения их для диагностических целей и других практических задач.

Ключевые слова: ВЧ-разряд, лазер на парах меди, лазерная кинетика, импульсы излучения, форма, пиковая мощность.

Введение. Лазеры на парах меди (ЛПМ) [1–3] широко применяются в промышленности, медицине, науке, в частности, для мониторинга внутренних поверхностей разрядных камер [3–4] в условиях сильной фоновой засветки от плазмы. Большой интерес представляют ЛПМ с высокой импульсной мощностью для оптических диагностик, основанных на рассеянии света кластерами, наночастицами и на комбинационном рассеянии света молекулами [3, 5]. В различных приложениях к параметрам и качеству лазерного излучения предъявляются свои определённые требования. В данной работе обсуждаются результаты исследований параметров излучения безэлектродного индукционного лазера на парах меди (ИЛПМ), возбуждаемого импульсно-периодическим ВЧ-разрядом. Исследовалось влияние частоты ВЧ-колебаний тока f_{tr} в цуге, частоты следования цугов накачки f и других задаваемых параметров на форму импульсов излучения и на их энергетические характеристики. Экспериментально динамика излу-

¹ ОИВТ РАН, 125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2; e-mail: mmalikov@oivtran.ru.

² ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

³ Тарусский филиал Института общей физики РАН, 249100 Россия, Таруса, ул. Энгельса, 6.

⁴ НПП «ИСТОК», Россия, Московская обл., Фрязино, ул. Вокзальная, 2а.

чения и лазерная кинетика ЛПМ при возбуждении ВЧ-разрядом не изучались. Поэтому численные исследования, дающие информацию о потенциальных параметрах излучения ИЛПМ, позволяют оценить перспективу их практического применения в различных технологиях и в диагностических целях.

Схема лазера и численный эксперимент. Схема ИЛПМ с кольцевым разрядным объёмом приведена на рис. 1. Индуктор, расположенный поверх теплоизоляции, состоит из нескольких витков. Импульсное магнитное поле, создаваемое индуктором при разряде накопительной ёмкости C , приводит к появлению в кольцевом объёме вихревого тока J_{pl} , возбуждающего рабочую смесь (Ne+Cu). Число витков N , размеры индуктора и разрядного объёма определяют индуктивности индуктора, плазменного “витка” и взаимную индуктивность. Частота высокочастотных колебаний тока в цепи f_{tr} и время затухания их энергии зависят от всех индуктивностей, величины накопительной ёмкости C , электрического сопротивления плазмы $R_{pl}(t)$ и коммутирующего элемента. Детальное описание физической модели такого лазера, описывающих её уравнений, и результаты численных расчётов всех электрических величин, кинетических параметров плазмы и выходных характеристик излучения представлены в наших работах [6, 7]. В данной работе приняты следующие геометрические размеры: радиус индуктора – 6 см, радиусы стенок кольцевой разрядной камеры 3.5 и 2.5 см, длина 90 см. Объём камеры составлял 1.7 литра. Оптический резонатор лазера состоял из двух плоских зеркал, расположенных на торцах разрядной камеры. Коэффициенты отражения составляли

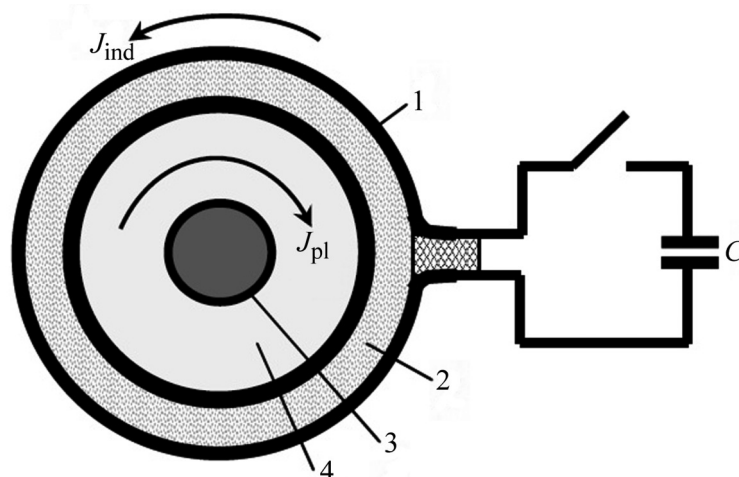


Рис. 1: *Схема ИЛПМ.* 1 – индуктор, 2 – теплоизоляция, 3 – керамическая вставка, 4 – плазма разряда.

типичные значения: для глухого зеркала 0.97, для выходного зеркала 0.07. Расстояние между зеркалами равнялось 130 см.

В исходном варианте расчётов принимались следующие задаваемые параметры: $N = 1$ (индуктор с одним сплошным по всей длине камеры витком), давление неона 250 Торр, концентрация атомов меди $1.53 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, накопительная ёмкость $C = 1.5 \text{ нФ}$ и начальное напряжение на ней $U(0) = 35 \text{ кВ}$, частота следования импульсов накачки (цугов) $f = 10 \text{ кГц}$. На рис. 2 представлены рассчитанные величины: импульс тока J_{pl} , сопротивление плазменного витка $R_{\text{pl}}(t)$ и мощность джоулева тепловыделения в плазме $W_{\text{pl}}(t) = J_{\text{pl}}^2(t) \cdot R_{\text{pl}}(t)$. Частота колебаний тока в цуге f_{tr} в этом варианте составила $\sim 30 \text{ МГц}$.

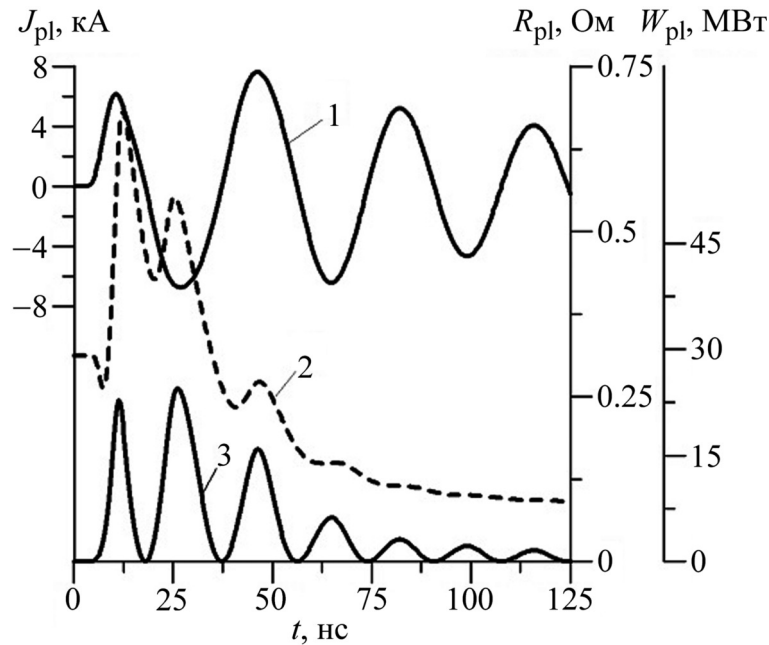


Рис. 2: Параметры импульса возбуждения ИЛПМ: 1 – J_{pl} , 2 – R_{pl} , 3 – W_{pl} .

Видно, что мощность W_{pl} пульсирует с частотой $2f_{\text{tr}} \approx 60 \text{ МГц}$. В каждой пульсации W_{pl} достигается высокая скорость ввода энергии в плазму. Отметим, что на начальном временном интервале $\sim 0\text{--}60 \text{ нс}$ выделяется до $\sim 70\%$ электрической энергии, вложенной в плазму. Всё это способствует возникновению инверсной заселённости и повышению эффективности лазера.

При этих параметрах средняя по частоте следования цугов (по полному времени) мощность излучения ИЛПМ W_{av} равнялась 165 Вт и была близка к максимальной величине (см. в [8]). Физический КПД составлял $\eta_{\text{ph}} \approx 3.5\%$. Здесь КПД η_{ph} определён как

отношение энергии импульса генерации к электрической энергии, вложенной в плазму к моменту окончания этой генерации.

Изменение частоты следования цугов f и напряжения на ёмкости $U(0)$ существенно влияло на параметры плазмы, на форму импульсов излучения, на их пиковую мощность, среднюю мощность W_{av} и на физический КПД η_{ph} . На рис. 3 представлены импульсы W_{las} , W_{pl} и температуры электронов T_e при низких и высоких частотах f следования цугов тока накачки. При этом, остальные параметры оставались неизменными. Здесь и ниже приводятся величины W_{las} , η_{ph} , W_{av} суммарные по двум линиям генерации 0.51 и 0.578 мкм.

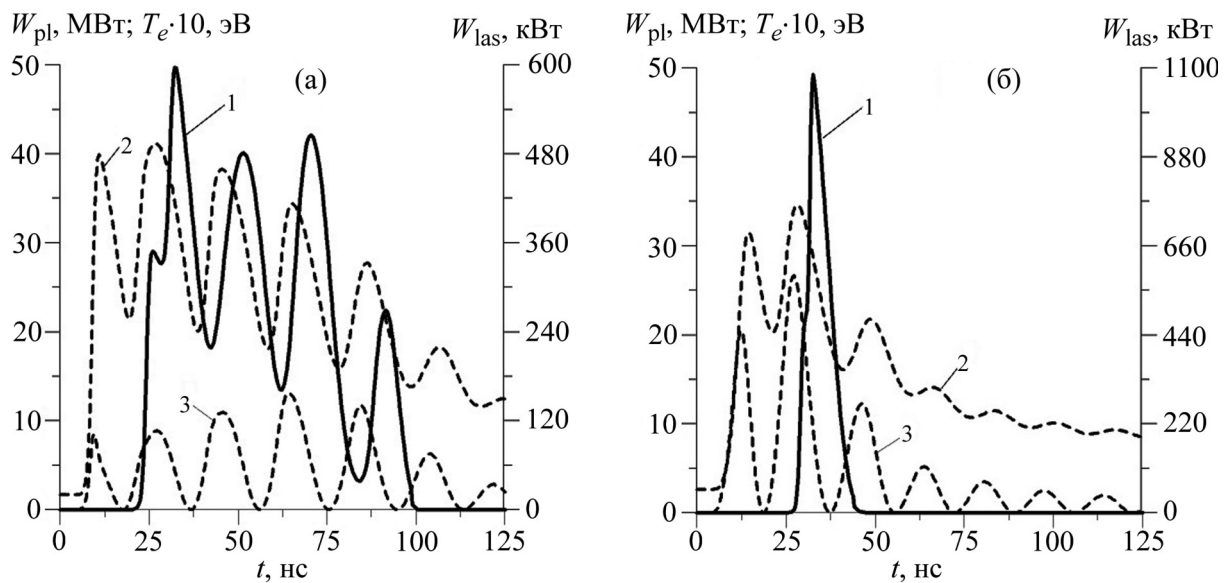


Рис. 3: Импульсы W_{las} — 1, T_e — 2, W_{pl} — 3; $f_{tr} = 30$ МГц; (а): $f = 2.5$ кГц, (б): 15 кГц.

Видно, что пульсирующий характер мощности джоулева тепловыделения W_{pl} приводит к заметным пульсациям электронной температуры $T_e(t)$. В работе [8] показано, что колебания T_e не препятствуют возникновению и поддержанию инверсной заселённости на самоограниченных переходах лазерных уровней атомов меди. На больших временах (см. рис. 3(а),(б)) средний уровень температуры T_e падает ниже 2 эВ и константа возбуждения верхнего лазерного уровня электронным ударом становится меньше соответствующей константы для нижнего лазерного уровня. Вследствие этого генерация излучения лазера прекращается. При низких частотах $f = 2.5$ кГц (рис. 3(а)) наблюдается пульсирующий импульс лазерного излучения W_{las} большой длительности (до 70–90 нс), содержащий 4 пика. Частота следования этих пиков излучения составляла

~ 60 МГц. С увеличением f происходит более быстрый спад T_e , сокращается длительность W_{las} и количество пиков. Детальное описание этого эффекта, временные зависимости заселённости уровней и кинетических коэффициентов приводятся в [8]. При больших значениях $f \gtrsim 12$ кГц получается гладкий одиночный импульс излучения лазера W_{las} с малой длительностью по полувысоте $\sim 5\text{--}10$ нс и с пиковой мощностью свыше 1 МВт (рис. 3(б)). Аналогично влияет на картину импульсов излучения и величина напряжения на ёмкости. Увеличение $U(0)$ тоже приводит к уменьшению длительности импульса генерации и числа пиков.

Отметим, что для варианта на рис. 3(а) выходная мощность лазера W_{av} и КПД η_{ph} составляли 60 Вт и 4.8%, а для варианта на рис. 3(б) соответственно 120 Вт и 2.0%. С ростом частоты следования f значения η_{ph} существенно снижаются.

Весьма интересным является влияние частоты ВЧ-колебаний в цуге f_{tr} на характеристики излучения ИЛПМ. Частоту f_{tr} можно варьировать, задавая различные значения C и N . На рис. 4 показан временной ход $W_{\text{las}}(t)$, $W_{\text{pl}}(t)$ и $T_e(t)$ при трёх значениях f_{tr} и двух значениях $U(0)$. Отметим, что на рис. 4((б), (д)) частота $f_{\text{tr}} \approx 30$ МГц, что соответствует значениям $C = 1.5$ нф и $N = 1$ исходного варианта расчётов. На рис. 4((а), (г)) частота f_{tr} увеличена за счёт уменьшения ёмкости ($C = 0.25$ нф, $N = 1$), а на рис. 4((в), (е)) f_{tr} снижена за счёт увеличения числа витков индуктора ($C = 1.5$ нф и $N = 3$). Частота следования цугов накачки $f = 10$ кГц и остальные параметры соответствовали исходному варианту и оставались неизменными.

Из рис. 4(а) видно, что при больших значениях $f_{\text{tr}} \approx 70$ МГц пульсации T_e малы и импульс генерации W_{las} имеет почти гладкую форму. С уменьшением частоты f_{tr} до 30 МГц пульсации T_e увеличиваются, импульс генерации W_{las} достигает максимальной величины и становится двугорбым (рис. 4(б)). При дальнейшем снижении частоты f_{tr} до 9.8 МГц (рис. 4(в)) импульс генерации распадается на два отдельных импульса с меньшими пиковыми мощностями, чем на рис. 4(б). Отметим, что со снижением f_{tr} падает и величина η_{ph} . Уменьшение пиковых мощностей лазерного излучения W_{las} (на рис. 4(а) и рис. 4(в)) и W_{av} происходит из-за снижения уровня мощности W_{pl} и температуры T_e . Распад W_{las} на два импульса связан с тем, что увеличивается провал между двумя соседними пиками $T_e(t)$ и возрастает временной интервал между ними (рис. 4(в)). В свою очередь, снижение W_{pl} (по сравнению с исходным вариантом) объясняется тем, что с уменьшением ёмкости C или с увеличением числа витков индуктора N возрастает реактивное сопротивление цепи, вследствие чего падает ток и греющее вихревое поле при неизменном начальном напряжении $U(0)$. Влияние напряжения на параметры

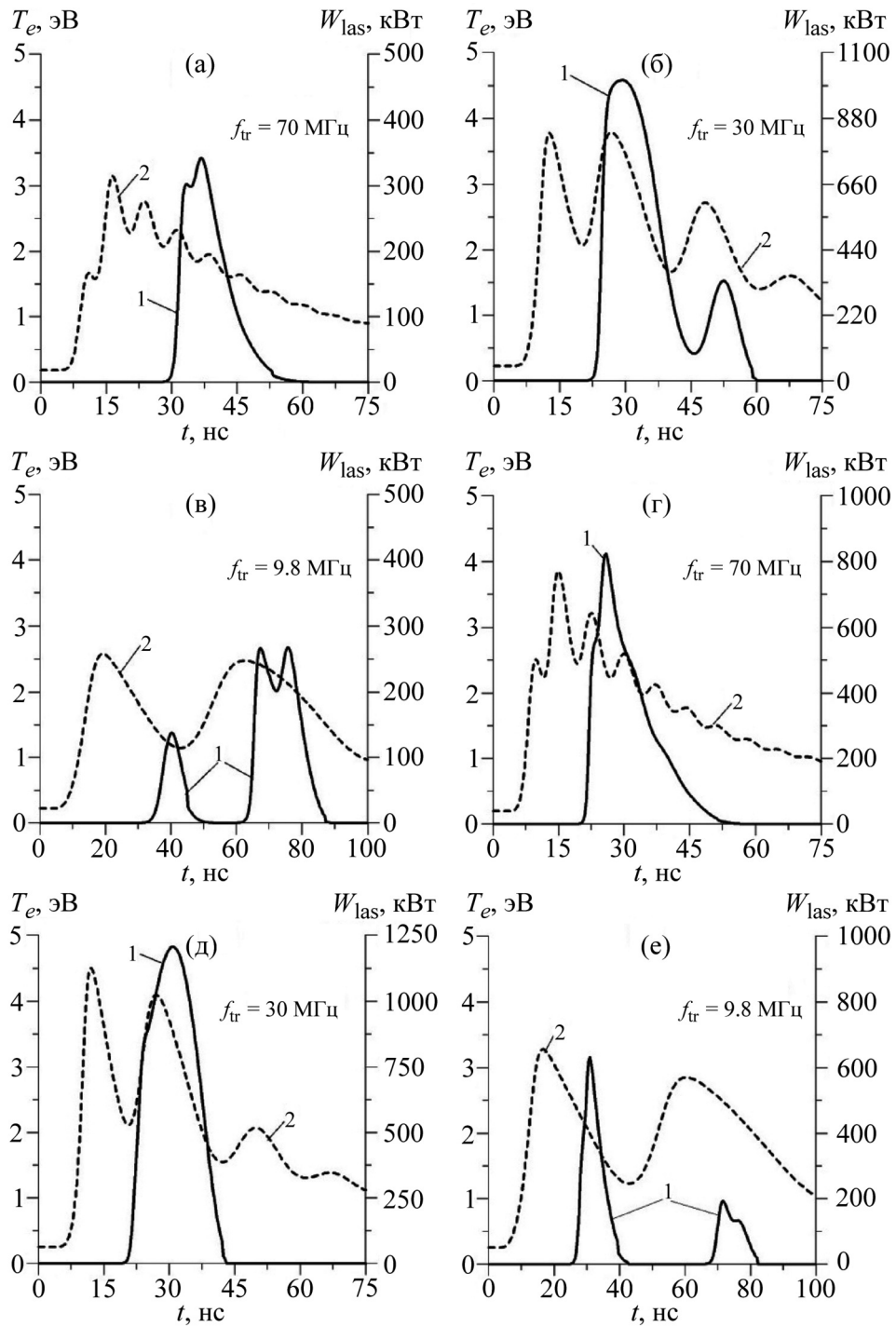


Рис. 4: Импульсы $W_{\text{las}} - 1, T_e - 2$; $f = 10 \text{ кГц}$; $U(0)$: (а), (б), (в) – 35 кВ; (г), (д), (е) – 45; f_{tr} : (а), (г) – 70 МГц; (б), (д) – 30; (в), (е) – 9.8.

импульсов излучения можно проследить по результатам расчёта на рис. 4((а), (б), (в)) ($U(0) = 35$ кВ) и рис. 4((г), (д), (е)) ($U(0) = 45$ кВ).

Сравнение рис. 4(а) и рис. 4(г) показывает, что при высокой частоте $f_{tr} \approx 70$ МГц с увеличением напряжения $U(0)$ пиковое значение W_{las} растёт, приближаясь к аналогичной величине исходного варианта. Импульс излучения остаётся гладким. Примечательно, что с ростом напряжения величина η_{ph} изменяется незначительно (от 5.8 до 5.5%), оставаясь на высоком уровне, а значение W_{av} увеличивается с 50 до 100 Вт.

При средних частотах, $f_{tr} \approx 30$ МГц, с увеличением $U(0)$ левый основной пик импульса излучения W_{las} на рис. 4(б) растёт, а правый уменьшается до полного исчезновения – рис. 4(д). Импульс излучения становится гладким. Значение W_{av} практически не изменяется, оставаясь на уровне 165–168 Вт, а величина η_{ph} существенно снижается от 3.5% до 2.3%.

При малых частотах, $f_{tr} \approx 9.8$ МГц, наблюдается аналогичная зависимость. С ростом напряжения $U(0)$ левый импульс W_{las} на рис. 4(в) растёт, а правый импульс W_{las} падает и становится меньше левого импульса (рис. 4(е)). Распад W_{las} на два отдельных импульса сохраняется. При этом расстояние между двумя импульсами увеличивается. Средняя мощность W_{las} слегка возрастает с 50 до 60 Вт, величина η_{ph} снижается от 2.1% до 1.0%.

Обсуждение результатов. Увеличение длительности импульса генерации (рис. 3) с уменьшением частоты следования f и приложенного к трубке напряжения происходят и в обычном (электродном) ЛПМ с апериодическим разрядом (см. обзор в [9]). Однако такие большие регулярные (с частотой десятки мегагерц) пульсации интенсивности W_{las} не наблюдаются. Возможность генерации в ИЛПМ импульса излучения большой длительности может оказаться полезной при создании лазерного монитора и визуализации удалённых объектов [3, 4, 9]. Кроме того, пульсирующий характер W_{las} , вероятно, привлечёт внимание исследователей, разрабатывающих диагностические методики с высоким временным разрешением. Гладкие импульсы излучения ИЛПМ с малой длительностью ~ 5 – 10 нс, с высокой пиковой мощностью свыше 1 МВт и с частотой следования 10–15 кГц могут найти применение в диагностических методиках, основанных на рассеянии света, например, для исследований многофазных газовых потоков и пламен [10, 11].

Численное исследование влияния частоты ВЧ-колебаний f_{tr} в цугах накачки, следующих с частотой $f = 10$ кГц, показывает, что при высоких значениях f_{tr} пульсации электронной температуры T_e и интенсивности импульса излучения W_{las} практически

сглаживаются. При этом в широком диапазоне значений $U(0) = 30\text{--}45$ кВ достигаются максимальные значения КПД $\eta_{\text{ph}} \sim 5\text{--}6\%$.

Из приведенных выше данных в целом следует, что КПД лазера растёт с увеличением f_{tr} и уменьшается с увеличением напряжения на ёмкости. В работе [9] проводится анализ физических причин и дается объяснение такому поведению параметров ИЛПМ.

Для практического применения представляет интерес обнаруженный эффект расщепления импульса излучения W_{las} на два отдельных импульса при частоте $f_{\text{tr}} \leq 10$ МГц. Результаты на рис. 4((в), (е)) демонстрируют возможность осуществления оперативного управления соотношением пиковых мощностей двух расщеплённых импульсов излучения и задержкой между ними за счёт изменения напряжения на накопительной ёмкости. В данных численных эксперимента длительность расщеплённых импульсов составляла $\sim 10\text{--}20$ нс, а задержка между ними $\sim 15\text{--}30$ нс.

Заключение. Исследование параметров излучения ИЛПМ, в котором реализуется ВЧ-разряд затухающих колебаний тока, показал сложное и своеобразное поведение кинетических параметров плазмы и большое разнообразие форм импульсов излучения, в отличие от обычного электродного ЛПМ. Обнаружен ряд эффектов. Например, при малых частотах следования цугов, выявлена возможность генерации лазерного излучения, пульсирующего с частотой ВЧ-колебаний мощности джоулевого тепловыделения $W_{\text{pl}} (\sim 60$ МГц) в цуге накачки. При более низких частотах ВЧ-колебаний тока (9.8 МГц) обнаружен эффект расщепления импульса излучения W_{las} на два отдельных импульса с возможностью оперативного управления параметрами этих импульсов. Оба эффекта и энергетические характеристики импульсов излучения могут представлять практический интерес, в частности для диагностических целей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-08-00410 а.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. М. Батенин, П. А. Бохан, В. В. Бучанов и др., *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов*. Т. 2, под ред. В. М. Батенина (М., Физматлит, 2011), с. 610.
- [2] А. Г. Григорьянц, М. А. Казарян, Н. А. Лябин, *Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения* (М., Физматлит, 2005), с. 312.

- [3] Г. С. Евтушенко, М. А. Казарян, С. Н. Торгаев и др., *Скоростные усилители яркости на индуцированных переходах в парах металлов* (Серия “Излучение. Пучки. Плазма.”, вып. 1) (Томск, STT, 2016).
- [4] O. I. Buzhinskij, N. N. Vasiliev, A. I. Moshkunov, et al., *Fusion Engineering and Design* **60**, 141 (2002).
- [5] В. Д. Бурлаков, В. В. Зуев, Г. С. Евтушенко и др., *Оптика атмосферы и океана* **6**(3), 326 (1993).
- [6] V. M. Batenin, M. A. Kazaryan, V. T. Karpukhin, et al., *Plasma Physics Reports* **42**(11), 1057 (2016).
- [7] В. М. Батенин, М. А. Казарян, В. Т. Карпукхин, М. М. Маликов, *Оптика атмосферы и океана* **29**(2), 112 (2016). DOI: 10.15372/AOO20160205.
- [8] V. M. Batenin, M. A. Kazaryan, V. T. Karpukhin, and M. M. Malikov, *High Temperature* **55**(5), 678 (2017).
- [9] Ф. А. Губарев, В. Ф. Федоров, К. В. Федоров и др., *Квантовая электроника* **46**(1), 57 (2016).
- [10] А. Ю. Вараксин, *Теплофизика высоких температур* **54**(3), 430 (2016).
- [11] А. Ю. Вараксин, М. Э. Ромаш, В. Н. Копейцев, *ДАН* **456**(2), 159 (2014).

Поступила в редакцию 2 апреля 2018 г.