

Исследование лазера на парах меди при накачке цугами затухающих синусоидальных импульсов возбуждения

© В.А. Герасимов¹, В.В. Герасимов^{2,3}

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН,
634021 Томск, Россия

² Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия

³ Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: gvvsake@mail.ru

(Поступило в Редакцию 20 апреля 2010 г.)

Экспериментально исследован лазер на парах меди (ЛПМ) при накачке его активной среды затухающими синусоидальными импульсами напряжения. Показано, что ЛПМ может работать в мегагерцовом диапазоне частот следования импульсов генерации. Каждый импульс тока в цуге затухающих синусоидальных возбуждающих импульсов вызывал импульс лазерного излучения. Время между импульсами генерации составляло не более 224 ns, что соответствует частоте следования импульсов генерации более 4.5 MHz. По оценкам, использование синусоидального напряжения мегагерцового диапазона для возбуждения ЛПМ может привести к увеличению удельной мощности лазерного излучения минимум на порядок при КПД ~ 15%.

Лазер на парах меди (ЛПМ) является типичным представителем газоразрядных самоограниченных лазеров. Термин „самоограниченный“ связан с недостаточной скоростью деактивации нижнего лазерного уровня для реализации непрерывной генерации. Вследствие этого лазерное излучение имеет импульсный характер. В общих чертах самоограниченные лазеры работают следующим образом. На переднем фронте импульса тока в активной среде создаются условия, при которых электронная температура T_e начинает превышать некоторое пороговое значение T_e^{thr} . При T_e^{thr} скорость возбуждения верхнего лазерного (резонансного) уровня электронным ударом из основного состояния активной частицы начинает превышать скорость возбуждения нижнего лазерного (метастабильного) уровня, что приводит к созданию инверсии населенности в активной среде. После окончания импульса генерации населенности лазерных уровней выравниваются, а плазма и населенность нижнего лазерного уровня релаксируют к условиям, существовавшим перед этим импульсом генерации. Время такой релаксии определяет оптимальную частоту следования импульсов (ЧСИ) генерации f_{opt} , при которой энергия следующего лазерного импульса (или удельного энергосъема) не зависит от предыдущего импульса возбуждения.

Средняя выходная мощность генерации P_{ev} в импульсных лазерах определяется следующим уравнением:

$$P_{ev} = E_c V f, \quad (1)$$

где E_c — удельный энергосъем лазерного излучения, V — общий объем активной лазерной среды, f — ЧСИ возбуждения. Для повышения P_{ev} повышается, как правило, один из параметров при сохранении остальных.

Повышение P_{ev} за счет повышения E_c связано с возможностью увеличения отношения напряженности поля импульса возбуждения к давлению либо рабочего вещества лазера, либо буферного газа. Для этой цели, например, используется поперечное возбуждение активной среды лазера [1]. Тем не менее значительное повышение таким способом P_{ev} ограничено из-за ряда технических сложностей и незначительного при этом повышения E_c . Увеличение P_{ev} и эффективности ЛПМ достигается также за счет увеличения V . Например, средняя мощность $P_{ev} = 201 \text{ W}$ была получена с $V > 51$ [2] и $P_{ev} = 216 \text{ W}$ с $V = 19.51$ [3] при использовании смеси Cu–Ne–HBr в качестве активной среды. В обоих случаях ЧСИ возбуждения не превышала 20 kHz. Данный способ повышения P_{ev} не выглядит перспективным из-за значительного увеличения габаритов активных элементов, блоков питания, увеличения напряжения возбуждающих импульсов и снижения общей надежности лазеров.

Еще один способ повышения P_{ev} связан с увеличением ЧСИ f . Частота f наиболее сильным образом влияет на P_{ev} в силу максимальной вариативности f и ее влияния на E_c . При этом E_c максимален при увеличении f до f_{opt} и становится равным нулю при достижении предельной частоты f_{lim} , при которой генерация исчезает. Значительная часть как экспериментальных, так и теоретических работ посвящена исследованиям причин ограничения f . По мнению разных исследователей, f_{opt} определяется либо скоростью релаксации метастабильного уровня [4], либо скоростью релаксации плазмы [5] после окончания импульса генерации. Для увеличения скорости релаксации как плазмы, так и метастабильного уровня в активную среду лазера

добавлялись водород [6], электроотрицательные примеси [6,7] и т.д. Однако частота $f_{\text{lim}} = 230 \text{ kHz}$ в ЛПМ [8], полученная за счет оптимизации условий возбуждения, осталась непревзойденной. С целью повышения КПД и мощности ЛПМ применялось также секционирование газоразрядного канала [9]. Все перечисленные способы повышения P_{ev} к заметному успеху не привели.

Целью настоящей работы является поиск новых путей увеличения ЧСИ генерации f (и следовательно, P_{ev}) в ЛПМ при незначительном уменьшении E_c . В работе сообщается о результатах, полученных при возбуждении активной среды ЛПМ в цуговом режиме затухающих синусоидальных возбуждающих импульсов.

Исследован ЛПМ с активным элементом, имеющим внешний подогрев [10], в соответствии с методикой, описанной в [5]. Газоразрядная трубка (ГРТ) из окиси бериллия имела внутренний диаметр 20 mm и длину активной зоны 200 mm. Возбуждение активной среды ЛПМ обеспечивалось по схеме с обостряющей емкостью [11] при равенстве накопительной C_s и обостряющей C_p емкостей ($C_s = C_p = 4 \text{ nF}$) с помощью тиратрона ТГИ1-1000/25. Частота f равнялась 10 kHz. Зарядное напряжение U_s емкости C_s изменялось в диапазоне 1.5–5 kV. Импульс напряжения, подаваемый на ГРТ, фиксировался емкостным делителем, а ток фиксировался шунтом низкого сопротивления, встроенным в коаксиальный токовозвратный канал [12]. Индуктивность цепи разряда, включая индуктивность ГРТ, составляла 200 nH. Температура испарения меди измерялась W-Re-термопарой, размещенной на внутренней поверхности ГРТ. Мощностью лазерного излучения измерялась калориметрическим приемником ИМО-2, импульс лазерного излучения фиксировался коаксиальным фотозащитным ФЭЖ-19. Импульсы напряжения, тока и лазерного излучения фиксировались самописцем с помощью стробоскопического осциллографа С7-9. Давление буферного газа Ne составляло 17 Torr. Перед экспериментами была проведена работа по улучшению согласования генератора накачки с ГРТ, как это было сделано в работе [13]. В результате такого согласования каждый импульс возбуждения представлял собой цуг затухающих синусоидальных колебаний.

Осциллограммы импульсов тока, напряжения и генерации, полученные в эксперименте для $\lambda = 510.6 \text{ nm}$ при различных давлениях паров меди P_{Cu} , представлены на рис. 1. Отличие полученных нами осциллограмм от осциллограмм, например, из работы [12] заключается в существенно меньшем отставании импульса тока от импульса напряжения за счет использования малоиндуктивной ГРТ.

Достигнутое согласование генератора накачки с ГРТ привело к следующим результатам.

1. Каждый импульс тока в цуге затухающих колебаний (см. рис. 1) вызывал импульс генерации. При этом время между импульсами генерации составляло не более 224 ns, что соответствует ЧСИ генерации $f > 4.5 \text{ MHz}$.

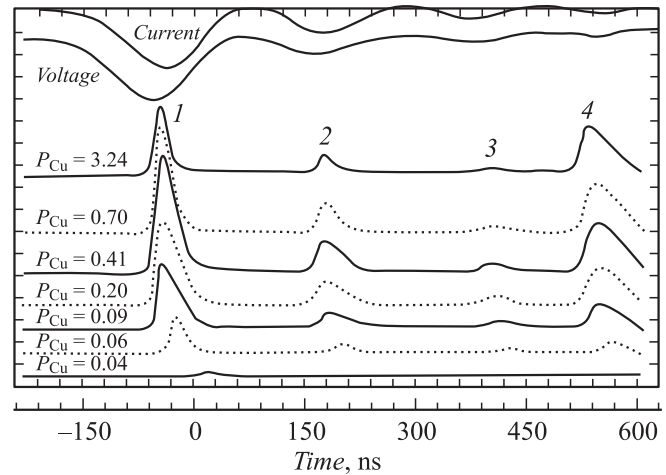


Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока, напряжения и четырех импульсов генерации, записанные при зарядном напряжении $U_s = 2.5 \text{ kV}$ и различных значениях давления паров меди P_{Cu} (Torr). Точка отсчета времени соответствует окончанию первого импульса генерации при $P_{Cu} = 0.41 \text{ Torr}$.

2. При изменении напряжения U_s в диапазоне 1.5–5 kV импульсы генерации начинали появляться за счет второго, третьего и четвертого импульсов тока при $U_s = 2 \text{ kV}$ и исчезали при $U_s = 3 \text{ kV}$. При дальнейшем повышении U_s ($> 3 \text{ kV}$) энергия первого импульса генерации продолжала расти.

3. При разных P_{Cu} , несмотря на уменьшение амплитуд четвертых импульсов тока и напряжения более чем на порядок по сравнению с первыми импульсами, энергия четвертых импульсов генерации составляла от 40 до 70% от соответствующих первых импульсов (рис. 2).

На рис. 2 показаны отношения энергии второго, третьего и четвертого импульсов генерации к энергии первого импульса. Энергия импульсов генерации 1–4 (рис. 1) определялась по их площади на осциллограмме и измеренной средней мощности P_{ev} :

$$E(i) = \frac{P_{ev}}{f} \frac{S(i)}{\sum_{i=1}^4 S(i)}, \quad (2)$$

где i — номер импульса на осциллограмме, $S(i)$ — площадь под i -м импульсом лазерного излучения.

Особый интерес вызывает четвертый импульс генерации. Например, при $P_{Cu} = 0.41 \text{ Torr}$ и амплитуде импульса напряжения порядка 200 V энергия четвертого импульса генерации составляет 50% от энергии первого импульса генерации. Этот факт неожидан, поскольку инверсия населенности перед первым импульсом генерации формируется импульсом возбуждения с амплитудой импульса напряжения 2.5 kV. Как известно, энергозатраты i -го возбуждающего импульса в разряд

$$E_{\text{dep}}(i) \sim (U_{\text{ex}}(i))^2 / R_p(i), \quad (3)$$

где $U_{\text{ex}}(i)$ — напряжение i -го возбуждающего импульса, $R_p(i)$ — сопротивление плазмы при i -м возбуждающем

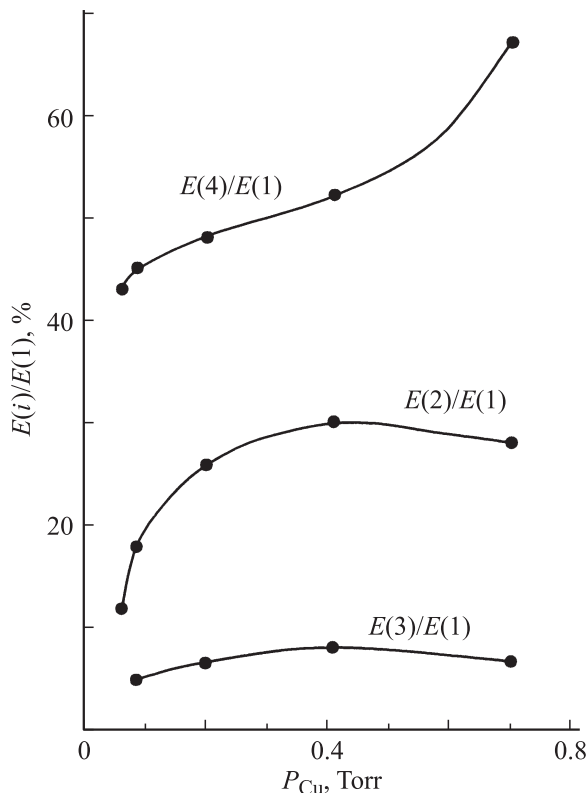


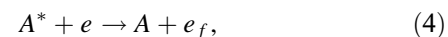
Рис. 2. Отношения энергии i -х импульсов генерации ($i = 2, 3, 4$) $E(i)$ к энергии первого импульса $E(1)$ при разных значениях давления паров меди P_{Cu} .

импульсе. Поскольку $U_{ex}(4)$ меньше $U_{ex}(1)$ в 12.5 раз, а $R_p(1) \approx (1.5-2)R_p(4)$ в наших условиях возбуждения, то $E_{dep}(4)$ меньше $E_{dep}(1)$ в 70–100 раз. Учитывая полученный КПД = 0.8% для суммы четырех импульсов генерации, оценка КПД для 4-го импульса генерации дает величину $\sim 15\%$.

Из рис. 2 видно, что зависимость отношения $E(4)/E(1)$ от давления P_{Cu} отличается от зависимости соответствующих отношений $E(2)/E(1)$ и $E(3)/E(1)$ для второго и третьего импульсов. Следовательно, механизм формирования инверсии населенности в случае импульсов 1–3 и импульса 4 различен. Уменьшение энергии второго и третьего импульсов генерации соответствует уменьшению амплитуд импульсов тока и напряжения. Однако эта тенденция нарушается к четвертому импульсу генерации, когда дальнейшее уменьшение амплитуд импульсов тока и напряжения приводит к заметному увеличению энергии импульсов генерации (рис. 1). Это может быть объяснено следующим образом. В наших экспериментах возбуждение активной среды происходит при заметно меньших напряжениях, чем в стандартных условиях возбуждения ЛПМ. Поэтому концентрация электронов N_e в течение 200–400 ns после первого импульса генерации (предымпulseвая концентрация перед вторым и третьим импульсами генерации) не достигает своего критического значения $N_e \approx 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, при

котором невозможно разогреть электроны для создания инверсии населенности [14]. Следовательно, генерация возможна и амплитуды второго и третьего импульсов генерации уменьшаются из-за уменьшения амплитуд соответствующих импульсов возбуждения. К 500-й наносекунде после окончания первого импульса генерации (начало 4-го импульса генерации) в плазме разряда формируются условия, при которых, с одной стороны, в столкновениях с остывающими электронами эффективно разрушаются метастабильные состояния [5,13], с другой — слабый импульс возбуждения эффективно заселяет верхний лазерный уровень и не заселяет другие (высоковозбужденные) уровни [15].

Одним из способов, способствующих формированию инверсии населенности для четвертого импульса генерации, является тушение метастабильных состояний с образованием быстрых электронов:



где A^* — метастабильное состояние атома меди, e и e_f — медленный и быстрый электроны соответственно. В работе [16] было показано, что даже концентрация быстрых электронов $\sim 10^{-5}$ от общей концентрации электронов может сильно влиять на свойства газоразрядной плазмы. Для более точного определения причин возникновения четвертого импульса генерации требуются дополнительные исследования.

Для осциллограммы, соответствующей $P_{Cu}=0.41$ Торр, при $f = 10 \text{ kHz}$ и измеренной в эксперименте мощности $P_{ev} = 1.05 \text{ W}$, удельная энергия первого и четвертого импульсов генерации равна $E_c(1) = 0.87$ и $E_c(4) = 0.43 \text{ J/m}^3$ соответственно. Простая оценка, согласно (1), показывает, что использование газоразрядного возбуждения активной среды ЛПМ синусоидальными импульсами возбуждения с ЧСИ $f = 2 \text{ MHz}$ и амплитудой напряжения $\sim 200 \text{ V}$ (условия возбуждения 4-го импульса генерации) может привести к увеличению удельной мощности P_c минимум на порядок. Например, для ГРТ с активным объемом $V = 62 \text{ cm}^3$, использованной в наших экспериментах, средняя мощность P_{ev} должна превысить 50 W.

Таким образом, в работе показано, что ЛПМ может работать в мегагерцовом диапазоне ЧСИ генерации, а использование синусоидальных импульсов возбуждения мегагерцового диапазона ($\sim 2 \text{ MHz}$) совместно с малоиндуктивной ГРТ может стать перспективным способом накачки ЛПМ с КПД $\sim 15\%$. Использование такого способа накачки позволит получить некоторые преимущества по сравнению с традиционными методами. Например, возможность снизить высоковольтное напряжение возбуждения активной среды до нескольких сотен вольт, заменить дорогостоящие и ненадежные в эксплуатации импульсные высоковольтные коммутаторы в схемах питания ЛПМ на стандартные транзисторы, работающие в мегагерцовом диапазоне, уменьшить размеры и массу ЛПМ, снизить помехи работающих ЛПМ, избежать проблем с перегревом ГРТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, контракт № 02.740.11.0238., и в рамках проекта СО РАН № VII.63.3.1 с частичной финансовой поддержкой по совместному проекту фундаментальных исследований НАНБ–СО РАН № 10 от 2010 г.

Список литературы

- [1] *Бохан П.А., Щеглов В.Б.* // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 2. С. 381.
- [2] *Jones D.R., Maitland A., Little C.E.* // IEEE J. Quantum Elect. 1994. Vol. 30. P. 2385.
- [3] *Le Guyadec E., Countance P., Bertrand G., Peltier C.* // IEEE J. Quantum Elect. 1999. Vol. 35. P. 1616.
- [4] *Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G.* // IEEE J. Quantum Elect. 1966. Vol. QE-2. P. 474.
- [5] *Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И.* // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 6. С. 1264.
- [6] *Carman R.J., Withford M.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* // Opt. Commun. 1998. Vol. 157. P. 99.
- [7] *Brown D.J.W., Withford M.J., Piper J.A.* // IEEE J. Quantum Elect. 2001. Vol. 37. P. 518.
- [8] *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 9. С. 80.
- [9] *Герасимов В.А., Герасимов В.В., Павлинский А.В.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 22. С. 81.
- [10] *Bokhan P.A., Gerasimov V.A.* FRG Patent. N 32 25 327, 1982.
- [11] *Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* // IEEE J. Quantum Elect. 1994. Vol. 30. P. 1876.
- [12] *Hogan G.P., Webb C.E.* // Opt. Commun. 1995. Vol. 117. P. 570.
- [13] *Бохан П.А., Закревский Д.Е.* // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 7. С. 602.
- [14] *Яковленко С.И.* // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 6. С. 501.
- [15] *Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А.* // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1626.
- [16] *Demidov V.I., DeJoseph C.A., Jr., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 215 002.