

Лазер на парах бромида меди с частотой следования импульсов до 700 кГц

В.О.Нехорошев, В.Ф.Федоров, Г.С.Евтушенко, С.Н.Торгаев

Представлены результаты экспериментального исследования лазера на парах бромида меди при высоких частотах следования регулярных импульсов накачки. Достигнута рекордная частота следования импульсов генерации на самоограниченных переходах атома меди – 700 кГц. Для анализа полученных результатов использованы данные численного моделирования кинетики плазмы в фазе накачки и в послесвечении разряда.

Ключевые слова: лазер на парах бромида меди, самоограниченные переходы, импульсная накачка, частота следования импульсов, возбуждение, генерация.

1. Введение

Основным режимом работы лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов является импульсно-периодический режим с частотой следования импульсов накачки от единиц до десятков килогерц. Именно в этом диапазоне частот получены лучшие результаты по средней мощности и КПД генерации [1–3]. Однако в ряде работ отмечалось, что частоты следования f импульсов генерации лазеров на парах металлов (ЛПМ) и их соединений могут превышать 100 кГц. При этом для лазера на парах меди и ее соединений практически значимые уровни мощности и КПД составили более 10 Вт и 1% соответственно при $f = 100$ кГц [4–7]. Ярким примером практического использования активных сред лазеров на парах металлов с высокой частотой следования импульсов должна стать скоростные лазерные проекционные микроскопы [7]. Получение высоких частот следования представляет интерес и для понимания физических процессов, ограничивающих частотно-энергетические характеристики лазеров такого класса. В настоящее время максимальная частота следования импульсов генерации на переходах в спектре атомов меди для лазера на парах меди составляет 230 кГц [8], а для лазера на парах бромида меди – 400 кГц [9]. Вместе с тем анализ результатов модельных экспериментов [10, 11] и численного моделирования позволяет предположить, что полученные значения не являются предельными, и в первую очередь – для лазеров с модифицированной кинетикой, в которых релаксация параметров электронной компоненты (температуры и концен-

трации электронов) в межимпульсный период протекает за время менее 1 нс [12–15]. Таким образом, частоты следования могут достигать 1 МГц, а возможно и более. К таким лазерам относится и лазер на парах бромида меди с добавками водорода (который всегда в малых количествах присутствует в активной среде) либо бромводорода.

Экспериментальному исследованию характеристик лазера на парах бромида меди при высоких частотах следования импульсов накачки (до 0.8 МГц), а также их анализу с привлечением модельных расчетных данных и посвящена настоящая работа.

2. Техника и методика эксперимента

В работе использована газоразрядная трубка (ГРТ) с диаметром канала 0.7 см и длиной активной зоны 14 см, помещенная в металлический кожух с независимым подогревом, который включался только тогда, когда режим саморазогрева не достигался. Малый диаметр ГРТ выбран сознательно, с тем чтобы наряду с объемными процессами релаксации плазмы в межимпульсный период эффективно работал и диффузионный механизм. В качестве буферного газа использован неон при давлении (в холодной ГРТ) 25 Тор. Рабочее давление паров бромида меди в разряде поддерживалось контролируемым нагревом отростков трубки с бромидом меди. В разряде всегда присутствует водород (в малом количестве), о чем свидетельствует свечение линий бальмеровской серии.

Накачка ГРТ осуществлялась от генератора регулярных высоковольтных импульсов, который был собран на базе модуляторной лампы ГМИ-27Б, включенной по схеме с общей сеткой. Схема работает в режиме частичного разряда накопительной емкости 37 нФ. Основное достоинство используемого схмотехнического решения при построении выходного каскада модулятора – получение малых времен переключения (~ 8 нс при работе на активную нагрузку) за счёт уменьшения влияния комплексных обратных связей через паразитные ёмкости лампы. Недостаток – отсутствие усиления по току, что обуславливает особые требования к генератору запускающих импульсов.

В.О.Нехорошев, Г.С.Евтушенко. Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 30; e-mail: ime@tpu.ru

В.Ф.Федоров. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: qel@asd.iao.ru

С.Н.Торгаев. Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 30; Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: torgaev@tpu.ru

Поступила в редакцию 15 мая 2012 г., после доработки – 10 июля 2012 г.

При накачке ГРТ на высоких частотах следования модулятор формирует импульсы тока с фронтом не более 15 нс, частота следования импульсов регулируется плавно в двух диапазонах: от 10 до 100 кГц и от 100 до 800 кГц. Длительность импульса возбуждения (по полуширине) задается в пределах 40–150 нс. Изменяя напряжения накала и смещения, можно регулировать амплитуду импульсов тока через нагрузку для достижения оптимального режима работы. Мощность, потребляемая ГРТ (и элементами схемы) от источника, увеличивалась с ростом частоты следования импульсов накачки от 350 Вт (для $f < 500$ кГц) до 450 Вт (для $f > 600$ кГц) и в эксперименте поддерживалась в данном диапазоне регулированием напряжения на емкостном накопителе.

Регистрация импульсов напряжения, тока и генерации производилась с помощью пробника напряжения Tektronix P6015A, датчика тока Pearson Current Monitor 8450 и коаксиального фотозлемента ФК-22 соответственно. Средняя мощность излучения определялась измерителем мощности Ophir 20C-SH. Регистрируемые датчиками сигналы подавались на четырехканальный цифровой осциллограф LeCroy WJ-324.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Полученные результаты свидетельствуют о том, что генерация на длинах волн 510.6 нм (переход $2P_{3/2} - 2D_{5/2}$) и 578.2 нм (переход $2P_{1/2} - 2D_{3/2}$) реализуется в широком диапазоне частот следования импульсов накачки – от единиц до 700 кГц. Часть полученных результатов в виде осциллограмм представлена на рис. 1.

Важно отметить, что генерация реализуется в каждом из регулярно следующих импульсов. Импульс генерации формируется в максимуме импульса накачки, а не на его

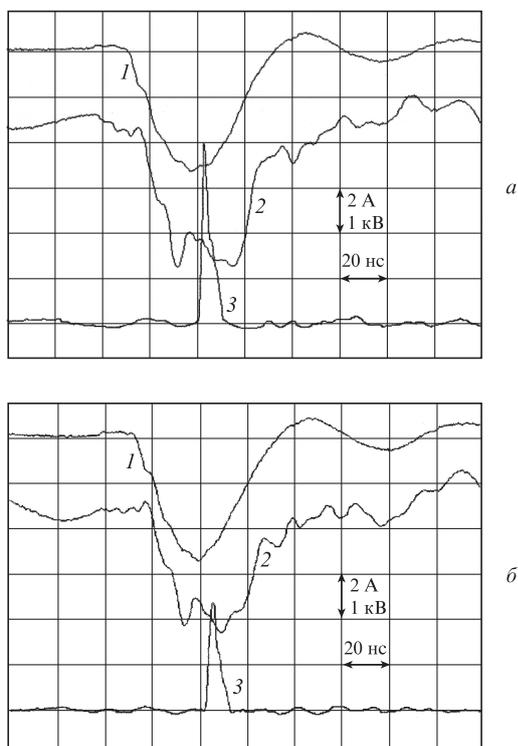


Рис. 1. Осциллограммы напряжения на ГРТ (1), тока ГРТ (2) и импульса генерации (3) на частотах 513 (а) и 606 кГц (б).

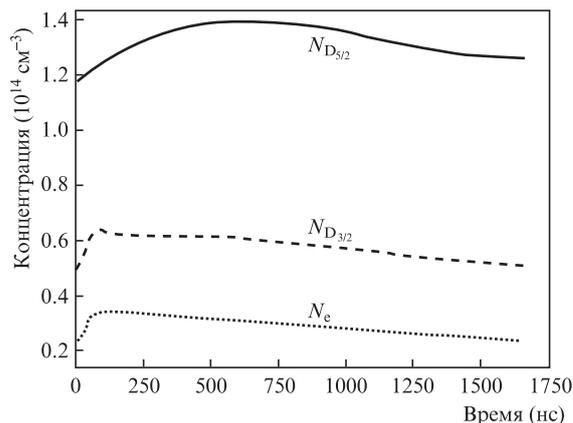


Рис. 2. Временные зависимости концентраций метастабильных атомов меди $N_{D_{5/2}}$ и $N_{D_{3/2}}$, а также концентрации электронов N_e .

фронте, как при типичных частотах следования (5–25 кГц). С увеличением частоты от 300 до 700 кГц импульс генерации несколько смещается на заднюю часть импульса накачки. Средняя мощность генерации, суммарная по обеим линиям, при больших значениях f невелика: она составляет 130 мВт при частоте 520 кГц и падает до 30 мВт с увеличением частоты до 630 кГц. Длительность импульса генерации (по полувысоте) при $f = 300$ кГц составляет ~ 6 нс и незначительно уменьшается с дальнейшим ростом частоты. При $f \leq 600$ кГц основной вклад в суммарную мощность излучения вносит зеленая линия на 510.6 нм. С увеличением частоты ее вклад резко уменьшается, так что в диапазоне частот 650–700 кГц присутствует практически только желтая линия (578.2 нм). При $f = 750$ кГц генерация и на этой линии исчезает.

Для анализа полученных данных проведено численное моделирование кинетики плазмы в фазе накачки и в межимпульсный период. В основу расчетов положена модель, описанная в работах [12, 14, 15]. Из результатов моделирования, часть из которых приведена на рис. 2, следует, что населенность нижнего уровня $2D_{5/2}$ при высоких частотах следования импульсов накачки существенно превосходит населенность уровня $2D_{3/2}$ и достигает 10^{14} см⁻³. Как следствие, инверсия населенности (с учетом статвесов) на переходе $2P_{3/2} - 2D_{5/2}$ исчезает раньше, чем на переходе $2P_{1/2} - 2D_{3/2}$. Причем в течение межимпульсного периода (вплоть до 1 мкс) происходит даже подкачка уровня $2D_{5/2}$ с основного состояния атома меди, поскольку температура электронов после быстрого снижения (от 2.5 до 1 эВ сразу после импульса накачки) в межимпульсный период медленно падает до 0.4–0.5 эВ (рис. 3). Концентрация же электронов, в межимпульсный период составляющая $\sim 10^{13}$ см⁻³, незначительно (в 1.5 раза) растет в фазе накачки. Как следует из [12], такие значения концентрации электронов не должны быть критичными для достижения инверсии на рассматриваемых переходах. А вот предимпульсные концентрации метастабильных состояний на уровне 10^{14} см⁻³ вполне могут приводить к срыву инверсии и генерации на самоограниченных переходах атома меди.

4. Заключение

В настоящей работе ставилась задача показать принципиальную возможность достижения для лазера на самоограниченных переходах атомов меди частот следова-

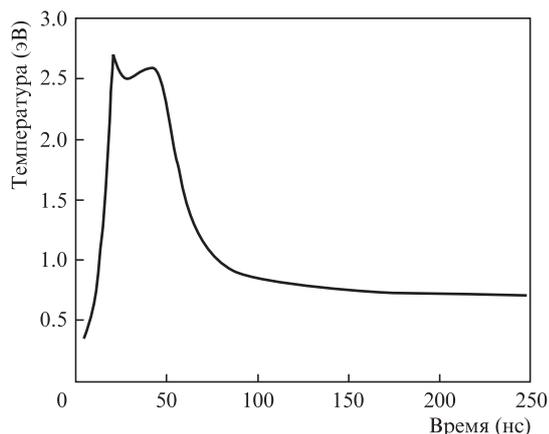


Рис.3. Временная зависимость температуры электронов в фазе накачки и первый период послесвечения.

ния импульсов генерации более 0.5 МГц. Эта задача была решена для случая лазера на парах бромида меди малого активного объема. В дальнейшем, используя дозированные добавки бромводорода и увеличивая активный объем, мы попытаемся повысить частотные и энергетические характеристики данного лазера. А для понимания механизма ограничения выходных параметров лазера планируется в ближайшее время провести детальное численное моделирование кинетики плазмы при частотах следования импульсов накачки вплоть до 1 МГц.

Авторы выражают благодарность Д.В.Шиянову, В.Б. Суханову и Е.В.Ярославцеву за помощь в подготовке эксперимента и обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госзадание № 7.586.2011).

1. Петраш Г.Г. *УФН*, **105**, 645 (1971).
2. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов* (Новосибирск: Наука, 1985).
3. Little C.E. *Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering & Applications* (Chichester, UK; John Wiley & Sons Ltd, 1998).
4. Шиянов Д.В., Евтушенко Г.С., Суханов В.Б., Андриенко О.С. *Квантовая электроника*, **34**, 625 (2004).
5. Marshall G.D. *Kinetically Enhanced Copper Vapour Lasers. PhD-thesis* (University of Oxford, UK, 2002).
6. Withford M.J., Brown D.J.W., Mildren R.P., et al. *Progr. Quantum Electron.*, **28**, 165 (2004).
7. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. *Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов* (Томск: изд-е Томского политехнического ун-та, 2010).
8. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф. *Изв вузов. Сер. Физика*, **26** (9), 80 (1983).
9. Губарев Ф.А., Федоров В.Ф., Евтушенко Г.С. и др. *Изв. Томского политехнического университета*, **312** (2), 106 (2008).
10. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *ЖТФ*, **67** (5), 541 (1997).
11. Евтушенко Г.С. Шиянов Д.В., Федоров В.Ф. *Оптика атмосферы и океана*, **13** (3), 254 (2000).
12. Батенин В.М., Бойченко А.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2* (М.: Физматлит, 2009, т. 1).
13. Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпухин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2* (М.: Физматлит, 2011, т. 2).
14. Voichenko A.M., Evtushenko G.S., Torgaev S.N. *Phys. Wave Phenomena*, **19**, 189 (2011).
15. Торгаев С.Н., Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В. *Изв вузов. Сер. Физика* (2012, в печати).