

Лазер на парах стронция с ионизационным и рекомбинационным механизмами формирования инверсии

А.Н.Солдатов, Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш, Ю.П.Полунин, А.С.Шумейко, Н.А.Юдин

Экспериментально и численно исследован многоволновой лазер на парах стронция, одновременно излучающий в ИК области спектра на самоограниченных переходах атома и иона стронция ($\lambda = 6.456$ и ~ 3 мкм для Sr I и $\lambda \approx 1$ мкм для Sr II) и в видимом диапазоне на рекомбинационном переходе иона стронция ($\lambda = 0.4305$ мкм для Sr II). Установлен ряд закономерностей в поведении выходных характеристик генерации, позволяющих осуществлять целенаправленный поиск оптимальных условий возбуждения многоволновых лазеров на парах стронция.

Ключевые слова: лазер на парах стронция, режим одновременной генерации на нескольких длинах волн, самоограниченный переход, рекомбинационный переход.

Саморазогревный импульсно-периодический лазер на парах стронция является эффективным источником когерентного излучения в ИК диапазоне спектра на самоограниченных переходах атома и иона стронция ($\lambda = 6.456$ и ~ 3 мкм для Sr I и $\lambda \approx 1$ мкм для Sr II) [1–7]. Кроме того, этот лазер с высокой эффективностью излучает в видимом диапазоне спектра на рекомбинационных переходах иона стронция ($\lambda = 0.4305$ и 0.4162 мкм для Sr II) [1, 2, 6–12]. При этом существует возможность реализации режима генерации одновременно в ИК и видимой областях спектра на нескольких длинах волн (т. е. режима многоволновой генерации) за счет как ионизационного, так и рекомбинационного механизма формирования инверсии [1, 2, 13]. В данном случае лазер на парах стронция может использоваться в качестве источника многоволнового излучения для прикладных и научных целей. При этом реализация рекомбинационного режима генерации обеспечивает визуализацию ИК излучения лазера на парах стронция (т. е. видимое излучение на рекомбинационных переходах ($\lambda = 0.4305$ и 0.4162 мкм для Sr II) может рассматриваться как визуализатор пучка ИК излучения лазера на парах стронция) [13].

При исследованиях лазеров на парах металлов наряду с экспериментальными методами широко применяется метод математического моделирования, с помощью которого могут быть решены задачи поиска оптимальных условий возбуждения активных сред, определения достижимых параметров генерации, выявления физических механизмов, описывающих наблюдаемые экспериментально закономерности [6, 11, 12, 14–16].

А.Н.Солдатов, Ю.П.Полунин, А.С.Шумейко, Н.А.Юдин. Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36; e-mail: yudin@tic.tsu.ru

Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш. Южный федеральный университет, Россия, 344006 Ростов-на-Дону, ул. Большая Садовая, 105/42

Поступила в редакцию 22 октября 2015 г., после доработки – 20 октября 2016 г.

Цель настоящей работы – экспериментальные и численные исследования лазера на парах стронция, направленные на поиск условий возбуждения, обеспечивающих эффективную многоволновую генерацию на самоограниченных и рекомбинационных переходах атома и иона стронция.

В экспериментах по исследованию многоволновой генерации нами использовалась саморазогревная лазерная трубка, разрядный канал которой был изготовлен из керамической BeO-трубки с длиной $l = 50$ см и внутренним диаметром $d = 1.5$ см. На торцах разрядного канала в «холодных» буферных зонах трубки располагались электроды. Выходные окна лазерной трубки были изготовлены из фторида кальция. В качестве глухого зеркала резонатора применялось зеркало с алюминиевым покрытием, а выходным зеркалом служила плоскопараллельная пластина из фторида кальция или кварцевая пластина с диэлектрическим покрытием для области $\lambda \approx 0.43$ мкм. Регистрация импульсов тока и генерации проводилась с помощью токового шунта и коаксиального фотоэлемента ФЭК-24 соответственно. Регистрируемые датчиками сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS-3032. Средняя мощность генерации контролировалась измерителем мощности ОРНИР (Nova-II). Для выделения различных спектральных составляющих при измерениях генерируемой мощности использовались светофильтры СЗС-20 и СЗС-8, пропускающие излучение в областях $\lambda \approx 1$ и ~ 3 мкм соответственно.

В результате проведенных исследований была получена одновременная многоволновая генерация в ИК и фиолетовой областях спектра на шести переходах Sr I: $5s5p^1P_1^0 - 5s4d^1D_2$ ($\lambda = 6.456$ мкм), $5s4d^3D_1 - 5s5p^3P_2^0$ (3.066 мкм), $5s4d^3D_2 - 5s5p^3P_2^0$ (3.011 мкм), $5s4d^3D_3 - 5s5p^3P_2^0$ (2.92 мкм), $5s4d^3D_2 - 5s5p^3P_1^0$ (2.69 мкм) и $5s4d^3D_1 - 5s5p^3P_0^0$ (2.6 мкм), а также на трех переходах Sr II: $4p^65p^2P_0^0 - 4p^64d^2D_{5/2}$ (1.033 мкм), $4p^65p^2P_{1/2}^0 - 4p^64d^2D_{3/2}$ (1.091 мкм) и $4p^65p^2P_{3/2}^0 - 4p^64d^2D_{3/2}$ (0.4305 мкм) (см. упрощенную схему лазерных переходов на рис.1).

Эксперименты показали, что оптимальной для возбуждения активной среды является схема Бломлейна,

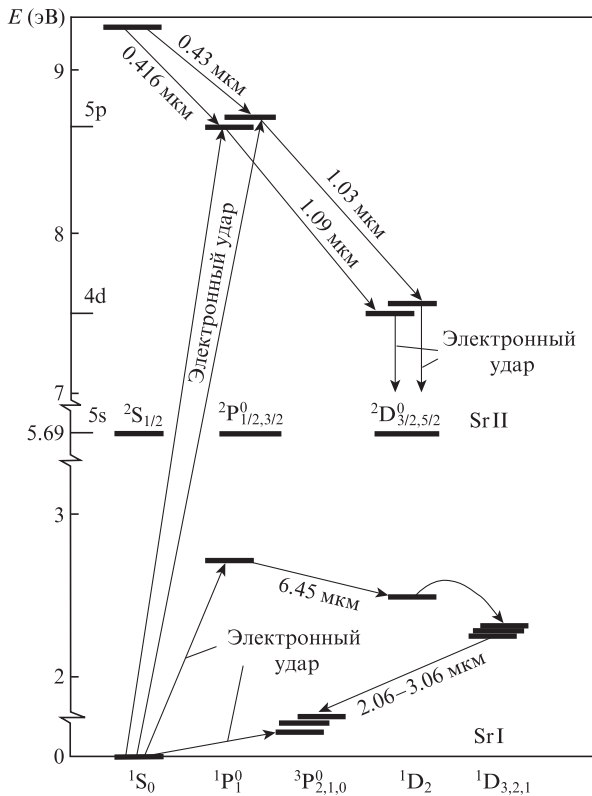


Рис.1. Упрощенная схема лазерных переходов в атоме и ионе стронция.

обеспечивающая необходимую для эффективной генерации на самоограниченных и рекомбинационных переходах стронция крутизну как переднего, так и заднего фронта импульса тока.

На рис.2 приведены типичные осциллограммы импульсов тока через лазерную трубку (имевших амплитуду 100–200 А), а также импульсов генерации на $\lambda \approx 1$ и 0.4305 мкм для Sr II. Видно, что генерация на самоограниченных переходах Sr II (как и на переходах Sr I) возникает на стадии нарастания тока. После окончания импульса тока наблюдается рекомбинационная линия генерации ($\lambda = 0.4305$ мкм для Sr II), при этом некоторое рассогласование приводит, как видно из рис.2, к наличию небольших осцилляций тока на стадии раннего послесвечения, обуславливающих немонотонность спада импульса генерации (ввиду существенной зависимости скорости рекомбинационной накачки от электронной температуры на ста-

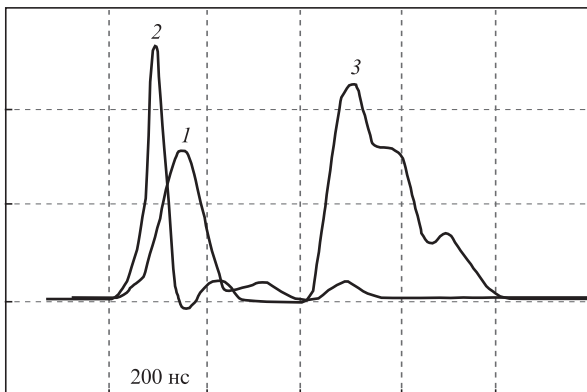


Рис.2. Типичные осциллограммы импульсов тока через лазерную трубку (1) и генерации на $\lambda \approx 1$ (2) и 0.4305 мкм (3) для Sr II.

дии послесвечения), что, однако, не сказывается существенно на энергетических характеристиках генерации.

Проведенные исследования показали, что совместная генерация на самоограниченных и рекомбинационных переходах стронция наблюдается в достаточно широком диапазоне парциальных давлений компонентов рабочей смеси при выбранной схеме возбуждения. В качестве буферного газа использовался гелий либо смесь его с неонном. Оптимальное давление буферного газа для многоволновой генерации составляло 100–300 Тор, при этом небольшие добавки неона к гелию ($p_{Ne} \leq 15$ Тор) практически не сказывались на характеристиках генерации (но облегчали зажигание разряда в «холодной» трубке), в то время как при больших добавках неона энергетические характеристики на $\lambda = 0.4305$ мкм для Sr II снижались вследствие уменьшения скорости охлаждения электронов на стадии послесвечения при упругих соударениях с тяжелыми атомами и ионами неона.

Парциальное давление стронция определялось температурой стенки трубки, задаваемой в саморазогревном режиме потребляемой трубкой мощностью, которая оптимизировалась путем вариаций емкости накопительных конденсаторов в схеме Блюмлейна ($C_1 = C_2 \approx 1000-1600$ пФ), напряжения высоковольтного выпрямителя ($U \approx 3.5-7$ кВ), а также частоты следования импульсов ($f \approx 5-15$ кГц). Рабочий диапазон температур для генерации на $\lambda = 0.4305$ мкм составлял 560–620 °С, в то время как для генерации на $\lambda = 6.456, \sim 3$ и ~ 1 мкм он простирался до ~ 700 °С и выше.

При вариациях условий возбуждения средние мощности генерации для разных спектральных компонент при совместной генерации изменялись в следующих пределах: $P_{av}(0.4305 \text{ мкм}) \approx 0.05-0.3$ Вт, $P_{av}(6.456 \text{ мкм}) \approx 0.4-1.25$ Вт, $P_{av}(\sim 3 \text{ мкм}) \approx 0.05-0.45$ Вт, $P_{av}(\sim 1 \text{ мкм}) \approx 0.05-0.2$ Вт. Для примера на рис.3 приведены зависимо-

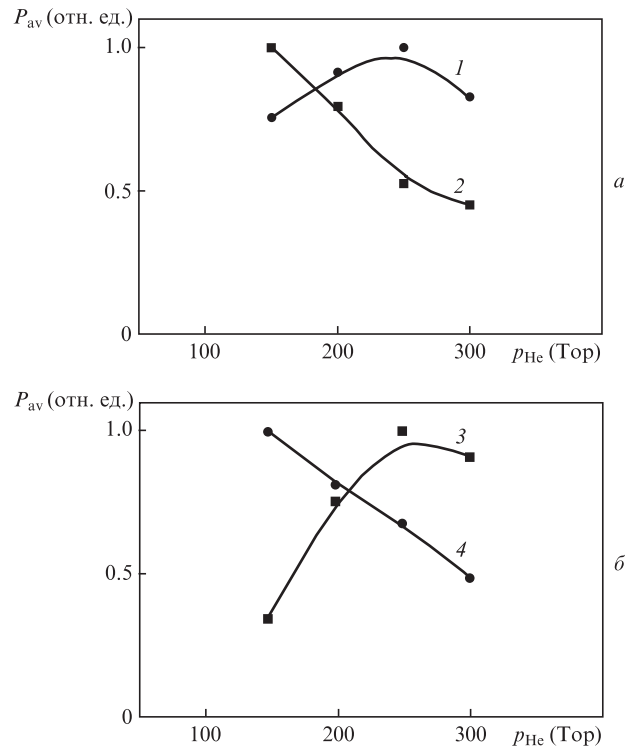


Рис.3. Зависимости средней мощности генерации P_{av} от давления гелия на $\lambda = 0.4305$ (1) и ~ 1 мкм (2) в Sr II (а), а также на $\lambda \approx 3$ (3) и 6.456 мкм (4) в Sr I (б).

Табл. 1. Выходные характеристики многоволновой генерации на переходах Sr I и Sr II.

U (кВ)	$P_{av}(6.456 \text{ мкм})$ (Вт)	$P_{av}(\sim 3 \text{ мкм})$ (Вт)	$P_{av}(\sim 1 \text{ мкм})$ (Вт)	$P_{av}(0.4305 \text{ мкм})$ (Вт)	P_{av}^{Σ} (Вт)
5.6	0.7	0.35	0.15	0.30	1.5
5.8	0.9	0.45	0.20	0.25	1.8

сти этих мощностей от давления гелия при $p_{\text{Ne}} = 15$ Тор. Зависимость средней мощности генерации от давления паров стронция иллюстрируют данные табл.1, где приведены выходные характеристики многоволновой генерации при $p_{\text{He}} = 120$ Тор, $p_{\text{Ne}} = 15$ Тор, $C_1 = C_2 = 1150$ пФ, $f = 8$ кГц для двух установившихся режимов возбуждения, различающихся напряжением высоковольтного выпрямителя U и, следовательно, температурой и потребляемой трубкой мощностью. Первый из этих режимов ($U = 5.6$ кВ) соответствует условиям достижения максимальной средней мощности генерации на $\lambda = 0.4305$ мкм ($P_{av}(0.4305 \text{ мкм}) = 0.3$ Вт), а второй ($U = 5.8$ кВ) – условиям достижения максимальной суммарной средней мощности P_{av}^{Σ} на переходах Sr II и Sr I в видимой и ИК областях спектра ($P_{av}^{\Sigma} = 1.8$ Вт). Видно, что при $U > 5.6$ кВ мощность генерации в видимой области снижается с ростом напряжения и, следовательно, с ростом температуры и давления паров стронция, в то время как мощность ИК генерации возрастает.

Для проведения численных экспериментов в настоящей работе применялась математическая модель ионного He–Sr-лазера [15], включающая в себя совместное описание электрической цепи накачки, плазмы импульсно-периодического разряда и лазерного излучения на переходах Sr II в видимой и ИК областях спектра. С использованием этой модели нами осуществлен численный поиск режимов возбуждения активной среды ионного He–Sr-лазера, обеспечивающих возможность эффективной совместной генерации на рекомбинационном ($\lambda = 0.4305$ мкм) и самоограниченных ($\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм) переходах иона стронция.

На рис.4,а представлены рассчитанные импульсы тока и генерации на линиях с $\lambda = 0.4305$, 1.033 и 1.091 мкм, вид которых согласуется с экспериментальными осциллограммами (рис.2) и является типичным для ионных He–Sr-лазеров [1, 2]. Из рис.4,б, где приведены результаты расчетов концентраций атомов, однократно и двукратно ионизованных ионов стронция, видно, что за время импульса тока происходит значительная двукратная ионизация стронция в результате прямой и ступенчатой ионизаций электронным ударом. Это обеспечивает интенсивную рекомбинационную накачку уровней ионов стронция и генерацию на линии с $\lambda = 0.4305$ мкм на стадии раннего послесвечения (рис.4,а). Рекомбинационная накачка, скорость которой W_r резко зависит от электронной температуры T_e ($W_r \propto T_e^{-9/2}$ [1, 2, 6–9]), «включается» на стадии послесвечения после быстрого уменьшения T_e (рис.4,б), происходящего за счет упругих столкновений электронов с атомами и ионами легкого буферного газа гелия. На переднем же фронте импульса тока в результате возбуждения электронным ударом имеют место инверсия населенностей и генерация на самоограниченных переходах с $\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм (рис.4,а).

На рис.5 представлены рассчитанные по математической модели зависимости средней мощности генерации на переходах с $\lambda = 0.4305$ и 1.091 мкм от давления гелия. Видно, что модель достаточно точно отражает основные тенденции в поведении средней мощности генерации

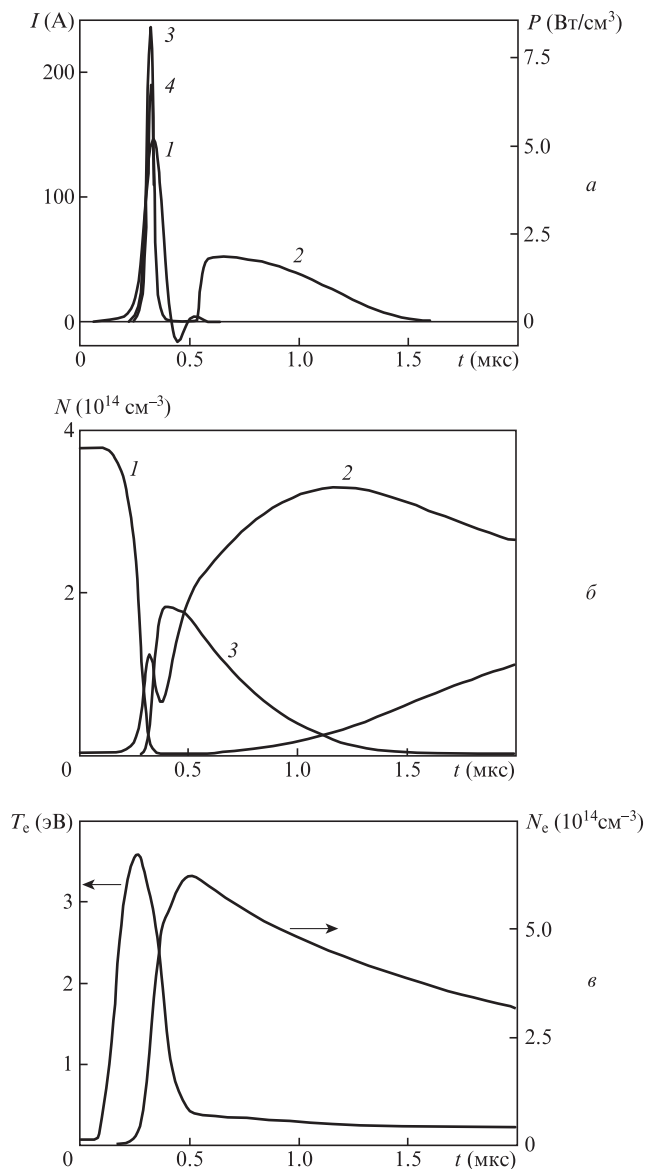


Рис.4. Рассчитанные временные зависимости импульсов тока I (1) и генерации (P) на $\lambda = 0.4305$ (2), 1.033 (3) и 1.091 мкм (4) в Sr II (а), концентраций N атомов (1), однократно (2) и двукратно ионизованных ионов стронция (б), а также концентрации N_e и температуры T_e электронов (в) в активной среде лазера на парах стронция при $l = 50$ см, $d = 1.5$ см, $C_1 = C_2 = 1150$ пФ, $p_{\text{He}} = 250$ Тор.

ионного He–Sr-лазера как в рекомбинационном, так и в ионизационном режиме накачки (см. рис.3,а). Как следует из результатов численного моделирования, эффективная совместная генерация на ионных переходах стронция в видимой и ИК областях спектра возможна в довольно широком диапазоне условий.

На основе результатов моделирования установлено, что с ростом давления буферного газа гелия имеет место монотонное уменьшение средней мощности генерации на самоограниченных переходах иона стронция (рис.5), обусловленное снижением электронной температуры во время импульса тока и соответствующим снижением скоро-

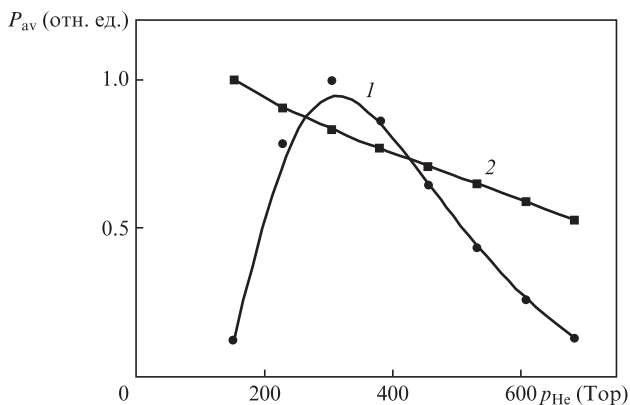


Рис.5. Рассчитанные зависимости средней мощности генерации на $\lambda = 0.4305$ (1) и 1.091 мкм (2) в Sr II от давления гелия при $l = 50$ см, $d = 1.1$ см, $C_1 = C_2 = 1150$ пФ.

сти возбуждения электронным ударом резонансных уровней Sr II (являющихся верхними лазерными уровнями) на переднем фронте импульса тока.

Для рекомбинационных переходов иона стронция средняя мощность генерации возрастает с ростом давления гелия вплоть до оптимальных значений в несколько сотен торр. При дальнейшем увеличении давления она снижается (рис.3,а). Рост средней мощности при увеличении давления обусловлен ростом энергии импульсов генерации, связанным с ускоренным охлаждением электронов при упругих соударениях с атомами и ионами гелия и соответствующим ростом скорости рекомбинационной накачки уровней Sr II. Снижение же средней мощности при высоких давлениях гелия в основном вызвано ограничением скорости охлаждения электронов на стадии раннего послесвечения вследствие нагрева на заднем фронте импульса тока, которое проявляется, когда уменьшающееся с ростом давления время охлаждения электронов становится соизмеримым с длительностью заднего фронта импульса тока [1, 2].

Таким образом, в лазере на парах стронция получена и исследована одновременная многоволновая генерация в ИК и видимой областях спектра на самоограниченных и рекомбинационных переходах атома и иона стронция с $\lambda = 6.456$, ~ 3 , ~ 1 и 0.4305 мкм. На основе проведенных экспериментальных и численных исследований установлено, что такая многоволновая генерация возможна в достаточно широком диапазоне условий. Также установлен ряд закономерностей в поведении выходных характери-

стик генерации и выявлены физические механизмы, определяющие наблюдаемые закономерности, что позволяет рассчитывать на реализацию лазера на парах стронция с более высокими энергетическими характеристиками при увеличении объема активной среды. Полученные в настоящей работе результаты позволяют осуществлять целенаправленный поиск оптимальных условий возбуждения многоволновых лазеров на парах стронция, а также прогнозировать создание таких лазеров с новыми эксплуатационными характеристиками.

1. Солдатов А.Н., Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полуниин Ю.П., Пруцаков О.О. *Импульсно-периодические лазеры на парах стронция и кальция* (Томск: ТМЛ-Пресс, 2012).
2. Soldatov A.N., Sabotinov N.V., Latush E.L., Chebotarev G.D., Vuchkov N.K., Yudin N.A. *Strontium and Calcium Vapour Lasers. Vol. I, II* (Sofia: Prof. Marin Drinov Academic Publishing House, 2013–2014).
3. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов* (Новосибирск: Наука, 1985).
4. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М.: Научная книга, 1998).
5. Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kirilov A.E., Ivanov B., Haglund R., Mendenhall M., Gabella B., Kostadinov I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 252 (2004).
6. Little C.E. *Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications* (Chichester–New York–Brisbane–Toronto–Singapore: John Wiley & Sons, 1999).
7. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры*. Под ред. В.Е.Фортова (М.: Физматлит 2005).
8. Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F. *Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges* (Chichester–New York–Brisbane–Toronto–Singapore: John Wiley & Sons, 1996).
9. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1990).
10. Latush E.L., Chebotarev G.D., Sem M.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4071**, 119 (2000).
11. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Пруцаков О.О., Фесенко А.А. *Квантовая электроника*, **38**, 299 (2008).
12. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А. *Квантовая электроника*, **38**, 309 (2008).
13. Васильева А.В., Латуш Е.Л., Полуниин Ю.П., Солдатов А.Н., Чеботарев Г.Д., Юдин Н.А. *Изв. вузов. Сер. Физика*, №5/2, 62 (2010).
14. Carman R.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1588 (1990).
15. Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 83 (2004).
16. Chen L., Mao B.N., Wang Y.B., Wang L.M., Pan B.L. *Opt. Commun.*, **281**, 1211 (2008).