

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ HE-Sr<sup>+</sup> ЛАЗЕРОВ

© 2007 г. А.А. Фесенко, Г.Д. Чеботарев, Е.Л. Латуш  
Южный федеральный университет, физический факультет

### 1. Введение

Ионные рекомбинационные лазеры на парах стронция являются эффективными источниками коротковолнового излучения на длинах волн 430,5 и 416,2 нм [1–4] с типичными уровнями средней мощности  $\sim 1,0$ – $1,5$  Вт, пиковой мощности  $\sim 1$ – $1,5$  кВт и с длительностью импульсов генерации  $\sim 200$ – $300$  нс (при частотах следования импульсов  $\sim 5$ – $10$  кГц, КПД  $\sim 0,1\%$  и коэффициенте усиления активной среды  $\sim 0,05$ – $0,1$  см<sup>-1</sup>).

Накачка осуществляется ударно-радиационной рекомбинацией двукратных ионов стронция в послесвечении импульсного разряда, инверсия же достигается в результате эффективной очистки нижних лазерных уровней за счет электронного девозбуждения.

К настоящему времени максимальными экспериментально достигнутыми являются следующие параметры генерации He-Sr<sup>+</sup> лазеров, возбуждаемых продольным разрядом: средняя мощность 3,9 Вт [5, 6], погонная средняя мощность 11,8 Вт/м [5, 6], удельная средняя мощность 277 мВт/см<sup>3</sup> [7], энергия импульса 6 мДж [8], пиковая мощность 20 кВт [8], коэффициент усиления 0,15 см<sup>-1</sup> [7].

Как показали результаты многочисленных исследований, при увеличении давления активной среды, поперечных размеров активного элемента и частоты следования импульсов рост энергетических характеристик возможен лишь в определенных диапазонах этих параметров [1–14].

Целью настоящей работы является анализ физических механизмов, ограничивающих рост энергетических характеристик He-Sr<sup>+</sup> лазеров, а также поиск возможных способов повышения характеристик генерации и расчет достижимых энергетических характеристик с использованием математической модели.

### 2. Повышение энергетических характеристик за счет увеличения давления активной среды

В экспериментах по оптимизации саморазогреваемых активных элементов He-Sr<sup>+</sup> лазеров с увеличением давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  наблюдается

рост средней мощности генерации вплоть до оптимальных значений давления  $p_{\text{Heopt}} \sim 0,4-0,9$  атм [1–4, 10, 11, 13]. На рис. 1 представлены полученные нами экспериментальные зависимости средней мощности  $P_{\text{av}}$  и КПД, а также частоты следования импульсов  $f$  от давления гелия при разных величинах накопительной емкости  $C$  для саморазогревной лазерной трубки с активной длиной  $l=45$  см и с внутренним диаметром  $d=1,5$  см.

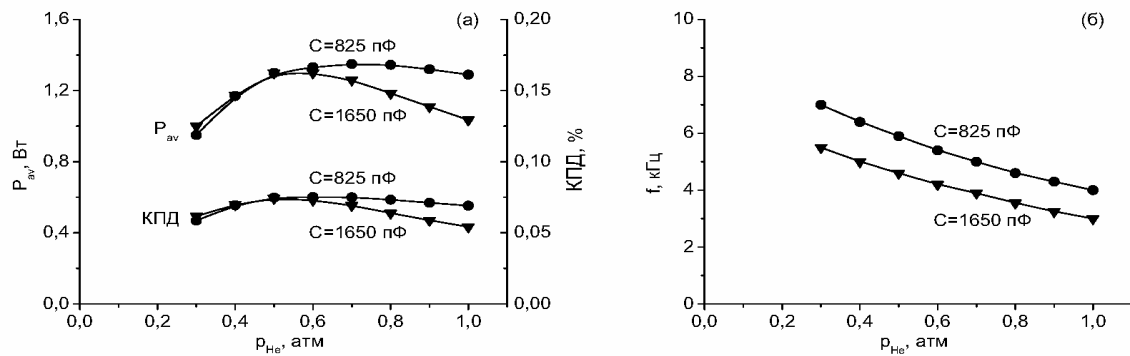
Рост средней мощности с давлением до его оптимальных значений (рис. 1а) обусловлен ростом импульсных энергетических характеристик генерации, связанным с возрастанием скорости охлаждения электронов при упругих соударениях с атомами и ионами гелия, в результате чего обеспечивается рост давления паров стронция и соответствующий рост концентрации рекомбинирующих ионов  $\text{Sr}^{++}$  при поддержании низкого уровня электронной температуры  $T_e$  в раннем послесвечении, а следовательно, и рост скорости рекомбинационной накачки уровней  $\text{SrII}$ .

При увеличении давления также наблюдается рост импульсного энерговклада, что связано с необходимостью обеспечения двукратной ионизации возрастающего количества атомов стронция. Следствием этого является наблюдаемое снижение частоты следования импульсов (рис. 1б), требуемое для поддержания теплового баланса лазерной трубки в режиме саморазогрева.

При дальнейшем увеличении давления выше оптимального, как видно из рис. 1а, средняя мощность снижается. Проведенный нами анализ показал, что существование оптимального давления гелия связано с ограничением скорости охлаждения электронов в раннем послесвечении вследствие греющего воздействия заднего фронта импульса тока, которое проявляется тогда, когда уменьшающееся с ростом  $p_{\text{He}}$  время охлаждения электронов  $\tau_{\text{охл}}$  становится соизмеримым с длительностью заднего фронта импульса тока  $\tau_{\text{ф}}$ , определяемой величиной накопительной емкости и индуктивности трубки и от давления практически не зависящей.

Таким образом, если при  $p_{\text{He}} = p_{\text{Heopt}}$  фаза “включения” рекомбинации определяется временем спада  $T_e$  вследствие упругих соударений электронов с атомами и ионами гелия и сокращается с ростом  $p_{\text{He}}$ , то при  $p_{\text{He}} > p_{\text{Heopt}}$ , когда уже сказывается греющее электронным газом влияние заднего фронта импульса тока, эта фаза уже определяется длительностью заднего фронта и практически не зависит от  $p_{\text{He}}$ . В результате при давлениях, превышающих оптимальное, растут бесполезные потери рекомбинирующих ионов  $\text{Sr}^{++}$  в начальной фазе рекомбинационной накачки.

Эти потери ионов имеют место как до момента наступления порога генерации, так и в начальной стадии импульса генерации, когда еще не достигнуты оптимальные условия для рекомбинационной накачки. Как следствие, рост скорости накачки, а значит и рост импульсных энергетических характеристик, с повышением давления замедляется, а КПД снижается (рис. 1а).



**Рис. 1.** Экспериментальные зависимости средней мощности, КПД (а) и частоты следования импульсов (б) саморазогревного He-Sr<sup>+</sup> лазера от давления гелия:  $l=45$  см,  $d=1,5$  см.

В саморазогревном режиме средняя мощность генерации  $P_{\text{av}}$  определяется величиной КПД и потребляемой от источника питания мощностью  $P_{\text{in}}$ , которая равняется полной тепловой мощности  $Q$ , рассеиваемой лазерной трубкой за счет конвекции и теплового излучения при оптимальной температуре стенки:  $P_{\text{av}} = P_{\text{in}} = Q$ . При этом необходимый при повышении  $p_{\text{He}}$  рост давления паров стронция из-за резкой зависимости давления насыщенных паров от температуры стенки обеспечивается лишь относительно небольшим повышением температуры активного элемента и, соответственно, небольшим повышением потребляемой им мощности. Таким образом, вследствие слабой зависимости потребляемой активным элементом мощности  $P_{\text{in}}$  от давления гелия, зависимости КПД и средней мощности генерации  $P_{\text{av}}$  от давления практически совпадают (рис. 1а), и существенное падение КПД при больших давлениях приводит, соответственно, к снижению средней мощности генерации.

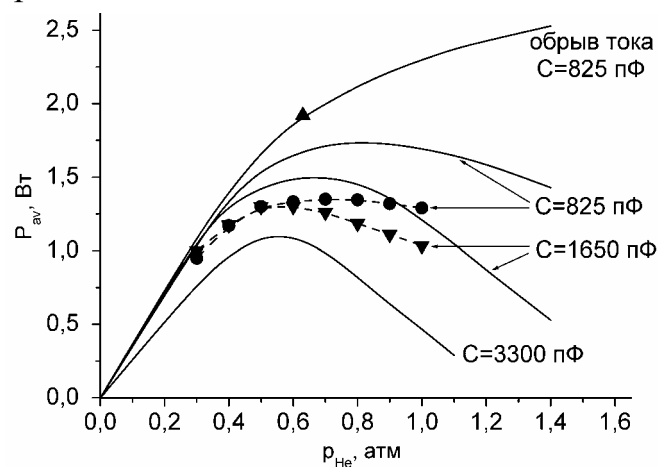
Установленный механизм ограничения роста энергетических характеристик рекомбинационных лазеров позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое повышение оптимального давления гелия  $p_{\text{Heopt}}$  при снижении величины накопительной емкости  $C$  (рис. 1а) и предложить пути повышения  $p_{\text{Heopt}}$  и средней мощности. Действительно, оптимальное давление соответствует условиям примерного

равенства времени охлаждения электронов  $\tau_{\text{охл}} I/p_{\text{He}}$  и длительности заднего фронта импульса тока  $\tau_{\text{ф}} (LC)^{0,5}$  ( $L$  – индуктивность трубки) [12]. Поэтому  $p_{\text{Heopt}} \propto I/(LC)^{0,5}$ . Очевидно, что снижением величины  $C$  можно обеспечить повышение  $p_{\text{Heopt}}$  и, соответственно, средней мощности генерации. Однако, возможности варьирования  $C$  ограничены необходимостью выполнения условия согласования активного элемента со схемой накачки  $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$  ( $R$  – сопротивление плазмы).

Рассогласование ведет к увеличению нежелательных пульсаций тока в раннем послесвечении, приводящих к подогреву электронов и, как следствие, к провалу в импульсах генерации вследствие резкой зависимости коэффициента тройной электронно-ионной рекомбинации  $\alpha$  от электронной температуры ( $\alpha \propto T_e^{-9/2}$ ).

Другим, более кардинальным способом повышения энергетических характеристик при больших давлениях может быть резкий обрыв импульса тока на заднем фронте. Очевидно, что  $p_{\text{Heopt}} \rightarrow 0$  при  $\tau_{\text{ф}} \rightarrow 0$  (при отсутствии других ограничивающих факторов). Техническое решение, позволяющее осуществлять резкий обрыв импульса тока с помощью дополнительного срезающего тиратрона, предложено в [15].

На рис. 2 представлены результаты численных расчетов, выполненных с использованием математической модели He-Sr<sup>+</sup> лазера [16], которые иллюстрируют возможность повышения оптимального давления и средней мощности генерации путем снижения величины накопительной емкости  $C$ . Применение же обрыва импульса тока позволяет преодолеть ограничение по давлению активной среды и получить монотонный рост мощности с давлением.



**Рис. 2.** Рассчитанные зависимости средней мощности саморазогревного He-Sr<sup>+</sup> лазера от давления гелия:  $l=45$  см,  $d=1,5$  см (●, ▼ – наш эксперимент для трубки с  $l=45$  и  $d=1,5$  см, ▲ – эксперимент [15] для трубки с  $l=50$  и  $d=1,5$  см).

### 3. Повышение энергетических характеристик за счет увеличения объема активной среды и частоты следования импульсов

Одним из путей повышения энергетических характеристик He-Sr<sup>+</sup> лазеров является увеличение объема активной среды за счет увеличения диаметра активных элементов. В ряде случаев возможно также повышение характеристик генерации за счет увеличения частоты следования импульсов.

При увеличении диаметра саморазогревных активных элементов, как видно из результатов наших экспериментов с трубками различной геометрии (рис. 3а), рост погонной средней мощности с диаметром замедляется и затем насыщается. При этом оптимальная частота следования импульсов с ростом диаметра снижается (рис. 3б).

Проанализируем причины такого поведения мощности. Как показано в [12], энергия импульсов генерации  $E$ , частота следования импульсов  $f$  и средняя мощность  $P_{av}$  саморазогревных He-Sr<sup>+</sup> лазеров масштабируются в соответствии с соотношениями

$$E = \eta wV \propto \eta wd^2 l, \quad (1)$$

$$f \propto \frac{d_{out}}{wd^2} \propto \frac{1}{wd}, \quad (2)$$

$$P_{av} = Ef \propto \eta l d_{out} \propto \eta l d, \quad (3)$$

где  $\eta$  – КПД,  $V$  – активный объем,

$d_{out}$  – внешний диаметр лазерной трубки,

$w$  – удельный энерговыдел, имеющий одинаковый порядок величины для трубок различной геометрии и принимающий значения в диапазоне  $\sim 2-10$  мДж/см<sup>3</sup>.

В соответствии с (2) частота снижается с ростом диаметра. Это обусловлено необходимостью обеспечения постоянства теплового режима лазерной трубки для поддержания оптимальной температуры и, соответственно, оптимального давления паров металла. Действительно, потребляемая активным элементом мощность при  $w \approx const$  определяется соотношением

$$P_{in} = wVf \propto l d^2 f \quad (4)$$

и равна полной тепловой мощности, отводимой от керамической лазерной трубки за счет конвективного теплообмена и теплового излучения [17]

$$Q = l \left[ 0,0277 \cdot (T + T_a)^{0,2} (T - T_a)^{1,25} d_{out}^{0,75} + 1,78 \cdot 10^{-9} d_{out} \cdot \varepsilon \cdot T^4 \right] = \\ = l [A(T) d_{out}^{0,75} + B(T) d_{out}]; \quad (5)$$

здесь  $\epsilon$  – коэффициент черноты поверхности трубки ( $\epsilon = 0,5$  для ВеО-керамики); длина  $l$  задается в м; диаметр  $d_{out}$  – в см; температура стенки трубки  $T$  и температура окружающего воздуха  $T_a$  – в К; при этом тепловая мощность  $Q$  определяется в Вт.

С учетом того, что преобладающим является радиационный теплоотвод, описываемый вторым слагаемым, и при допущении, что в режиме саморазогрева при оптимальной температуре стенки коэффициенты  $A$ ;  $B \approx const$ , в (5) может быть сделано упрощение  $Q \propto l d_{out}$ . При этом из (4) и (5) следует, что неизменность частоты  $f$  при увеличении диаметра может быть обеспечена лишь при  $d_{out} \propto d^2$ , что не соответствует геометрии типичных ВеО-трубок, для которых  $d_{out} \propto d$ . Поэтому при  $d_{out} \propto d$  имеем  $f \propto 1/d$ . Таким образом, при отсутствии ограничивающих факторов (т.е. при  $\epsilon \approx const$ ), в соответствии с (3) для погонной мощности генерации можно получить:

$$\frac{P_{av}}{l} \propto d. \quad (6)$$

Как видно из экспериментальных данных (рис. 3а), близкий к линейному рост погонной мощности с диаметром имеет место до  $d \sim 2$  см. Наблюдаемое при  $d > 2$  см насыщение мощности обусловлено действием ограничивающих механизмов, приводящих к снижению КПД и замедлению роста энергетических характеристик в соответствии с (1) и (3). Рассмотрим эти механизмы.

Одним из факторов, приводящих к снижению КПД, является формирование радиальной неоднородности активной среды [6, 13, 18]. Действительно, при увеличении диаметра из-за ухудшения условий теплопередачи от осевых частей трубки будет возрастать перегрев активной среды на оси. Это вследствие тепловой диффузии будет приводить к углубляющемуся провалу в предимпульсном радиальном распределении концентрации атомов металла, а также атомов гелия. Кроме того, дополнительный вклад в формирование неоднородности радиального профиля концентрации атомов металла вносит радиальный катафорез [18]. Уменьшение концентрации атомов металла в приосевой части трубки приводит к снижению скорости накачки и КПД генерации He-Sr<sup>+</sup> лазера, поскольку радиальное распределение рекомбинирующих ионов Sr<sup>++</sup> в условиях почти полной двукратной ионизации стронция практически повторяет предимпульсное радиальное распределение атомов Sr, за исключением тонких пристеночных областей.



В [18] нами получен критерий пространственной однородности активной среды, из которого следует, что увеличение  $d$  приводит к необходимости более резкого по сравнению с (2) снижения частоты при увеличении диаметра для сохранения однородности:

$$f \propto \frac{1}{wd^2}. \quad (7)$$

При этом погонная средняя мощность будет насыщаться

$$\frac{P_{av}}{l} = \frac{\eta wV}{l} \cdot f \propto \frac{\eta wd^2 l}{l} \cdot \frac{1}{wd^2} \propto \eta \approx const. \quad (8)$$

Однако при постоянстве теплового режима саморазогревной трубки, обеспечиваемом при частотах (2), степень неоднородности активной среды будет возрастать с диаметром, а КПД будет снижаться.

Заметим, что в условиях роста газовой температуры  $T_g$  в приосевых частях трубки а также в среднем по ее сечению, происходящего с ростом диаметра, будет происходить и рост  $T_e$  в послесвечении [6, 13], приводящий к снижению инверсии и КПД как за счет снижения скорости рекомбинационной накачки верхнего лазерного уровня, так и за счет замедления электронного девозбуждения нижнего лазерного уровня, а также возрастания скорости его подзаселения электронным ударом из нижележащих метастабилей и основного состояния SrII. Это является еще одним существенным фактором, ограничивающим рост энергетических характеристик при увеличении  $d$ , наряду с формированием пространственной неоднородности активной среды.

В саморазогревном режиме при отклонениях частоты от оптимального значения, как видно из экспериментальных данных (рис. 3б), средняя мощность снижается из-за необходимого для поддержания теплового режима трубки отклонения величины энерговклада от оптимума, приводящего к снижению КПД. Таким образом, очевидно, что в саморазогревном режиме частота не является независимым параметром и ее повышение не приводит к росту мощности генерации.

Нами были проведены численные расчеты достижимых погонных мощностей He-Sr<sup>+</sup> лазеров с учетом влияния отмеченных выше ограничивающих факторов на характеристики генерации.

При моделировании саморазогревного режима частота определялась из (4)

и (5):  $f = \frac{Q}{wV}$ . В результате расчетов была получена зависимость погонной

мощности саморазогреваемых He-Sr<sup>+</sup> лазеров от диаметра, представленная на рис. 3а. Также при расчетах варьировалась частота в условиях постоянной потребляемой трубкой мощности, поддерживаемой за счет изменений энерговклада (рис. 3б). Видно, что диапазон возможных вариаций  $f$  в саморазогревном режиме достаточно узок, при этом оптимальное значение  $f$  снижается с ростом диаметра. Полученные результаты расчетов согласуются с нашими экспериментальными данными. Как видно из рис. 3а, достижимый максимум погонной мощности в саморазогревном режиме составляет ~6,2 Вт/м.

Проанализируем возможные пути повышения погонной мощности He-Sr<sup>+</sup> лазеров.

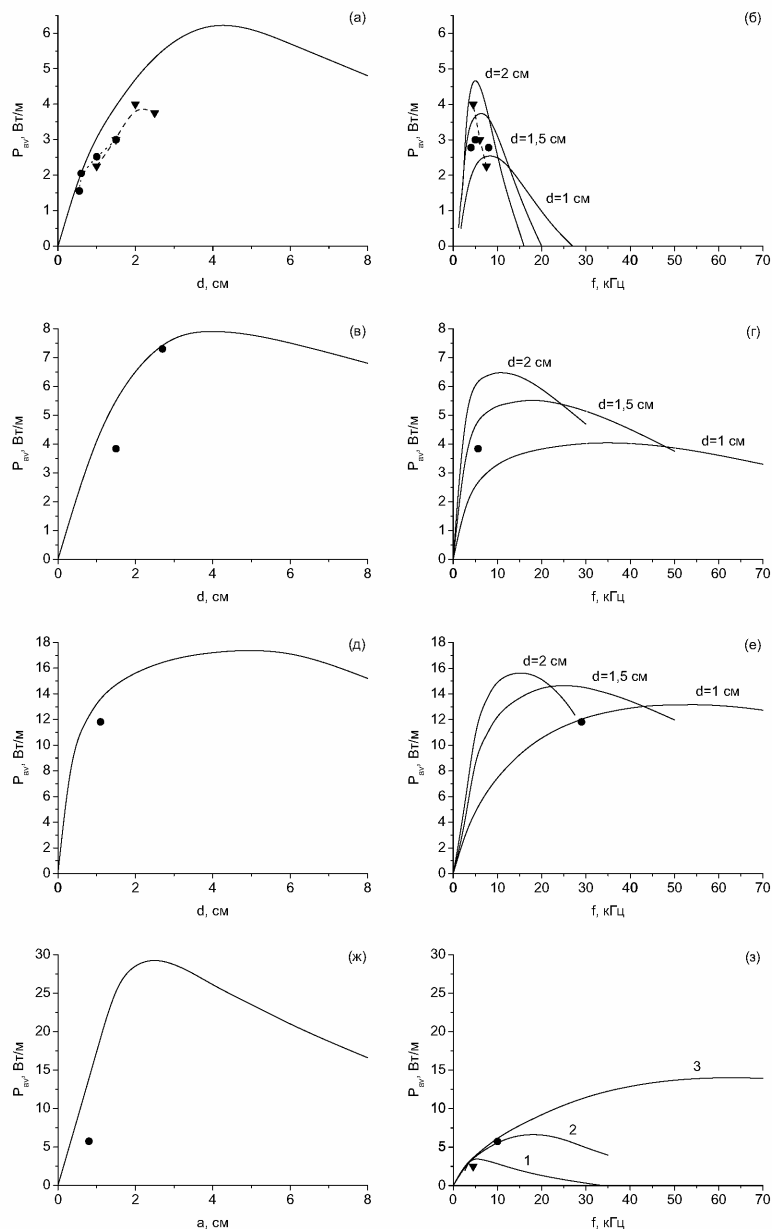
Чернение поверхности трубки позволяет поднять до величины 0,9–1,0 [1–4, 11, 17], что приведет к увеличению отводимой от трубки мощности за счет теплового излучения вследствие роста второго слагаемого в (5) и, соответственно, к росту частоты и мощности генерации. Расчеты показали, что достижимый максимум погонной мощности в саморазогревном режиме может возрасти при чернении до ~7,8 Вт/м.

Увеличение внешнего диаметра трубки, т.е. использование толстостенной керамики, также повышает теплоотдачу и позволяет поднять частоту в соответствии с (2), и, соответственно, мощность генерации [1–4]. Использование толстостенной керамики с  $d_{out} \approx 3,7d$  позволило нам достичь высокой частоты  $f \sim 30$  кГц и рекордной удельной средней мощности 277 мВт/см<sup>3</sup> в саморазогревном катафорезном He-Sr<sup>+</sup> лазере [7, 11]. Очевидно, что повышения теплоотдачи можно достичь и другими способами увеличения внешней поверхности, например, оребрением трубки [1, 2].

Удаление металла из зоны разряда и расположение его в пазах в сегментированных трубках, а также использование независимого ввода его паров за счет прокачки гелия или катафореза позволяет “развязать” температуру стенки и давление паров [1–4]. При этом частота следования импульсов уже не ограничена соотношением (2) и может быть повышена по сравнению с саморазогревным режимом. Результаты расчета погонных мощностей He-Sr<sup>+</sup> лазеров в условиях независимости концентрации атомов стронция от температуры стенки (которая определялась путем решения уравнения  $Q(T) = wVf$  при  $\alpha = 0,5$ ), соответствующих режиму с независимым вводом паров, приведены на рис. 3в,г. В данном режиме оптимальные частоты и мощность генерации выше по сравнению с саморазогрев-



ным режимом. Как видно, имеется хорошее согласие результатов моделирования с данными экспериментов [15]. Согласно расчетам, достижимый максимум погонной мощности составляет  $\sim 7,7$  Вт/м (рис. 3в). Расчеты показали, что этот максимум может возрасти до  $\sim 9,4$  Вт/м при чернении поверхности трубки.



**Рис. 3.** Рассчитанные зависимости погонной средней мощности He-Sr<sup>+</sup> лазера от поперечного размера активной среды и частоты следования импульсов; а, б – саморазогревной режим (● – наш эксперимент для трубок с  $l=9$  и  $d=0,55$  см;  $l=20$  и  $d=0,6$  см;  $l=25$  и  $d=1,0$  см;  $l=45$  и  $d=1,5$  см (а) и для трубки с  $l=45$  и  $d=1,5$  см (б); ▼ – наш эксперимент для трубок с  $l=40$  и  $d=1,0$ ;  $1,5$ ;  $2,0$  см (а, б), а также  $d=2,5$  см (а)); в, г – независимый ввод паров (● – эксперимент [15] для трубок с  $l=28$  и  $d=2,7$  см (а);  $l=50$  и  $d=1,5$  см (а, б)); д, е – принудительное охлаждение трубки (● – эксперимент [5, 6] для трубки с  $l=33$  и  $d=1,1$  см); ж, з – прямоугольное сечение трубки при  $a:b=1:3$  (ж) и при  $a=0,8$  и  $b=2,4$  см (з): 1 – саморазогревной режим, 2 – независимый ввод паров, 3 и ж – принудительное охлаждение трубки (● – эксперимент [3, 11] для трубки с  $l=40$ ,  $a=0,8$  и  $b=2,4$  см при водяном охлаждении и ▼ – в саморазогревном режиме).

Замена свободного конвективного охлаждения интенсивным принудительным охлаждением (воздушным или водяным) позволит значительно увеличить частоту и мощность генерации при поддержании температуры внутренней стенки трубки на оптимальном уровне за счет резкой интенсификации теплоотвода [1–6, 11, 17, 19]. Результаты расчета погонных мощностей в условиях оптимальной и неизменной температуры стенки трубки, соответствующих режиму с интенсивным принудительным охлаждением, приведены на рис. 3д,е. Как видно, имеется хорошее согласие результатов моделирования и эксперимента [5, 6] с использованием водяного охлаждения, позволившего поднять частоту до 29 кГц и достичь рекордной средней мощности для He-Sr<sup>+</sup> лазеров 3,9 Вт. Согласно расчетам, достижимый максимум погонной мощности при принудительном охлаждении составляет ~17 Вт/м (рис. 3д).

Использование лазерной трубки с прямоугольным сечением [3, 11, 20, 21] позволит значительно увеличить активный объем, при котором станет существенным действие ограничивающих механизмов, по сравнению с трубкой цилиндрической геометрии, и тем самым поднять достижимую мощность генерации. Такая возможность связана с тем, что газовая температура на оси определяется минимальным поперечным размером трубки, т.е. размером узкой стенки  $a$ , определяющим условия теплопередачи от осевых частей трубки. Выбрав оптимальную величину  $a$ , когда перегрев осевой части трубки еще не велик, можно наращивать площадь сечения и объем, а значит и среднюю мощность генерации, за счет роста размера широкой стенки  $b$ .

Нами были проведены расчеты погонных мощностей He-Sr<sup>+</sup> лазеров с прямоугольным сечением. Для этого в модели в кинетических уравнениях, учитывающих процессы переноса, диаметр трубки был заменен на эффективный поперечный размер, приравненный к размеру узкой стенки  $a$ , а сопротивление плазмы и активный объем находились исходя из прямоугольного сечения трубки. Результаты моделирования для соотношения размеров стенок  $a:b=1:3$  приведены на рис. 3ж,з. Как видно, имеется хорошее согласие результатов моделирования и эксперимента [3, 11] с трубкой прямоугольного сечения 0,8×2,4 см, работавшей как в режиме саморазогрева, так и с использованием водяного охлаждения. Согласно расчетам, достижимый максимум погонной мощности при принудительном охлаждении составляет ~29 Вт/м и достигается при сечении трубки ~2,5×7,5 см (рис. 3ж). Расчеты показали также, что при фиксации раз-

мера  $a$  погонная мощность монотонно возрастает с увеличением размера  $b$ . Таким образом, ограничения по поперечным размерам активной среды снимаются для He-Sr<sup>+</sup> лазеров с прямоугольным сечением.

#### 4. Заключение

Таким образом, проведен анализ механизмов, ограничивающих рост энергетических характеристик рекомбинационных He-Sr<sup>+</sup> лазеров при увеличении давления, активного объема и частоты следования импульсов. Установлено, что существование оптимального давления связано с ограничением скорости охлаждения электронов при больших давлениях вследствие греющего воздействия заднего фронта импульса тока, и что насыщение средней мощности с ростом диаметра и частоты происходит из-за формирования радиальной неоднородности, а также вследствие роста электронной температуры в послесвечении. Проведенные расчеты с использованием математической модели показали, что достижимый максимум погонной мощности составляет:  $\sim 6,2$  Вт/м для саморазогреваемых активных элементов из BeO-керамики и  $\sim 7,8$  Вт/м – при чернении их поверхности;  $\sim 7,7$  Вт/м при независимом вводе паров и  $\sim 9,4$  Вт/м – при его сочетании с чернением;  $\sim 17$  Вт/м при интенсивном принудительном охлаждении активных элементов цилиндрической геометрии и  $\sim 29$  Вт/м – с активными элементами прямоугольного сечения при соотношении размеров стенок 1:3.

#### Литература

1. *Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Ионные лазеры на парах металлов (М.: Энергоатомиздат, 1990).
2. *Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F.* Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges (Chichester, New York: John Willey & Sons, 1996).
3. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications (Chichester, New York: John Willey & Sons, 1999).
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы, Том XI-4, Газовые и плазменные лазеры (М.: Физматлит, 2005).
5. *Букипун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* В сб. Труды Всесоюзного совещания «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах» (Томск: Изд. ТГУ, 1986, с. 33).

6. Букишпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Квантовая электроника, 15, 1762 (1988).
7. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В. Импульсные катафорезные лазеры на парах кадмия и стронция. Оптика атмосферы и океана, 11, 171 (1998).
8. *Batler M.S., Piper J.A.* IEEE J. Quantum Electron., 21, 1563 (1985).
9. *Atamas' S.N., Latush E.L., Sem M.F.* J. Russian Laser Research, 15, 66 (1994).
10. *Chebotarev G.D., Latush E.L., Sem M.F.* J. Moscow Phys. Soc., 7, 125 (1997).
11. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф. Квантовая электроника, 30, 471 (2000).
12. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л. Квантовая электроника, 30, 393 (2000).
13. *Little C.E., Piper J.A.* IEEE J. Quantum Electron., 26, 903 (1990).
14. *Loveland D.G., Ocharad D.A., Zerouk A.F., Webb C.E.* Meas. Sci. Technol., 2, 1083 (1991).
15. Бохан П.А., Закревский Д.Э. Квантовая электроника, 18, 926 (1991).
16. *Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L.* Proceedings of SPIE, 5483, 83 (2004).
17. Букишпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Теплофизика высоких температур, 24, 402 (1986).
18. Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л. Квантовая электроника, 35, 598 (2005).
19. *Bethel J.M., Little C.E.* Opt. Communs., 84, 317 (1991).
20. *Hentschel R.M., Piper J.A.* Opt. Communs., 113, 91 (1994).
21. *Hentschel R.M., Piper J.A.* IEEE J. Quantum Electron., 32, 756 (1996).