

Кинетика активной среды рекомбинационного He – Sr⁺-лазера.

2. Достижимые энергетические характеристики

Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш, А.А.Фесенко

Проанализированы механизмы, ограничивающие рост энергетических характеристик рекомбинационных He – Sr⁺-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 разрядной трубки и частоты следования импульсов происходит из-за формирования радиальной неоднородности, а также вследствие роста электронной температуры в послесвечении. Расчеты с использованием математической модели показали, что достижимый максимум погонной мощности составляет ~6.2 Вт/м для саморазогревных активных элементов из BeO-керамики и ~7.8 Вт/м при чернении их поверхности, ~7.7 Вт/м при независимом вводе паров и ~9.4 Вт/м при его сочетании с чернением, ~17 Вт/м при интенсивном принудительном охлаждении активных элементов цилиндрической геометрии и ~29 Вт/м с активными элементами прямоугольного сечения при отношении размеров стенок 1 : 3. Показана возможность повышения мощности на ~21 % при возбуждении активной среды пачками импульсов с малым межимпульсным интервалом.

Ключевые слова: рекомбинационный He – Sr⁺-лазер, саморазогревный режим, энергетические характеристики, математическое моделирование.

1. Введение

Ионные рекомбинационные лазеры на парах стронция являются эффективными источниками коротковолнового излучения на длинах волн 430.5 и 416.2 нм с типичными уровнями средней мощности 1.0–1.5 Вт, пиковой мощности 1–1.5 кВт и с длительностью импульсов генерации 200–300 нс (при частотах следования импульсов 5–10 кГц, КПД ~0.1 % и коэффициенте усиления активной среды ~0.05–0.1 см⁻¹) [1–4]. Накачка в таких лазерах 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⁺-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/см³ [7], энергия импульса 6 мДж [8], пиковая мощность 20 кВт [8], коэффициент усиления 0.15 см⁻¹ [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⁺-лазеров, а также поиск возможных способов улучшения характеристик генерации и расчет достижимых энергетических характеристик.

2. Повышение энергетических характеристик при увеличении давления активной среды

В экспериментах по оптимизации саморазогревных He – Sr⁺-лазеров при увеличении давления буферного газа гелия p_{He} наблюдается рост средней мощности генерации вплоть до оптимального давления $p_{\text{He opt}} \sim 0.4–0.9$ атм [1–4, 10, 11, 13]. На рис.1 представлены полученные нами экспериментальные зависимости средней мощности P_{av} и КПД, а также частоты следования импульсов f от давления гелия при различной накопительной емкости C для саморазогревной лазерной трубки с активной длиной $l = 45$ см и внутренним диаметром $d = 1.5$ см. На рис.2 показаны экспериментальные осциллограммы импульсов тока и генерации при разных давлениях гелия.

Рост средней мощности с увеличением давления до его оптимальных значений (рис.1,а) обусловлен ростом энергии импульсов генерации (рис.2), связанным с ускорением охлаждения электронов при упругих соударениях с атомами и ионами гелия. Быстрое охлаждение электронов позволяет увеличивать давление паров стронция и концентрацию рекомбинирующих ионов Sr⁺⁺ при поддержании низкого уровня электронной температуры T_e в раннем послесвечении, а следовательно, обеспечивать рост скорости рекомбинационной накачки уровней SrII при увеличении p_{He} .

С увеличением давления импульсный энерговыход в разряд также растет, что необходимо для обеспечения двукратной ионизации возрастающего количества атомов стронция. При этом снижается частота f (рис.1,б), в

Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш, А.А.Фесенко. Южный федеральный университет, физический факультет, Россия, 344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге 5; e-mail: latush@phys.rsu.ru, fesenko_a@pochta.ru

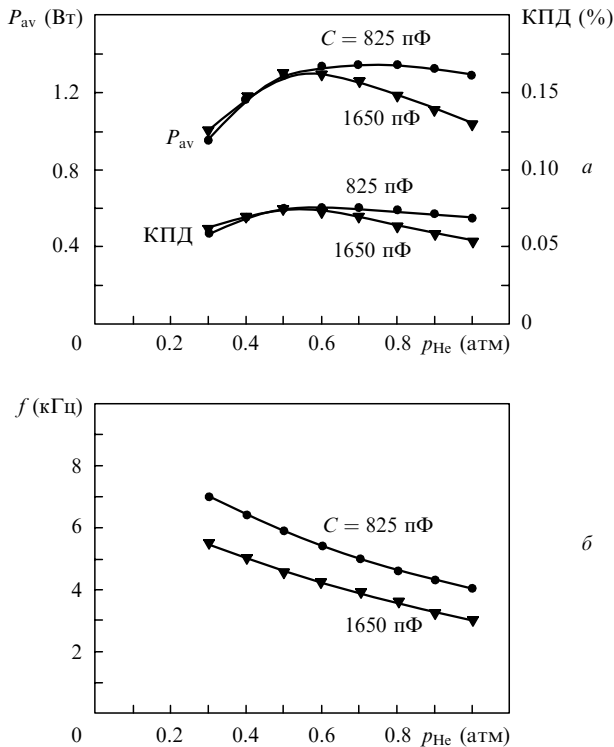


Рис.1. Экспериментальные зависимости от давления гелия средней мощности, КПД (а) и частоты следования импульсов (б) саморазогревного He–Sr⁺-лазера при разных значениях накопительной емкости C ($l = 45$ см, $d = 1.5$ см).

результате чего поддерживается тепловой баланс лазерной трубки в режиме саморазогрева.

С превышением p_{He} оптимального значения, средняя мощность снижается (рис.1,а). Осциллограммы импульсов тока и генерации (рис.2) демонстрируют тот факт, что при увеличении давления рекомбинационная накачка «включается» раньше и импульс генерации «прижимается» к заднему фронту импульса тока, поскольку электроны в послесвечении охлаждаются быстрее. Анализ экспериментальных данных 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_{He} время охлаждения электронов τ_{cool} становится соизмеримым с длительностью заднего фронта импульса тока τ_f . Последняя определяется накопительной емкостью и индуктивностью трубки и от давления практически не зависит (о величине τ_{cool} можно судить по задержке между импульсами тока и генерации (рис.2) при $p_{\text{He}} \leq p_{\text{He opt}} = 0.7$ атм).

Таким образом, если при $p_{\text{He}} < p_{\text{He opt}}$ фаза «включения» рекомбинации определяется временем спада T_e вследствие упругих соударений электронов с атомами и ионами гелия и сокращается с ростом p_{He} , то при $p_{\text{He}} > p_{\text{He opt}}$, когда начинает сказываться греющее электронным газ влияние заднего фронта импульса тока, эта фаза уже определяется длительностью заднего фронта и практически не зависит от p_{He} . В результате при давлениях, превышающих оптимальное, растет доля бесполезно рекомбинирующих ионов Sr⁺⁺ в начальной фазе рекомбинационной накачки. Эти «бесполезные потери» ионов имеют место как до момента наступления порога генерации, так и в начальной стадии импульса генерации, когда опти-

мальные условия для рекомбинационной накачки еще не достигнуты. Как следствие рост скорости накачки, а значит и рост импульсных энергетических характеристик, с повышением p_{He} замедляется (см. рис.2), а КПД снижается (рис.1,а).

В саморазогревном режиме средняя мощность генерации P_{av} определяется величиной КПД η и потребляемой от источника питания мощностью P_{in} , которая равна тепловой мощности Q , рассеиваемой лазерной трубкой в результате конвекции и теплового излучения при оптимальной температуре стенки: $P_{\text{av}} = \eta P_{\text{in}} = \eta Q$. При этом необходимый в случае повышения p_{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. Вследствие слабой зависимости P_{in} от p_{He} зависимости η и P_{av} от давления практически совпадают, и существенное снижение КПД при больших давлениях приводит, соответственно, к снижению средней мощности генерации (рис.1,а). Итак, хотя рост энергии импульсов генерации E с давлением имеет место и при $p_{\text{He}} > p_{\text{He opt}}$ (рис.2), снижение темпов этого роста вследствие увеличения доли бесполезно рекомбинирующих ионов Sr⁺⁺ в начальной стадии накачки приводит при снижающейся частоте f (рис.1,б) к падению средней мощности $P_{\text{av}} = Ef$ при $p_{\text{He}} > p_{\text{He opt}}$ (рис.1,а).

Установленный механизм ограничения роста энергетических характеристик рекомбинационных лазеров позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое повышение оптимального давления при уменьшении накопительной емкости (рис.1,а) и предложить пути повышения $p_{\text{He opt}}$ и P_{av} . Действительно, оптимальное давление соответствует условиям примерного равенства времени охлаждения электронов $\tau_{\text{cool}} \propto 1/p_{\text{He}}$ и длительности заднего фронта импульса тока $\tau_f \propto (LC)^{0.5}$ (L – индуктивность трубки) [12]. Поэтому $p_{\text{He opt}} \propto 1/(LC)^{0.5}$. Очевидно, что уменьшением C можно обеспечить повышение $p_{\text{He opt}}$ и, соответственно, средней мощности генерации. Однако возможности изменения C ограничены необходимостью выполнения условия согласования активного элемента с электрической схемой накачки: $R = 2(L/C)^{1/2}$ (R – сопротивление плазмы) [12]. Рассогласование, как видно из рис.2, ведет к нежелательным пульсациям тока в раннем послесвечении, вызывающим подогрев электронов и, как следствие, провал в импульсах генерации вследствие резкой зависимости коэффициента тройной электрон-ионной рекомбинации α от электронной температуры ($\alpha \propto T_e^{-9/2}$) [1–4]. Особенно жестким требованием к согласованию является при больших давлениях, когда задержка между импульсами тока и генерации минимальна.

Повышение $p_{\text{He opt}}$ и P_{av} может быть обеспечено также и за счет снижения индуктивности трубки L . Этого можно достичь, например, при использовании коаксиальной конструкции лазерной трубки с обратным токопроводом [15].

Другим, более кардинальным способом повышения энергетических характеристик при больших давлениях может быть резкий обрыв импульса тока на заднем фронте. Очевидно, что $p_{\text{He opt}}$ будет неограниченно повышаться при $\tau_f \rightarrow 0$ (в отсутствие других ограничивающих факторов). Техническое решение, позволяющее осуществлять резкий обрыв импульса тока с помощью дополнительного срезающего тиратрона, предложено в [16].

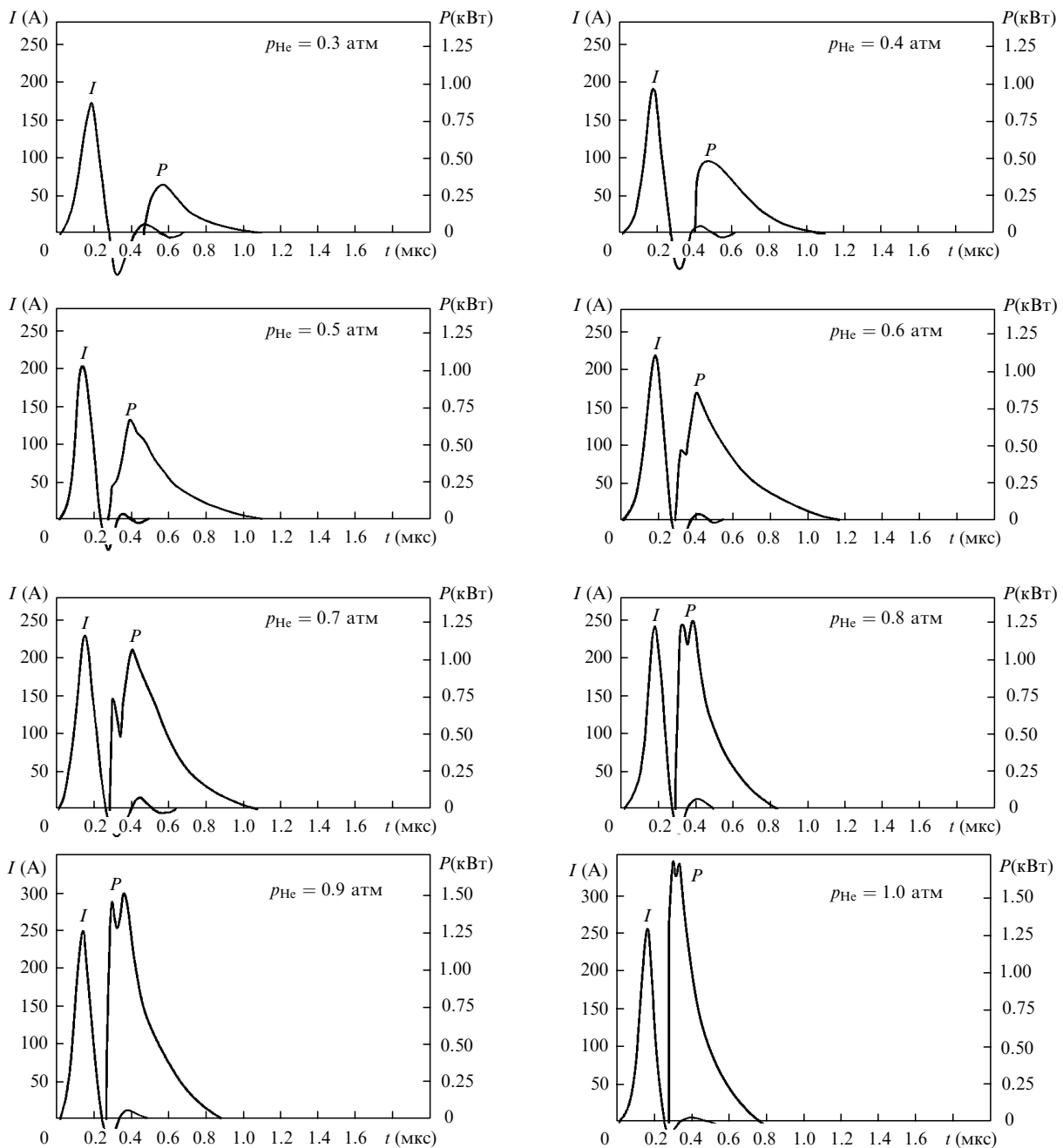


Рис.2. Экспериментальные осциллограммы импульсов тока и генерации саморазогревного He–Sr⁺-лазера при разных значениях p_{He} ($l = 45$ см, $d = 1.5$ см, $C = 825$ пФ).

На рис.3 и 4,а представлены результаты численных расчетов, иллюстрирующие потенциальные возможности саморазогревных He–Sr⁺-лазеров при повышении давления. Расчеты проводились с использованием математической модели работы [17]. Оптимальные режимы возбуждения автоматически находились с использованием алгоритма численной многопараметрической оптимизации.

Из рис.3,а–в видно, что при оптимальном давлении 0.7 атм, когда время охлаждения электронов еще сравнительно велико, обрыв импульса тока сказывается на накачке и генерации незначительно, тогда как при повышенном давлении 1.5 атм (рис.3,г–е), когда уже сказывается греющее влияние заднего фронта импульса тока, его обрыв приводит к увеличению скорости рекомбинационной накачки W_r вследствие уменьшения доли бес-

полезно рекомбинирующих ионов Sr⁺⁺ и, значит, к росту пиковой мощности и энергии импульса генерации.

Представленные на рис.4,а результаты расчетов иллюстрируют возможность повышения оптимального давления гелия и средней мощности генерации путем снижения накопительной емкости. Применение же обрыва импульса тока позволяет преодолеть ограничение по давлению и получить монотонный рост мощности с давлением.

Очевидно, что если обеспечить независимый ввод паров металла в активную среду (например, за счет прокачки гелия [9, 14, 16] или катафореза [7, 18, 19]), то частота следования импульсов будет уже независимым параметром при оптимизации и можно зафиксировать значение f . При этом зависимость средней мощности генерации от давления гелия будет определяться зависимостью

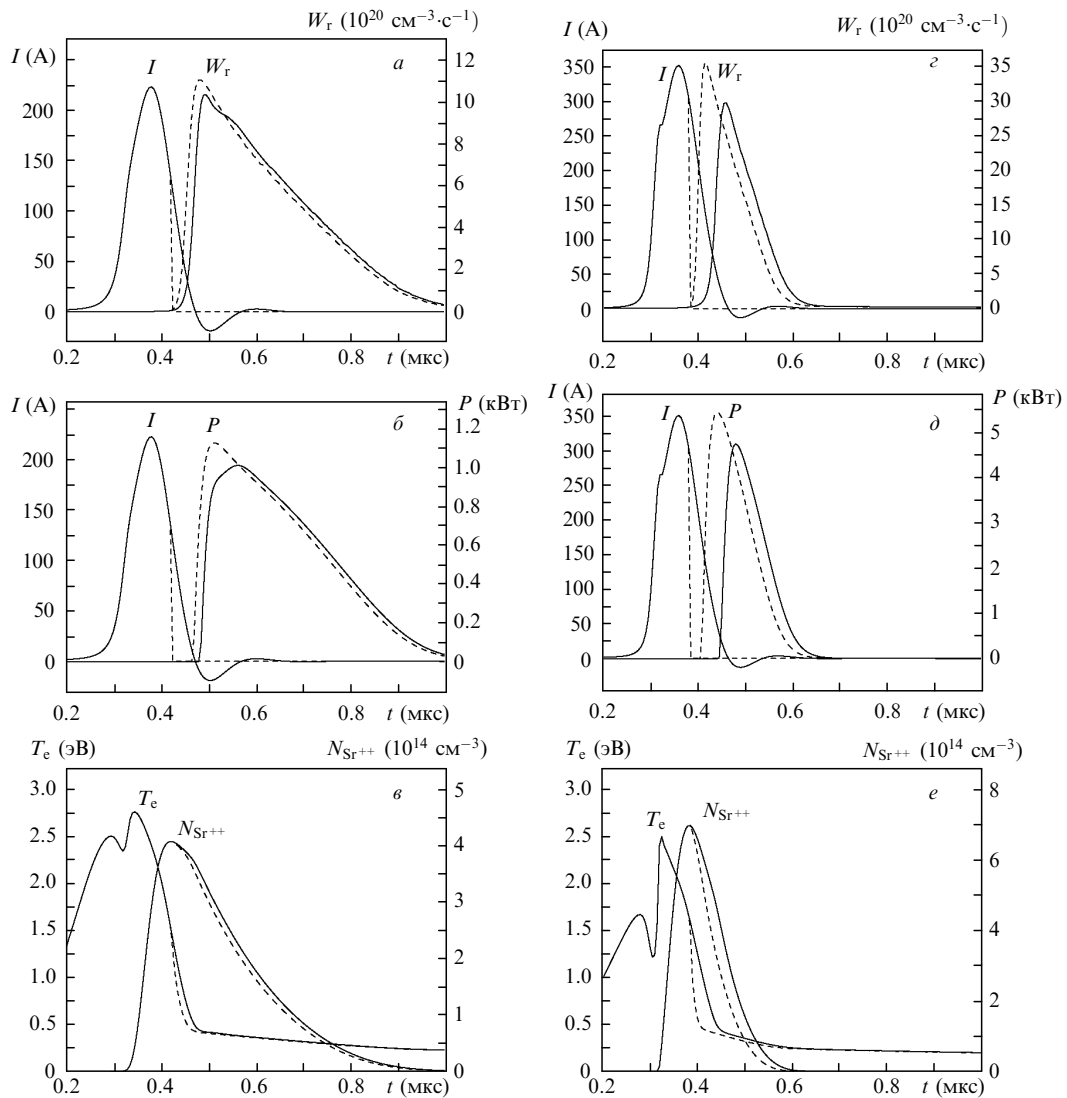


Рис.3. Рассчитанные временной ход импульсов тока (а, б, z, d) и генерации (б, d) саморазогревного He–Sr⁺-лазера, скорости рекомбинационной накачки W_r (а, z), температуры электронов и концентрации двукратных ионов стронция (e, e) при $p_{\text{He}} = 0.7$ (а–e) и 1.5 атм (z–e); сплошные кривые – обычный режим генерации, штриховые кривые – режим обрыва импульса тока ($l = 45$ см, $d = 1.5$ см, $C = 825$ пФ).

от p_{He} уже не КПД, а энергии импульсов E . Последняя же может расти с увеличением p_{He} до нескольких атмосфер [9]. На рис.4,б представлены результаты наших расчетов и эксперимента [9], иллюстрирующие потенциальные возможности He–Sr⁺-лазеров с независимым вводом паров металла (с фиксированным значением $f = 3.2$ кГц) при высоких p_{He} . Очевидно, что рассмотренные выше механизмы и при независимом вводе паров обуславливают наличие оптимума в зависимостях E и P_{av} от p_{He} при давлениях порядка нескольких атмосфер (рис.4,б). Предложенные выше пути повышения выходных характеристик саморазогревных лазеров, в частности уменьшение накопительной емкости и резкий обрыв импульса тока, применимы, как видно из рис.4,б, и при независимом вводе паров.

3. Повышение энергетических характеристик при увеличении объема активной среды и частоты следования импульсов

Одним из путей повышения энергетических характеристик He–Sr⁺-лазеров является увеличение объема активной среды за счет увеличения длины и диаметра ак-

тивных элементов. Кроме того, в ряде случаев это возможно при увеличении частоты следования импульсов.

Наши эксперименты показали, что средняя мощность He–Sr⁺-лазеров практически линейно растет при увеличении активной длины, так что погонная мощность от нее почти не зависит. Длина активных элементов может ограничиваться техническими возможностями повышения напряжения на газоразрядном промежутке. Это ограничение может быть снято при использовании секционированных активных элементов. Так, при использовании двухсекционной саморазогревной трубки длиной $l = 90$ см и диаметром $d = 1.5$ см в [20] была достигнута средняя мощность 3 Вт.

Однако при увеличении диаметра саморазогревных активных элементов, как видно из результатов наших экспериментов с трубками различной геометрии (рис.5,а), рост погонной средней мощности с диаметром замедляется и затем насыщается. При этом оптимальная частота следования импульсов с ростом диаметра снижается (рис.5,б).

Проанализируем причины такого поведения погонной мощности. Энергия импульсов генерации E , частота следования импульсов f и средняя мощность P_{av} само-

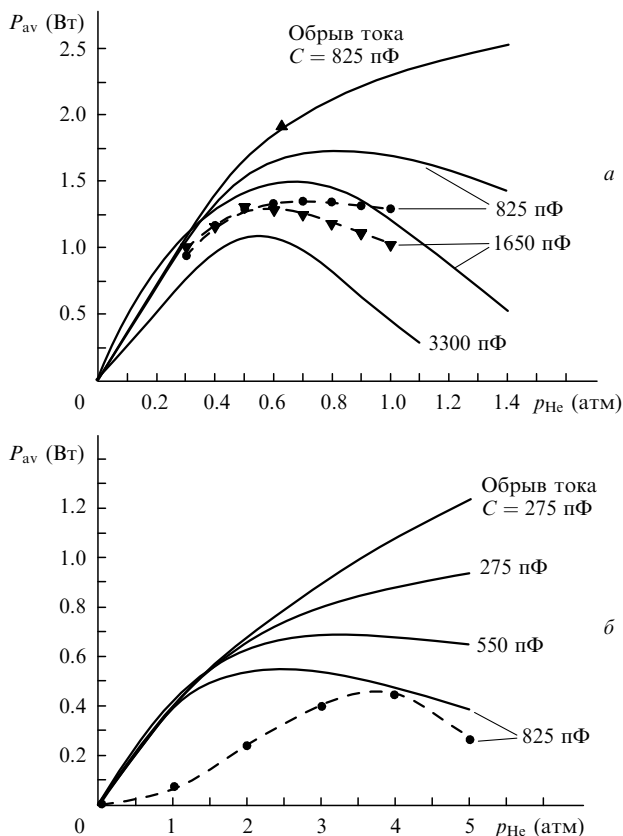


Рис.4. Рассчитанные зависимости средней мощности излучения He–Sr⁺-лазеров от давления гелия; а – саморазогревный режим: $l = 45$ см, $d = 1.5$ см (●, ▼ – наш эксперимент для трубки с $l = 45$ и $d = 1.5$ см, ▲ – эксперимент [16] для трубки с $l = 50$ и $d = 1.5$ см); б – независимый ввод паров стронция: $l = 22$ см, $d = 0.8$ см (● – эксперимент [9] для трубки с $l = 22$ см, $d = 0.8$ см).

разогревных He–Sr⁺-лазеров масштабируются в соответствии с соотношениями [12]

$$E = \eta w V \propto \eta w d^2 l, \quad (1)$$

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

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

где V – активный объем; d_{out} – внешний диаметр лазерной трубки; w – удельный энерговыход, имеющий один порядок величины для трубок различной геометрии и принимающий значения в диапазоне 2–10 МДж/см³. Упрощения в (2) и (3) сделаны при допущении $d_{\text{out}} \propto d$, что имеет место для типичных трубок из ВеО-керамики, используемых в He–Sr⁺-лазерах. В соответствии с (1) при отсутствии ограничивающих факторов, когда $\eta \approx 0.1\% \approx \text{const}$, удельный энерговыход $E/V = \eta w$ также имеет один порядок величины для трубок различной геометрии и обычно составляет 2–10 мкДж/см³. Заметим, что максимальная средняя мощность в саморазогревном режиме может достигаться и не при максимальном удельном энерговыходе, поскольку она соответствует максимуму КПД, а не энергии импульса.

В соответствии с (2) частота снижается с ростом диаметра. Это обусловлено необходимостью обеспечения постоянства теплового режима саморазогревного активного элемента для поддержания оптимальной темпера-

туры внутренней стенки лазерной трубки и, соответственно, оптимального давления паров металла. Действительно, потребляемая активным элементом мощность при $w \approx \text{const}$ определяется соотношением

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

и равна тепловой мощности, отводимой от керамической лазерной трубки в результате конвективного теплообмена и теплового излучения [21],

$$Q = l [0.0277(T + T_a)^{0.2}(T - T_a)^{1.25} d_{\text{out}}^{0.75} + 1.78 \times 10^{-9} d_{\text{out}} \varepsilon T^4] = l [A(T) d_{\text{out}}^{0.75} + B(T) d_{\text{out}}]. \quad (5)$$

Здесь ε – коэффициент черноты поверхности трубки (для ВеО-керамики $\varepsilon \approx 0.5$); длина l задается в метрах, диаметр d_{out} – в сантиметрах, температура стенки трубки T и температура окружающего воздуха T_a – в кельвинах, а тепловая мощность Q определяется в ваттах. С учетом того, что преобладающим является радиационный теплоотвод, описываемый вторым слагаемым, и при допущении, что в режиме саморазогрева при оптимальной температуре стенки коэффициенты A и B примерно постоянны, в (5) может быть сделано упрощение: $Q \propto l d_{\text{out}}$. При этом из (4) и (5) следует, что неизменность частоты f при увеличении диаметра может быть обеспечена лишь при $d_{\text{out}} \propto d^2$, что не соответствует геометрии типичных ВеО-трубок. Поэтому при $d_{\text{out}} \propto d$ имеем $f \propto 1/d$. Таким образом, при отсутствии ограничивающих факторов (т.е. при $\eta \approx \text{const}$) в соответствии с (3) для погонной мощности генерации можно получить

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

Как видно из наших экспериментальных данных (рис.5,а), близкий к линейному рост погонной мощности с диаметром имеет место до достижения $d \sim 2$ см. Наблюдаемое при $d > 2$ см насыщение мощности обусловлено действием ограничивающих механизмов, приводящих к снижению КПД и, в соответствии с (1) и (3), к замедлению роста энергетических характеристик. Рассмотрим эти механизмы.

Одним из факторов, приводящих к снижению КПД, является формирование радиальной неоднородности активной среды [6, 13, 19]. Действительно, при увеличении диаметра из-за ухудшения условий теплопередачи от осевых частей трубки будет возрастать перегрев активной среды на оси. Вследствие термодиффузии это приведет 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 [19]. Уменьшение концентрации атомов Sr в приосевой части трубки вызывает снижение скорости накачки и КПД He–Sr⁺-лазера, поскольку радиальное распределение концентрации рекомбинирующих ионов Sr⁺⁺ в условиях почти полной двукратной ионизации стронция практически повторяет предимпульсное радиальное распределение концентрации атомов Sr (за исключением тонких пристеночных областей).

В [19] нами получен критерий пространственной однородности активной среды, из которого следует, что

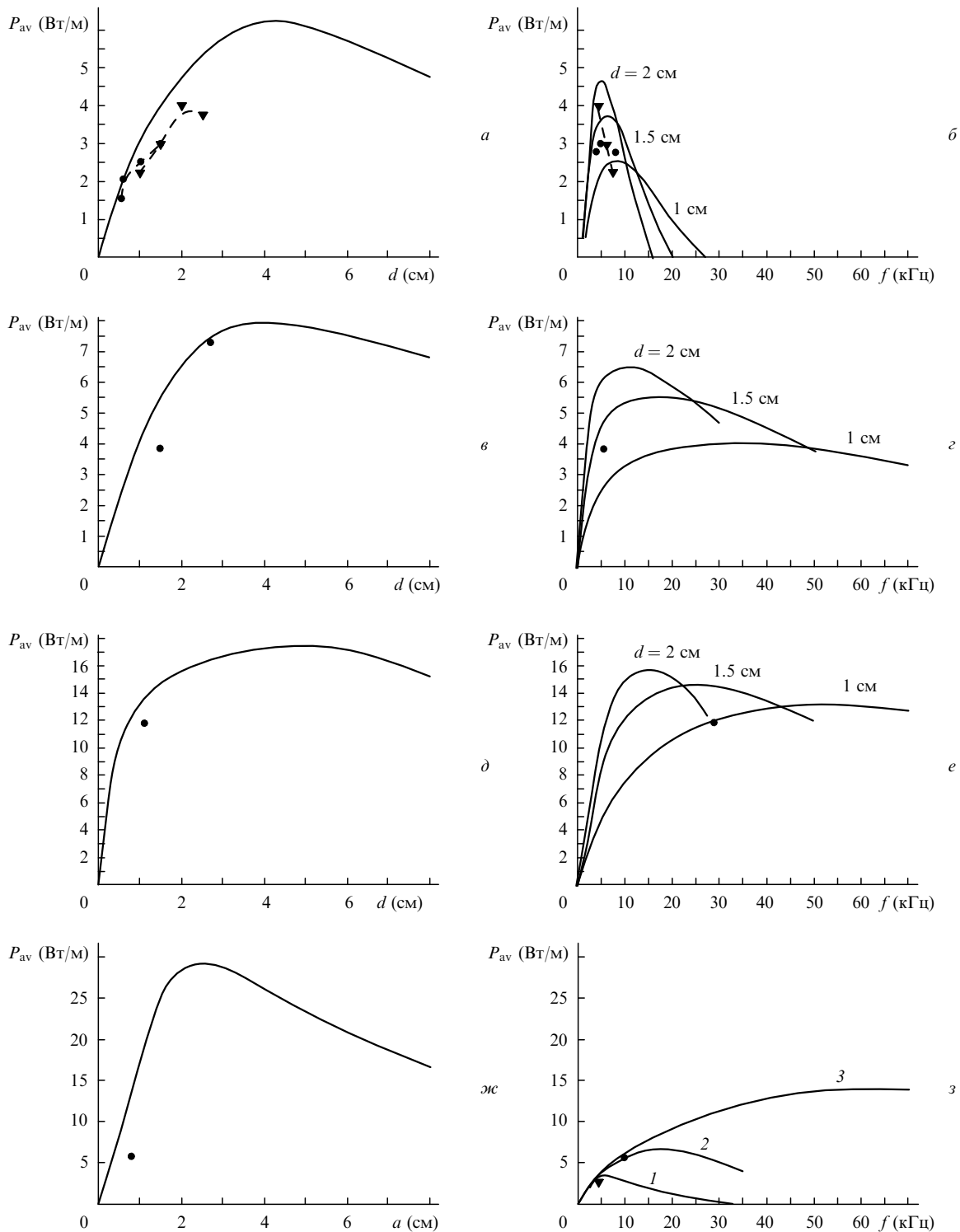


Рис. 5. Рассчитанные зависимости погонной средней мощности излучения He-Sr⁺-лазеров от поперечного размера активной среды и частоты следования импульсов; а, б – саморазогревный режим (● – наш эксперимент для трубок с $l = 9$ см и $d = 0.55$ см, $l = 20$ см и $d = 0.6$ см, $l = 25$ см и $d = 1.0$ см, $l = 45$ см и $d = 1.5$ см (а) и для трубки с $l = 45$ см и $d = 1.5$ см (б); ▼ – наш эксперимент для трубок с $l = 40$ см и $d = 1.0, 1.5, 2.0$ см (а, б), а также $d = 2.5$ см (а)); в, г – независимый ввод паров металла (● – эксперимент [16] для трубок с $l = 28$ см и $d = 2.7$ см (в), $l = 50$ см и $d = 1.5$ см (в, г)); д, е – принудительное охлаждение трубки (● – эксперимент [5, 6] для трубки с $l = 33$ см и $d = 1.1$ см); ж, з – прямоугольное сечение трубки при $a:b = 1:3$ (ж) и при $a = 0.8$ см и $b = 2.4$ см (з): 1 – саморазогревный режим, 2 – независимый ввод паров, 3 и жс – принудительное охлаждение трубки (● – эксперимент [11] для трубки с $l = 40$ см, $a = 0.8$ см и $b = 2.4$ см при водяном охлаждении и ▼ – в саморазогревном режиме).

увеличение диаметра d приводит к необходимости более резкого, чем по формуле (2), снижения частоты при увеличении диаметра для сохранения однородности:

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

При этом погонная средняя мощность будет насыщаться:

$$\frac{P_{av}}{l} = \frac{\eta w V}{l} f \propto \frac{\eta w d^2 l}{l} \frac{1}{wd^2} \propto \eta \approx \text{const}. \quad (8)$$

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

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

В саморазогревном режиме при отклонениях частоты следования импульсов от оптимального значения, как видно из экспериментальных данных (рис.5,б), средняя мощность снижается из-за необходимого для поддержания теплового режима трубки отклонения величины энергозклада 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 излучения He–Sr⁺-лазеров с учетом влияния отмеченных выше ограничивающих факторов на характеристики генерации. При вариациях диаметра d использовались типичные для ВеО-трубок значения наружного диаметра d_{out} и коэффициента черноты поверхности ($\varepsilon = 0.5$). Оптимизация условий возбуждения производилась автоматически. Вариации активной длины показали практическую независимость от нее достижимой погонной мощности.

При моделировании саморазогревном режиме частота определялась из (4) и (5): $f = Q/(wV)$. В результате расчетов была получена зависимость погонной мощности саморазогревных лазеров от диаметра, представленная на рис.5,а. Также при расчетах варьировалась частота в условиях постоянной потребляемой трубкой мощности, поддерживаемой за счет изменений энергозклада (рис.5,б). Из этого рисунка видно, что диапазон возможных изменений f в саморазогревном режиме достаточно узок, при этом оптимальное значение f снижается с ростом диаметра. Результаты расчетов согласуются с нашими экспериментальными данными. Как видно из рис.5,а, насыщение мощности наступает при $d \sim 4$ см, а затем происходит ее спад. При этом достижимый максимум погонной мощности в саморазогревном режиме составляет ~ 6.2 Вт/м.

Проанализируем возможные пути повышения мощности генерации He–Sr⁺-лазеров. Чернение поверхности трубки позволяет увеличить ε до 0.9–1.0 [1–4, 11, 21], 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. При этом в соответствии с (5) отводимая мощность и частота могут возрасти на $\sim 67\%$ при оптимальной температуре $T \sim 600^\circ\text{C}$. Однако с увеличением частоты из-за роста температуры на оси прирост мощности генерации будет меньше, и он будет сни-

жаться с увеличением диаметра. Расчеты показали, что при чернении достижимый максимум погонной мощности в саморазогревном режиме может возрасти до ~ 7.8 Вт/м.

Увеличение внешнего диаметра трубки путем использования толстостенной керамики также повышает теплоотдачу и позволяет в соответствии с (2) увеличить частоту, а следовательно, мощность генерации [1–4]. Использование толстостенной керамики с $d_{out} \approx 3.7d$ позволило нам достичь в саморазогревном катафорезном He–Sr⁺-лазере высокой частоты ($f \sim 30$ кГц) и рекордной удельной средней мощности, равной 277 мВт/см³ [7, 11]. Очевидно, что повысить теплоотдачу можно и другими способами увеличения внешней поверхности, например оребрением трубки [1, 2].

Удаление металла из зоны разряда и нахождение его в пазах сегментированных трубок, а также независимый ввод паров металла за счет прокачки гелия или катафореза позволяют «развязать» температуру стенки и давление паров [1–4, 7, 14, 16]. При этом частота уже не ограничивается соотношением (2) и может быть больше, чем в саморазогревном режиме. Однако при существенном увеличении частоты из-за ограниченной скорости теплоотвода при свободном охлаждении лазерной трубки будет возрастать температура ее стенки, что приведет к росту газовой температуры по всему сечению трубки, тем большому, чем больше ее диаметр. Это вызовет включение отмеченных выше ограничивающих факторов.

Результаты расчета погонных мощностей в условиях независимости концентрации атомов стронция от температуры стенки (определялась путем решения уравнения $Q(T) = wVf$ при $\varepsilon = 0.5$), соответствующих режиму с независимым вводом паров, приведены на рис.5,в,г. В данном режиме оптимальные частоты и мощность генерации выше, чем в саморазогревном режиме. Видно хорошее согласие результатов моделирования с данными экспериментов [16] по исследованию генерации He–Sr⁺-лазеров с независимым вводом паров за счет прокачки гелия. Характер изменений оптимальной частоты при изменении диаметра на рис.5,г согласуется с экспериментальной зависимостью $f_{opt} \propto 1/d$ [14]. Согласно расчетам насыщение мощности при независимом вводе паров также наступает при $d \sim 4$ см, а достижимый максимум погонной мощности составляет ~ 7.7 Вт/м (рис.5,в). Расчеты показали, что при чернении поверхности трубки этот максимум может возрасти до ~ 9.4 Вт/м.

Замена свободного конвективного охлаждения интенсивным принудительным охлаждением (воздушным или водяным) позволяет значительно увеличить частоту и мощность генерации при поддержании температуры внутренней стенки трубки на оптимальном уровне за счет резкой интенсификации теплоотвода [1–6, 11, 21, 22]. При этом способ ввода паров и величина ε уже не имеют существенного значения. Действие ограничивающих факторов также приведет к насыщению мощности при увеличении диаметра и частоты, однако на значительно более высоком уровне, поскольку перегрев активной среды будет намного меньше, чем при независимом вводе паров и свободном охлаждении лазерной трубки.

Результаты расчета погонных мощностей в условиях оптимальной и неизменной температуры стенки трубки, соответствующих режиму с интенсивным принудительным охлаждением, приведены на рис.5,д,е. В данном режиме оптимальные частоты и мощность генерации еще

выше, чем в ранее рассмотренных режимах. Видно хорошее согласие результатов моделирования и эксперимента [5, 6] с использованием водяного охлаждения, позволившего поднять частоту до 29 кГц и достичь рекордной для He–Sr⁺-лазеров средней мощности 3.9 Вт. Частотная зависимость для $d = 1$ см (рис.5,е) хорошо согласуется с полученной в [6], а изменения оптимальной частоты при вариациях диаметра согласуются с соотношением $f_{\text{opt}} = 55/d^2$ (f_{opt} берется в кГц, d – в сантиметрах) [6]. Согласно расчетам насыщение мощности при принудительном охлаждении наступает при $d \sim 5$ см, а достижимый максимум погонной мощности составляет ~ 17 Вт/м (рис.5,д).

Использование лазерной трубки прямоугольного сечения [3, 11, 23, 24] позволит значительно увеличить активный объем, при котором станут существенными ограничивающие механизмы, 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 излучения He–Sr⁺-лазеров с трубками прямоугольного сечения. 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 при $a:b = 1:3$ приведены на рис.5,ж,з. Видно 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 $\sim 2.5 \times 7.5$ см (рис.5,ж). Расчеты показали также, что при фиксации размера a погонная мощность монотонно возрастает с увеличением размера b . Таким образом, ограничения по поперечным размерам активной среды снимаются для He–Sr⁺-лазеров с трубками прямоугольного сечения. Более быстрый, чем в случае цилиндрических трубок, спад погонной мощности при больших поперечных размерах (рис.5,ж) обусловлен тем, что вследствие меньших сопротивлений плазмы согласование активного элемента со схемой накачки достигается при больших накопительных емкостях, что приводит к большим длительностям заднего фронта импульса тока и, как следствие, к снижению характеристик генерации.

4. Повышение энергетических характеристик в режиме возбуждения пачками импульсов

Основная часть рекомбинирующих в ближнем послесвечении двукратных ионов стронция создается в течение импульса тока в процессе ступенчатой ионизации. Коэффициент рекомбинации α достаточно резко зависит от заряда иона Z ($\alpha \propto Z^3 \ln(Z^2 + 1)^{1/2}$) [1–4], вследствие чего однократные ионы Sr⁺ рекомбинируют гораздо медленнее двукратных ионов Sr⁺⁺.

В обычном импульсно-периодическом режиме межимпульсный период достаточно велик, так что к началу следующего импульса возбуждения плазма успевает пра-

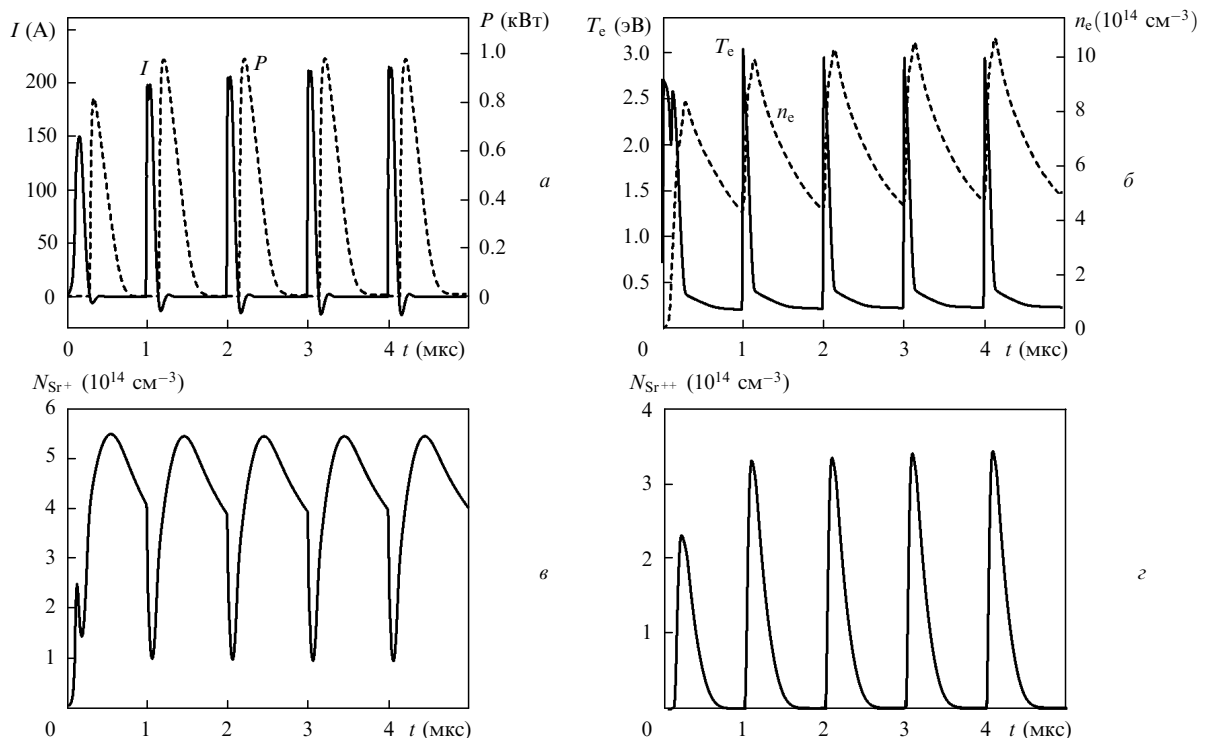


Рис.6. Рассчитанные временной ход импульсов тока и генерации He–Sr⁺-лазера (а), температуры электронов и концентрации электронов (б), концентраций однократных (в) и двукратных (з) ионов стронция в режиме возбуждения пачками из пяти импульсов ($l = 45$ см, $d = 1.5$ см, $p_{\text{He}} = 0.7$ атм, $C = 825$ пФ).

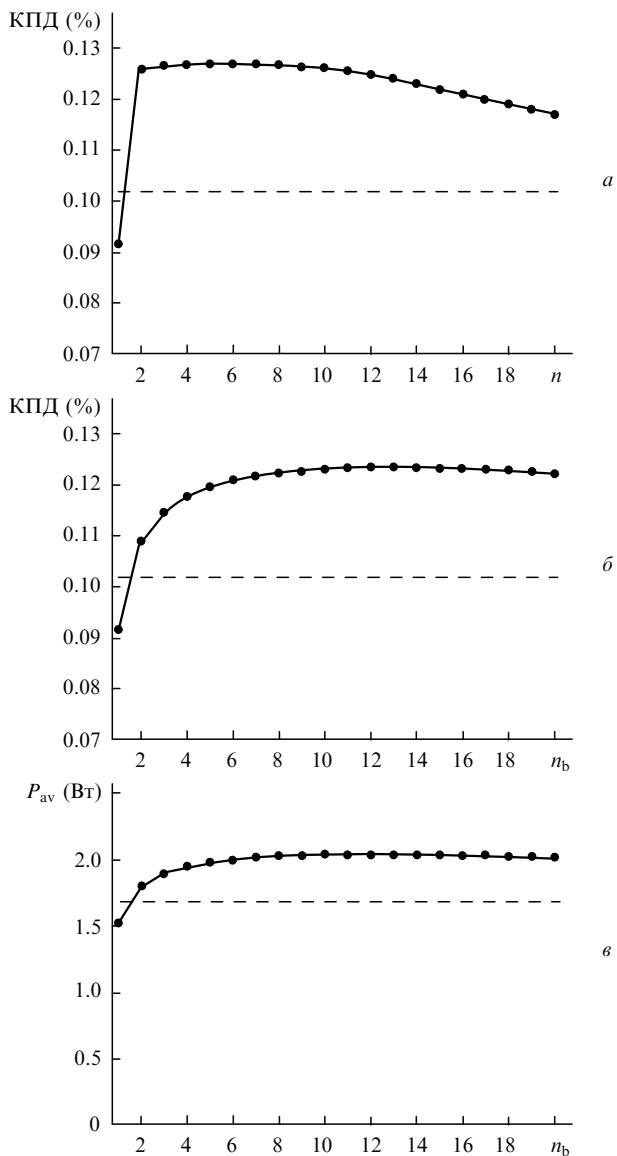


Рис.7. Рассчитанный КПД в разных импульсах в пачке (а), а также усредненный КПД (б) и средняя мощность излучения He–Sr⁺-лазера (в) для пачек с различным количеством импульсов; штриховые линии – обычный режим генерации ($l = 45$ см, $d = 1.5$ см, $p_{\text{He}} = 0.7$ атм, $C = 825$ пФ).

ктически полностью рекомбинировать. Однако если межимпульсный интервал существенно уменьшить, то возможно повышение эффективности создания ионов Sr⁺⁺ во втором и последующих импульсах возбуждения за счет ионизации не успевших прорекомбинировать ионов Sr⁺, а следовательно, возможно повышение энергетических характеристик He–Sr⁺-лазеров.

Эксперименты со вдвоенными импульсами возбуждения [1, 2, 8, 25] показали, что в рекомбинационных лазерах частота следования импульсов в принципе может быть очень высокой и может достигать до ~ 1 МГц, когда последующий импульс возбуждения еще не накладывается на импульс генерации. При этом энергетический прирост во втором импульсе генерации по сравнению с первым может составлять 20 %–40 %. Это близко к максимально возможному (~ 51.6 %) приросту энергии во втором импульсе, который равен отношению первого потенциала ионизации стронция (5.69 эВ) ко второму (11.03 эВ).

Поскольку в саморазогревном режиме потребляемая активным элементом мощность, определяющая его температуру и концентрацию паров металла, должна быть постоянной, то уменьшение межимпульсного интервала должно быть реализовано в режиме возбуждения активной среды пачками импульсов. Очевидно, для неизменности теплового режима при возбуждении пачками импульсов должно выполняться соотношение $f_b = f/n_b$, где f_b – частота следования пачек импульсов, n_b – число импульсов в пачке, f – частота следования импульсов в обычном режиме генерации.

Нами было проведено численное моделирование режима накачки He–Sr⁺-лазера пачками импульсов с интервалом между импульсами 1 мкс. Оптимальный энерговклад автоматически находился при моделировании и соответствовал максимумам КПД и средней мощности.

Результаты моделирования режима возбуждения пачками из пяти импульсов представлены на рис.6. Видно, что во втором и последующих импульсах генерации имеет место увеличение энергии импульса и пиковой мощности по сравнению с первым импульсом (рис.6,а), связанное с ростом концентрации двукратных ионов Sr⁺⁺ (рис.6,з). Этот рост обусловлен ионизацией не успевших рекомбинировать однократных ионов Sr⁺ (рис.6,в), и в условиях сохранения низкого уровня T_e в послесвечении (рис.6,б) он приводит к росту скорости накачки и инверсии.

Согласно результатам расчетов, энергия импульса генерации увеличилась во втором импульсе на ~ 37 %, пиковая мощность – на ~ 19 %. Эти результаты согласуются с результатами экспериментов со вдвоенными импульсами возбуждения [1, 2, 25].

На рис.7,а показаны изменения КПД в пределах длинной пачки из 20 импульсов. Видно, что максимум КПД достигается в импульсах с номерами $n \sim 5 - 8$, при этом он примерно на 39 % превышает КПД в первом импульсе и на 25 % – КПД в обычном режиме генерации. В последующих импульсах происходит снижение КПД, обусловленное ростом газовой температуры.

На рис.7,б,в представлены результаты расчетов усредненного по пачкам импульсов КПД и средней мощности генерации для пачек с $n_b = 2 - 20$. Видно, что в коротких пачках ($n_b < 10$) еще существенным является влияние более низкого КПД первого импульса на средний КПД, поэтому средняя мощность растет с увеличением числа импульсов в пачке вплоть до $n_b \sim 10$, затем наступает насыщение мощности, а после этого – ее медленный спад. Как следует из результатов расчетов, повышение КПД и средней мощности генерации при возбуждении пачками с оптимальным количеством импульсов $n_b \sim 10$ составляет ~ 21 % по сравнению с обычным импульсно-периодическим режимом.

5. Заключение

Таким образом, проведен детальный анализ физических механизмов, ограничивающих рост энергетических характеристик рекомбинационных He–Sr⁺-лазеров при увеличении давления активной среды, 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. Показано, что повысить среднюю мощ-

ность генерации при больших давлениях можно путем снижения накопительной емкости и индуктивности лазерной трубки, а также за счет резкого обрыва импульса тока. Установлено, что с ростом диаметра трубки и частоты следования импульсов средняя мощность насыщается, а затем снижается из-за формирования радиальной неоднородности активной среды, а также вследствие роста электронной температуры в послесвечении, обусловленного ростом газовой температуры. Показано, что возможными путями повышения мощности генерации являются чернение поверхности лазерной трубки, увеличение ее внешнего диаметра, независимый ввод паров и принудительное охлаждение, а применение трубки с прямоугольным сечением позволит максимально повысить энергетические характеристики. Расчеты с использованием математической модели показали, что достижимый максимум погонной мощности He-Sr⁺-лазера составляет ~6.2 Вт/м для саморазогреваемых активных элементов из ВеО-керамики и ~7.8 Вт/м при чернении их поверхности, ~7.7 Вт/м при независимом вводе паров металла и ~9.4 Вт/м при его сочетании с чернением, ~17 Вт/м при интенсивном принудительном охлаждении активных элементов цилиндрической геометрии и ~29 Вт/м с активными элементами прямоугольного сечения при отношении размеров стенок 1 : 3. Показана возможность повышения мощности генерации примерно на 21 % при возбуждении активной среды пачками импульсов с малым межимпульсным интервалом.

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 Wiley & Sons, 1996).
3. Little C.E. *Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications* (Chichester, New York: John Wiley & Sons, 1999).
4. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры* (М.: Физматлит, 2005).
5. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. В сб. *Труды Всес. совещания «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах»* (Томск: изд. ТГУ, 1986, с. 33).
6. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **15**, 1762 (1988).
7. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **11**, 171 (1998).
8. Butler M.S., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 1563 (1985).
9. Atamas' S.N., Latush E.L., Sem M.F. *J. Rus. 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., Ochard D.A., Zerouk A.F., Webb C.E. *Meas. Sci. Technol.*, **2**, 1083 (1991).
15. 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).
16. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Квантовая электроника*, **18**, 926 (1991).
17. Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 83 (2004).
18. Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 1011 (2001).
19. Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л. *Квантовая электроника*, **35**, 598 (2005).
20. Букшпун Л.М., Атамась С.Н., Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Изв. вузов. Сер. Физика*, № 6, 105 (1983).
21. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *ТВТ*, **24**, 402 (1986).
22. Bethel J.M., Little C.E. *Opt. Commun.*, **84**, 317 (1991).
23. Hentschel R.M., Piper J.A. *Opt. Commun.*, **113**, 91 (1994).
24. Hentschel R.M., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 756 (1996).
25. Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **4**, 1257 (1977).