

Генерационные характеристики лазера на переходах иона таллия при возбуждении электронным пучком

Е.В. Бельская, П.А. Бохан, П.П. Гугин, Д.Э. Закревский*

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13*

Поступила в редакцию 28.01.2020 г.

При возбуждении электронным пучком парогововой смеси Ne + Tl и создании инверсии населенностей на переходах иона таллия Tl^+ в реакциях перезарядки получена и исследована лазерная генерация на линиях Tl^+ с $\lambda = 1922; 1385,2; 595,1; 695$ и 707 нм (на первых двух линиях – впервые). В исследуемом диапазоне параметров накачки получена линейная зависимость мощности генерации от мощности накачки, свидетельствующая об эффективности электронно-пучкового возбуждения. Достигнута средняя мощность излучения 44 мВт на $\lambda = 595$ нм при частоте 1 кГц с эффективностью $\sim 0,06\%$. Проведено численное моделирование энергетических характеристик лазера.

Ключевые слова: лазерная генерация, электронный пучок, ион таллия, реакция перезарядки, ионные линии генерации, численное моделирование; *lasing, electron beam, thallium ion, charge exchange reaction, ion lasing lines, numerical simulation.*

Введение

При возбуждении газовых сред электронным пучком (ЭП) большая часть энергии ($\sim 50\text{--}60\%$) расходуется на ионизацию; она передается рабочим частицам (атомам и ионам) в основном в ходе двух процессов – рекомбинации [1] и перезарядки [2]. Рекомбинационные процессы эффективны при высоких давлениях и плотностях электронов, например в эксимерных лазерах, лазерах высокого давления на атомах тяжелых инертных газов и др. Ускорение рекомбинационных процессов возможно при повышении кратности ионизации, что используется, например, в лазерах на ионах Ca^+ и Sr^+ [2]. Реакция перезарядки ввиду большой константы ее скорости ($\sim 10^{-9}\text{--}10^{-10}$ см³·с⁻¹) лежит в основе функционирования лазеров как высокого, так и низкого давления. В последнем случае чаще всего это лазеры на ионах металлов.

Основные экспериментальные достижения по возбуждению активных сред на парах металлов низкоэнергетическими ЭП (до 10 кэВ) представлены в [2–4]. Отметим, что дальнейшее развитие, получение и исследование лазерной генерации при возбуждении низкоэнергетическими электронами, особенно в УФ- и ВУФ-области спектра, замедлились. Можно предположить, что это связано со сложностью или невозможностью при использовании рас-

пространственных способов генерации ЭП (разряд с полым катодом, сетчатые разряды на основе аномального разряда) обеспечить его параметры (энергия, ток, плотность тока, давление среды, возбуждаемый объем) или их совокупности для достижения оптимальных условий генерации лазеров. Поэтому эксперименты по накачке активных сред пучками низкоэнергетических быстрых электронов, генерируемые иными способами (в частности, в «открытом» разряде), с более широким набором достижимых параметров (плотность тока, ток и энергия) перспективны и могут привести к новым результатам.

Например в [5] получена и исследована лазерная генерация в атоме свинца ($\lambda = 722,9$ нм) и показано, что эффекты, ограничивающие частоту следования импульсов f при возбуждении газовым разрядом, отсутствуют при возбуждении ЭП. В [6] возбуждение ЭП смеси He-Zn(Cd)-Eu при давлении гелия $p_{He} \approx 0,4$ атм в совокупности с быстрой релаксацией населенностей нижних состояний иона европия позволило получить наивысший для газовых лазеров энергосъем на единицу массы вещества (112 мДж/см³·атм). В [7] получена генерация в азотном УФ-лазере на $\lambda = 337,1$ нм с энергией ~ 1 мДж. В [8] в гелиевом лазере на $\lambda = 2,06$ мкм осуществлен перевод самоограниченного режима генерации в столкновительный. В [9] получена лазерная генерация на самоограниченных переходах атома меди с $\lambda = 510,6$ и $578,2$ нм с физической эффективностью $\sim 8,5\%$.

Лазер на переходах иона таллия Tl^+ – один из наиболее эффективных импульсных лазеров

* Екатерина Викторовна Бельская (e-belskaya@list.ru); Петр Артемович Бохан (bokhan@isp.nsc.ru); Павел Павлович Гугин (gugin@isp.nsc.ru); Дмитрий Эдуардович Закревский (zakrdrm@isp.nsc.ru).

на ионах металлов, возбуждаемых электронным пучком в полом катоде [2, 10–14]. Возбуждение верхних лазерных уровней Tl^+ ($^1P_1^0, ^3P_{0...2}^0$) происходит за счет неупругих столкновений второго рода (реакции перезарядки) атомов металла с ионами неона. При таком возбуждении лазерная генерация была получена на переходах $^3P_2^0 - ^3S_1$ ($\lambda = 595,1$ нм); $^1P_1^0 - ^1S_0$ ($\lambda = 695,3$ нм); $^3P_0^0 - ^3S_1$ ($\lambda = 707,4$ нм) и $^1P_1^0 - ^3S_1$ ($\lambda = 582,9$ нм) (рис. 1) [2]. На линии с $\lambda = 595,1$ нм средняя мощность генерации при возбуждении в полом катоде при $f = 13,5$ кГц составила $P_{las} = 285$ мВт. Удельная импульсная мощность излучения на $f = 1$ кГц (длительность импульса тока $\tau_I \approx 1$ мкс) достигала $\sim 0,5$ Вт/см³. Получена удельная энергия генерации $0,1-0,5$ мкДж/см³. Оптимальные значения тока I и плотности тока ЭП j для раз-

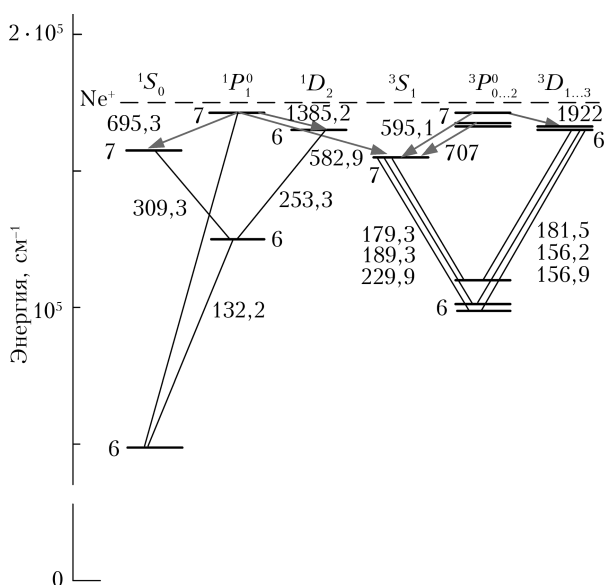


Рис. 1. Схема энергетических уровней иона таллия (стрелками обозначены переходы, на которых наблюдается лазерная генерация; длины волн в нм)

личных конструкций лазера не превышали 150 А и 0,34 А/см² соответственно [14].

Цель настоящей работы – исследование генерационных характеристик лазера на переходах иона таллия при возбуждении активной среды широкоапертурным электронным пучком с более широким диапазоном параметров.

Экспериментальная установка

Схема лазерной кюветы и генератора накачки приведена на рис. 2. Возбуждение активной среды лазера производилось электронным пучком, генерируемым в «открытом» разряде [15, 16]. Лазерная кювета представляла собой вакуумно-плотный кварцевый кожух, в который помещался коаксиальный катод из карбида кремния SiC с внутренним диаметром 5 см и длиной высокотемпературной зоны 50 см (объем $\sim 10^3$ см³). Соосно с ним располагался анод в виде молибденовой сетки с прозрачностью $\mu \approx 85\%$ и диаметром 4,4 см. Кусочки таллия помещались в специальные кварцевые контейнеры на анодной сетке, причем их наличие не влияло на устойчивость генерации ЭП. Необходимое давление паров таллия задавалось внешним нагревом лазерной кюветы.

Генератор импульсов накачки состоял из тиратрона с холодным катодом ГПИИ-10к/50, рабочая емкость C которого заряжалась по резонансной цепи от высоковольтного источника постоянного напряжения. Для минимизации собственной индуктивности разрядного контура обострительная емкость C_0 устанавливалась симметрично на обоих концах лазерной кюветы с максимально равномерным расположением по периметру фланцев сосредоточенных емкостей КВИ-3. В свою очередь, тиратрон располагался равноудаленно и на минимальном расстоянии от обострительных емкостей, а собственная индуктивность линии зарядки оптимизировалась таким

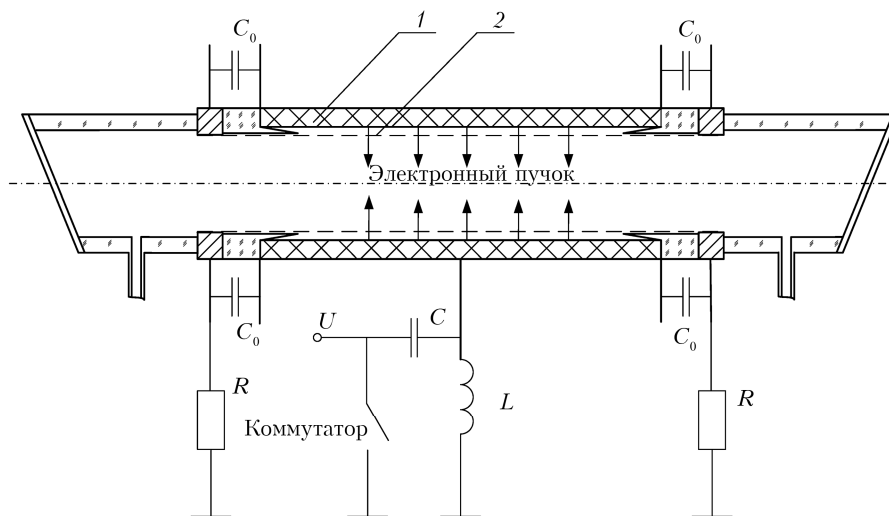


Рис. 2. Схема лазерной кюветы и генератора накачки: 1 – катод; 2 – анод источника электронного пучка

образом, чтобы обеспечить подъем напряжения за время ~ 100 нс при суммарной емкости $C_0 = 12$ нФ. Испытания продемонстрировали работоспособность источника питания и лазерной кюветы до напряжения $U = 10$ кВ, частоты следования импульсов $f = 5$ кГц при токе тиратрона до 2,3 кА и получение в лазерной кювете, заполненной гелием при $p_{\text{He}} = 4$ торр, тока электронного пучка $I > 7$ кА ($j > 8$ А/см²) при длительности импульса тока на полувысоте $\tau_I \sim 25$ нс (индуктивность разрядного контура кюветы составила ~ 30 нГн). При этом реализовывалась задержка пробоя $\tau_d \approx 100$ нс. Введение пара металла значительно уменьшило τ_d , поэтому для обеспечения оптимальных условий формирования ЭП рабочее напряжение на ускорительном зазоре не превышало $U = 6$ кВ. При повышении частоты следования импульсов ($f > 2,5$ кГц) тиратрон работал неустойчиво, что ограничивало диапазон исследованных параметров. В смеси Ne+Tl при $U \approx 5,5$ кВ с обострительной емкостью $C_0 = 12$ нФ удается получать ток до $I \approx 1,8$ кА ($j \approx 2,3$ А/см²) с $\tau_I \approx 35$ нс.

Регистрация импульсов производилась омическим высоковольтным делителем и резистивным токовым шунтом, подключенным к осциллографу Tektronix 2024 с полосой пропускания 200 МГц. Параметры лазерного излучения измерялись измерителем мощности ИМО-2 и датчиками на основе InSb и PbS в зависимости от спектрального диапазона.

Экспериментальные результаты и обсуждение

При возбуждении парогоазовой смеси Ne+Tl получена генерация лазерного излучения на ионных переходах ${}^3P_2^0 - {}^3D_3$ ($\lambda = 1922$ нм), ${}^1P_1^0 - {}^1D_2$ ($\lambda = 1385,2$ нм), ${}^3P_2^0 - {}^3S_1$ ($\lambda = 595,1$ нм), ${}^1P_1^0 - {}^1S_0$ ($\lambda = 695,3$ нм) и ${}^3P_0^0 - {}^3S_1$ ($\lambda = 707,4$ нм) (см. рис. 1). Лазерная генерация на переходах в ИК-диапазоне с $\lambda = 1922$ и 1385 нм, ранее предсказанная в работе [13], наблюдалась впервые.

На рис. 3 приведены типичные осциллограммы напряжения на катоде U , тока разряда I и импуль-

са лазерной генерации w_{las} на $\lambda = 595,1; 1385,2; 1922$ нм при $p_{\text{Ne}} \approx 10$ торр и $p_{\text{Tl}} \approx 0,35$ торр в схеме с $C_0 = 6,6$ нФ. Поскольку инверсия населенностей на всех переходах создается в процессе перезарядки, лазерная генерация происходит после импульса тока. Задержка между максимумами тока разряда и генерацией составляет $\sim 150\text{--}250$ нс. Длительности импульса генерации на полувысоте при одинаковом давлении паров таллия на всех длинах волн различались незначительно и составляли $\sim 600\text{--}1000$ нс. На вставке к рис. 3 приведены зависимости, определяющие диапазон оптимальных давлений пара металла, $P_{\text{las}}(p_{\text{Tl}})$ на $\lambda = 595,1; 1922$ и 1385,2 нм.

На рис. 4 представлены зависимости, характеризующие энергетические параметры генерации, а также $I(U)$ при $p_{\text{Ne}} = 10,6$ торр и $p_{\text{Tl}} = 0,22$ торр. Видно, что в исследованном диапазоне параметров ЭП мощность лазерного излучения линейно зависит от мощности накачки и частоты повторения импульсов, при этом, по крайней мере до $f \approx 2,5$ кГц, насыщения мощности генерации лазерного излучения не происходит. С увеличением p_{Tl} пороговое напряжение возникновения лазерной генерации уменьшается с 3,5 до 2,5 кВ. Зависимость энергии генерации излучения от давления паров таллия имеет максимум: наибольшая мощность лазерного излучения регистрируется в диапазоне давлений $p_{\text{Tl}} = 0,07\text{--}0,6$ торр в оптимальных условиях возбуждения.

Наибольшая достигнутая мощность излучения на $\lambda = 595$ нм составила $P_{\text{las}} = 44$ мВт при следующих параметрах: $U \approx 5,4$ кВ, $I \approx 1,4$ кА, $\tau_I \approx 24$ нс, $P = 3$ МВт, $f = 1$ кГц, $p_{\text{Tl}} \approx 0,22$ торр, эффективность генерации $\eta = (P_{\text{las}}/f)/(P \tau) \approx 0,06\%$.

Инверсия населенностей создается при возбуждении верхних лазерных уровней иона таллия в процессе перезарядки иона неона на атомах металла и девозбуждении нижних уровней за счет спонтанного излучения, столкновений с плазменными электронами, атомами таллия и атомами неона. Для расчета энергетических характеристик лазера необходимо решить систему кинетических уравнений для рабочих и нижележащих уровней иона таллия (l – текущий уровень Tl^+):

$$\frac{dn_{\text{Ne}^+}[t]}{dt} = \frac{\eta_{\text{ion}}}{\varepsilon_{\text{ion}}} P_{EB} - Q_{\text{full}} v_a n_{\text{Tl}} n_{\text{Ne}^+}[t], \quad (1)$$

$$n_{\text{Ne}^+}[t] = n_e[t],$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_l[t]}{dt} = & Q_l v_a n_{\text{Tl}} n_{\text{Ne}^+}[t] - \sum_{j=0}^{j<l} [n_j[t] (A_{lj}^{\text{ein}} + k_{lj}^{\text{deex-e}} n_e[t] + k_{lj}^{\text{deex-Tl}} n_{\text{Tl}} + k_{lj}^{\text{deex-Ne}} n_{\text{Ne}}) - n_j[t] k_{jl}^{\text{ex-e}} n_e[t]] + \\ & + \sum_{l+1}^{k>l+1} [n_k[t] (A_{kl}^{\text{ein}} + k_{kl}^{\text{deex-e}} n_e[t] + k_{kl}^{\text{deex-Tl}} n_{\text{Tl}} + k_{kl}^{\text{deex-Ne}} n_{\text{Ne}}) - n_l[t] k_{lk}^{\text{ex-e}} n_e[t]]. \end{aligned}$$

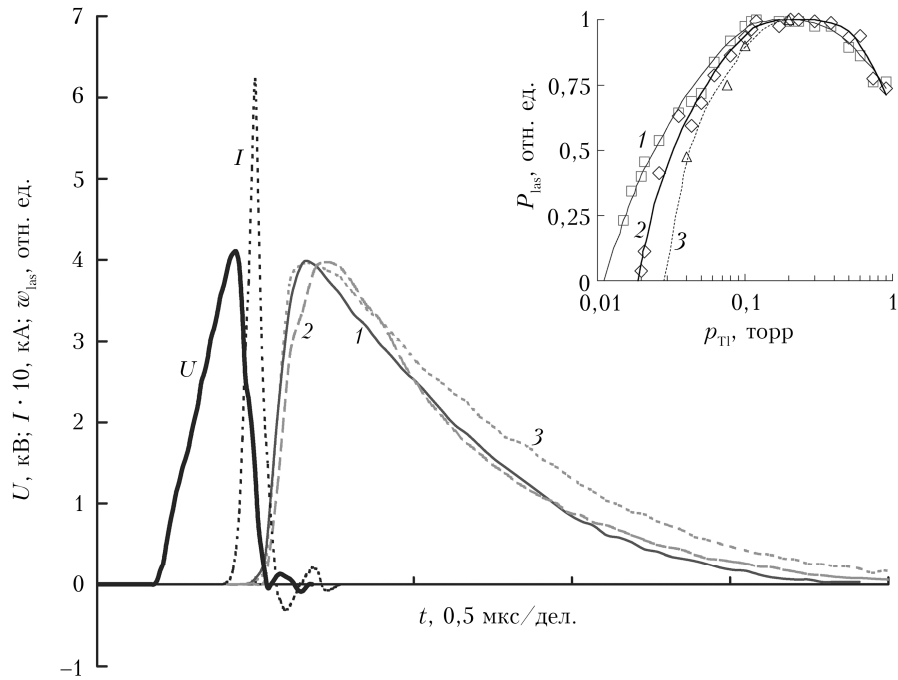


Рис. 3. Осциллограммы U , I и ω_{las} на $\lambda = 595,1$ (1); 1922 (2) и 1385,2 (3) нм. На вставке — зависимости $P_{\text{las}}(p_{\text{Tl}})$ на $\lambda = 1922$ (1); 1382,2 (2); 595 (3) нм

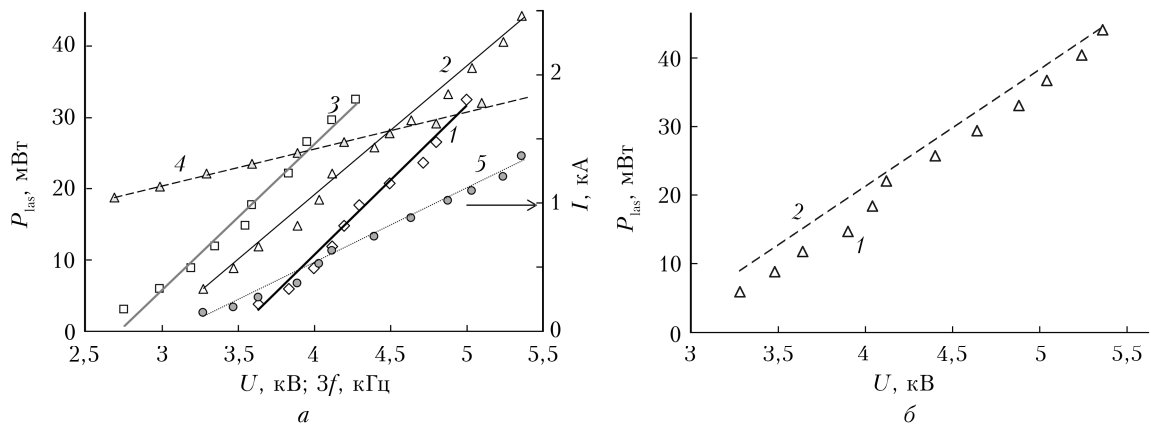


Рис. 4. Зависимости: *a* — средней мощности генерации на $\lambda = 595,1$ нм от напряжения при $p_{\text{Tl}} = 0,03$ (1), 0,22 (2), 0,64 (3) торр; от частоты (4) и тока от напряжения (5); *b* — $P_{\text{las}}(U)$: эксперимент (1), расчет (2) при $p_{\text{Ne}} = 10,6$ торр, $p_{\text{Tl}} = 0,22$ торр

Здесь $(\eta_{\text{ion}}/\epsilon_{\text{ion}})P_{\text{EB}}$ — член, описывающий ионизацию атомов неона ЭП, $\eta_{\text{ion}} \approx 0,6$ — доля энергии ЭП, затрачиваемая на ионизацию неона [17], $\epsilon_{\text{ion}} = 21,5$ эВ — энергия ионизации неона, $P_{\text{EB}} = \eta_{\text{net}}\mu UI/(eV)$ — мощность ЭП, $\eta_{\text{net}} = 0,95$ — доля высокоэнергетической части ЭП, e — заряд электрона; V — объем;

$Q_{\text{full}}v_a n_{\text{Tl}} n_{\text{Ne}^+}[t]$ — член, описывающий процесс перезарядки ионов неона $\text{Ne}^+(^2S_{1/2})$ на атомах таллия, где $Q_{\text{full}} = 3 \cdot 10^{-15}$ см² — полное эффективное сечение перезарядки в смеси $\text{Ne} + \text{Tl}$ [11]; $v_a = (8kT_g/\pi M_a)^{1/2}$ — средняя скорость столкновений атомов неона с атомами таллия, k — постоянная Больцмана, T_g — газовая температура, M_a — приведенная масса; n_{Tl} , n_{Ne^+} — концентрация атомов таллия

и ионов неона; n_e , n_l — концентрация электронов и ионов таллия на уровне l соответственно;

$Q_l v_a n_{\text{Tl}} n_{\text{Ne}^+}[t]$ — член, описывающий возбуждение уровня l иона таллия, где $Q_l = \xi_l \cdot Q_{\text{full}}$ — парциальное сечение перезарядки на уровень l . Значения парциальных коэффициентов перезарядки на этот уровень взяты из [13];

$A_{ij}^{\text{in}} = A_{lj}/g_\lambda$ — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения с уровня l на уровень j иона таллия с учетом реабсорбции, g_λ — фактор ускользания, учитывающий пленение излучения [18];

$k_{lj}^{\text{deex-e}} = v_e \sigma_{lj}^e$ — константа электронного девозбуждения уровня l на нижележащие уровни j иона таллия за счет столкновений с электронами, v_e — сред-

няя скорость плазменных электронов, σ_{ij}^e – сечение электронного девозбуждения; $k_{ij}^{\text{deex-Tl}} = v_{\text{Tl}} \sigma_{ij}^{\text{Tl}}$, $k_{ij}^{\text{deex-Ne}} = v_{\text{Ne}} \sigma_{ij}^{\text{Ne}}$ – константы девозбуждения с l -го уровня на j -й уровень иона таллия за счет столкновений с атомами таллия или неона, σ_{ij}^{Tl} , σ_{ij}^{Ne} – сечения девозбуждения за счет столкновений иона таллия уровня l с атомами таллия или неона в основном состоянии; $k_{ji}^{\text{ex-e}} = v_e \sigma_{ji}^{\text{ex-e}}$ – константа электронного возбуждения с j -го на l -й уровень иона таллия; $\sigma_{ji}^{\text{ex-e}}$ – сечение возбуждения ионов таллия в столкновениях с электронами. Поскольку температура плазменных электронов при возбуждении ЭП составляет $\sim 0,15$ эВ, электронное возбуждение уровней учитывалось только для переходов с энергетическим расстоянием между уровнями до 0,15 эВ: $6d^3D_1 \rightarrow 6d^3D_2$, $6d^3D_2 \rightarrow 6d^3D_3$, $7p^3P_0 \rightarrow 7p^3P_1$.

Вероятности спонтанного излучения A_{ij} взяты из экспериментальных [19, 20] и расчетных [21, 22] работ и вычислялись в приближении Бейтса–Дамгаарда по таблицам сил осцилляторов из [23, 24]. Сечения электронного девозбуждения σ_{ij}^e вычислялись из соотношения Клейна–Росселанда исходя из данных по сечениям электронного возбуждения уровней атома ртути [22, 25–29]. Данные по сечению девозбуждения состояний иона таллия за счет столкновений с атомами таллия и неона взяты из [30].

Система уравнений (1) позволяет найти временные зависимости населенностей уровней при заданной мощности разряда. Разница населенностей рабочего перехода определяет ненасыщенный коэффициент усиления α_0 , зная который, можно найти мощность выходного излучения

$$P_{\text{las}} = (1 - R) \cdot I \cdot S,$$

где R , S – коэффициент отражения и площадь выходного зеркала соответственно; $I = I_s [(2\alpha_0 L / (1 - R))^2 - 1]$ – интенсивность электромагнитной волны в резонаторе [31], L – длина активной среды лазера. В свою очередь, интенсивность насыщения вычислялась по формуле [32]:

$$I_s = \frac{c}{B_{ij} g_l(\omega_0) (\tau_l + \tau_j)} = \frac{4\pi^2 \hbar c}{\lambda^3 (\tau_l + \tau_j)},$$

где B_{ij} – интегральный коэффициент Эйнштейна вынужденного излучения; $g_l(\omega_0)$ – форм-фактор линии при однородном уширении за счет спонтанного уширения; τ_l , τ_j – времена жизни уровней;

$$\alpha_0 = 5,54 \cdot 10^{-7} \lambda^3 \sqrt{\frac{\mu}{T}} A_{ij} \left[n_l - \frac{g_l}{g_j} n_g \right]$$

– ненасыщенный коэффициент усиления при неоднородном уширении, μ – атомный вес, n_l/g_l и n_j/g_j – населенности уровней, вычисленные без учета вынужденного излучения и поглощения. Более подробно расчеты будут представлены в следующей публикации.

Найденная зависимость средней мощности генерации $P_{\text{las}}(U)$ представлена на рис. 4, б в срав-

нении с экспериментальными результатами. Сравнение показывает их хорошее согласие.

Заключение

При возбуждении электронным пучком, генерируемым в «открытом» разряде, получена и исследована лазерная генерация в смеси Ne+Tl на ионных переходах $^3P_2^0 - ^3D_3$ ($\lambda = 1922$ нм), $^1P_1^0 - ^1D_2$ ($\lambda = 1385,2$ нм), $^3P_2^0 - ^3S_1$ ($\lambda = 595,1$ нм), $^1P_1^0 - ^1S_0$ ($\lambda = 695,3$ нм) и $^3P_0^0 - ^3S_1$ ($\lambda = 707,4$ нм), из которых генерация на первых двух линиях была получена впервые. В исследуемом диапазоне параметров накачки обнаружена линейная зависимость энергии излучения от частоты следования импульсов накачки, что свидетельствует об эффективности электронно-пучкового возбуждения лазеров с накачкой верхних состояний в реакциях перезарядки. Достигнута мощность излучения ~ 44 мВт на длине волны $\lambda = 595$ нм при частоте $f = 1$ кГц с эффективностью генерации энергии излучения по отношению к вложенной в разряд энергии 0,06%.

Проведено численное моделирование населенностей лазерных и всех нижерасположенных уровней иона таллия, позволившее вычислить энергетические параметры генерации, совпадающие с экспериментально полученными.

1. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978, 256 с.
2. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сем М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 259 с.
3. Бохан П.А. Накачка газовых лазеров убегающими электронами, генерируемыми в открытом разряде // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2005. Т. XI, гл. 4. С. 316–337.
4. Little C.E. Metal vapour lasers: Physics, engineering and applications. Wiley-VCH: Chichester, England, 1999. 646 p.
5. Бохан П.А. Процессы релаксации и влияние метастабильных состояний атомов и ионов металлов на механизм генерации и энергетические характеристики лазеров // Квант. электрон. 1986. Т. 13, № 9. С. 1837–1847.
6. Бохан П.А. Столкновительные лазеры на ионах Eu⁺ и Ca⁺ с высокой энергией излучения // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 3. С. 161.
7. Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Развитие методов получения пучков убегающих электронов для накачки газовых лазеров, генерирующих УФ-излучение // Прикл. физ. 2010. № 6. С. 77–88.
8. Belskaya E.V., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E., Lavrkhin M.A. Influence of molecular gases on the lasing on the self-terminating He ($2^1P_1^0 - 2^1S_0$) transition // IEEE J. Quantum Electron. 2011. V. 47, N 6. P. 795–802.
9. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э. Лазер на парах бромида меди с возбуждением электронным пучком // Квант. электрон. 2016. Т. 46, № 9. С. 782–786.
10. Zinchenko S.P., Ivanov I.G., Sem M.F. Spectral and power output characteristics of the pulsed He-Hg⁺ and Ne-Tl⁺ hollow-cathode lasers with charge-transfer excitation // Proc. SPIE. 1993. V. 2110. P. 150–164.

11. Иванов И.Г., Сэм М.Ф. Генерация на ионных переходах таллия и галлия // Электронная техника. Сер. 4. 1974. № 2. С. 12–16.
12. Glozeva M.G., Sabotinov N.V., Janossy M. High current regime of the helical hollow cathode Ne-TlCl and Ne-Kr lasers // Opt. Quantum Electron. 1986. V. 18, N 2. P. 455–459.
13. Иванов И.Г., Сэм М.Ф. Кинетика активных сред Ne-Hg, Ne-Tl и Ne-Ga импульсных ионных лазеров с разрядом в полой катоде // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14, № 11. С. 1016–1021.
14. Зиченко С.П., Иванов И.Г. Импульсные ионные лазеры с полым катодом: параметры накачки и генерации // Квант. электрон. 2012. Т. 42, № 6. С. 518–523.
15. Бохан П.А., Сорокин А.Р. Открытый разряд, генерирующий электронный пучок: механизм, свойства и использование для накачки лазеров среднего давления // Журн. тех. физ. 1985. Т. 55, № 1. С. 88–95.
16. Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P. Generation of high-current electron beam in a wide-aperture open discharge // Phys. Plasma. 2011. V. 18, N 10. P. 103112.
17. Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. Кинетика ионизации и возбуждения газа жестким источником // Физика плазмы. 1976. Т. 2, Вып. 1. С. 63–71.
18. Molisch A.F., Oehry B.P., Schupita W., Magerl G.J. Radiation-trapping in cylindrical and spherical geometries // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1993. V. 49, N 4. P. 361–370.
19. Henderson M., Curtis L.J. Lifetime measurements in Tl II // J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. 1996. V. 29, N 17. P. L629–L634.
20. Andersen T., Surensen G. Systematic study of atomic lifetimes in gallium, indium, and thallium measured by the beam-foil technique // Phys. Rev. A. 1972. V. 5, N 6. P. 2447–2451.
21. Brage T., Proffitt Ch.R., Leckrone D.S. Relativistic ab initio calculations of oscillator strengths and hyperfine structure constants in Tl II // J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. 1999. V. 32, N 13. P. 3183–3192.
22. Andersen R.J., Lee E.T. P., Lin Ch.C. Electron excitation functions of mercury // Phys. Rev. 1967. V. 157, N 1. P. 31–40.
23. Соболев И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. 320 с.
24. Вайнштейн Л.А., Соболев И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 144 с.
25. Wang Ch., Sahay P., Scherrer S.T. A new optical method of measuring electron impact excitation cross section of atoms: Cross section of the metastable 6s6p 3P0 level of Hg // Phys. Lett. A. 2011. V. 375, N 24. P. 2366–2370.
26. Kim Y. Scaling of plane-wave Born cross sections for electron-impact excitation of neutral atoms // Phys. Rev. A. 2001. V. 64, N 3. P. 032713.
27. Hanne G.H. What really happens in the Franck–Hertz experiment with mercury? // Am. J. Phys. 1988. V. 56, N 8. P. 696–696.
28. Suzuki S., Kuzuma K., Iton H. Electron collision cross section of mercury // J. Plasma Fusion Res. 2006. V. 7. P. 314–318.
29. Kenty C. Production of 2537 radiation and the role of metastable atoms in an argon-mercury discharge // J. Appl. Phys. 1950. V. 21, N 12. P. 1309–1318.
30. 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. Т. 2. М.: Физматлит, 2011. 616 с.
31. Casperson L.W. Laser power calculations: Sources of error // Appl. Opt. 1980. V. 19, N 3. P. 422–434.
32. Алешкевич В.А. Курс общей физики. Оптика. М.: Физматлит, 2011. 320 с.

E.V. Belskaya, P.A. Bokhan, P.P. Gugin, Dm.E. Zakrevsky. Lasing characteristics of a thallium-ion laser excited by an electron beam.

When the Ne+Tl gas-vapor mixture was excited by an electron beam, laser generation was obtained and investigated with excitation of the upper levels in the charge exchange reaction at ion lines with $\lambda = 1,922; 1,385; 0,595; 0,695$ and $0,707 \mu\text{m}$; the lasing at the first two lines was obtained for the first time. In the studied range of pump parameters, a linear dependence of the lasing power on the pumping power was revealed, indicating the efficiency of electron-beam excitation. An average radiation power of 44 mW was reached at $\lambda = 595 \text{ nm}$ at a pulse repetition frequency of 1 kHz with an efficiency of $\sim 0,06\%$. A numerical simulation of the laser energy characteristics was carried out.