

И.Г. Иванов, М.Ф. Сэм

## Кинетика активных сред He–Hg, Ne–Tl и Ne–Ga импульсных ионных лазеров с разрядом в полом катоде

Ростовский государственный университет

Поступила в редакцию 7.10.2001 г.

Представлены результаты исследований поведения населенностей уровней, коэффициентов усиления для  $7p^2P-7s^2S$  и  $7p^2P-6d^2D$ -переходов HgII, заселяемых перезарядкой при тепловых столкновениях ионов гелия с атомами ртути в смеси ртуть – гелий, а также для переходов  $np^1,3P-ns^1,3S$  и  $np^1,3P-(n-1)d^1,3D$  TlIII ( $n = 7$ ) и GaII ( $n = 5$ ), заселяемых перезарядкой ионов неона с атомами таллия и галлия в смесях таллий – неон и галлий – неон соответственно. Показано, что в плазме разряда с полым катодом при рабочих концентрациях паров металла полная скорость накачки всех уровней металла перезарядкой оказывается равной скорости ионизации газа, определяемой количеством быстрых электронов, и не зависит от сечения перезарядки. Для лазерных уровней HgII, TlIII и GaII, а также для уровней, связанных с лазерными, учтены возбуждающие и де-возбуждающие столкновения с медленными электронами и с атомами газа с учетом пленения излучения на резонансных переходах ионов металлов, а для уровней, имеющих малый дефект энергий ( $0 < \Delta E(\infty) < 1,5$  эВ) и заселяемых перезарядкой непосредственно, найдены парциальные сечения. Теоретические результаты сравниваются с экспериментом. Объяснено поведение характеристик генерации на известных лазерных переходах и прогнозируются параметры не наблюдавшихся ранее переходов в ИК-диапазоне.

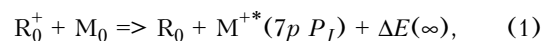
### Введение

Преимущества отрицательного свечения (ОС) разряда с полым катодом (РПК) для возбуждения лазерных переходов неупругими столкновениями второго рода в плазме перед положительным столбом разряда общеизвестны. Впервые с РПК был запущен лазер на атомарных переходах неона, однако затем было установлено, что РПК наиболее эффективен для ионных переходов в металлах и в тяжелых инертных газах. Число таких лазерных сред достигает уже 26, а число ионных лазерных переходов в них 280 [1, 2].

Поскольку лазеры с РПК склонны к образованию пространственно неоднородного разряда, то лишь для малого числа переходов в стационарном режиме работы реализована оптимальная мощность накачки: на остальных же линиях мощность излучения не достигает максимальных значений. В то же время в режиме возбуждения разряда короткими импульсами (длительностью 0,1–10 мкс) неоднородности разряда не успевают развиваться и можно сообщить активной среде оптимальный уровень накачки, а изменением частоты следования импульсов регулировать среднее значение вкладываемой мощности и мощности излучения.

Несмотря на то что микросекундными импульсами возбуждались первые лазеры с РПК [1], но и сейчас нельзя еще считать завершенным детальное изучение энергетических и плазменных характеристик даже наиболее эффективных импульсных лазеров с РПК, к которым можно отнести лазеры на парах ртути [1, 3], таллия [3–6], галлия [7], криптона [8], кадмия, цинка [1] и их смесях [1, 2, 8].

Генерация на трех ионных дублетных переходах ртути  $7p^2P_{3/2,1/2}-7s^2S_{1/2}$  и  $7p^2P_{3/2}-6d^2D_{5/2}$  наблюдалась в смеси с гелием как в импульсном, так и в стационарном РПК, наилучшие характеристики имела оранжевая линия с длиной волны 615 нм (переход  $7p^2P_{3/2}-7s^2S_{1/2}$ ): при длительности импульса тока порядка 1 мкс и частоте следования 40 кГц импульсная и средняя мощность излучения составили 22 и 0,88 Вт соответственно при диаметре катода 2 см и длине 40 см [3]. (Диаграмма термов иона ртути приводится в большинстве справочников). Энергия возбуждения верхних  $7^2P$ -уровней близка к энергии ионизации гелия (24,56 эВ), и механизмом накачки лазерных  $7p^2P-7s^2S$  и  $7p^2P-6s^2D$ -переходов в смеси He–Hg является экзотермическая реакция перезарядки ионов буферного инертного газа (гелия) на атомах металла (ртути) с ионизацией и возбуждением последних, происходящая в газоразрядной плазме при тепловых скоростях частиц [1–3]:



где через  $R_0$  и  $R_0^+$  обозначены атомы гелия в основном и ионизированном состояниях, а через  $M_0$  и  $M^{+*}$  – атомы в основном состоянии и возбужденные ионы ртути;  $\Delta E(\infty)$  – разность энергий  $R_0^+$  и  $M^{+*}$  при достаточно большом расстоянии между частицами. Полное эффективное сечение перезарядки в смеси He<sup>+</sup>–Hg превышает газокинетическое:  $Q^{\text{полн}} = 1,4 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup> [1].

Генерация на ионных переходах таллия наблюдалась на  $F-D$ -переходах TlIII в смеси паров таллия с гелием, и с гораздо большей эффективностью – на  $P-S$ -переходах TlIII – в смеси с неоном [1, 4, 5], причем

с точки зрения различных возможных приложений особенно привлекательной является генерация на желтой линии ТП с  $\lambda = 594,95$  нм (переход  $7p^3 P_2^{\circ} - 7s^3 S_1$ ), на которой в импульсно-периодическом режиме в РПК импульсная и средняя мощность (27 Вт и 285 мВт соответственно [3]) так же, как и в ртути, на несколько порядков превосходят мощность в непрерывном [4] и квазинепрерывном [6] режимах.

Диаграмма нижних синглетных и триплетных термов ТП показана на рис. 1. Механизмом накачки всех известных к настоящему времени лазерных синглетных и триплетных  $7p^1,3P-7s^1,3S$ -переходов в смеси Ne-Tl также является перезарядка ионов буферного

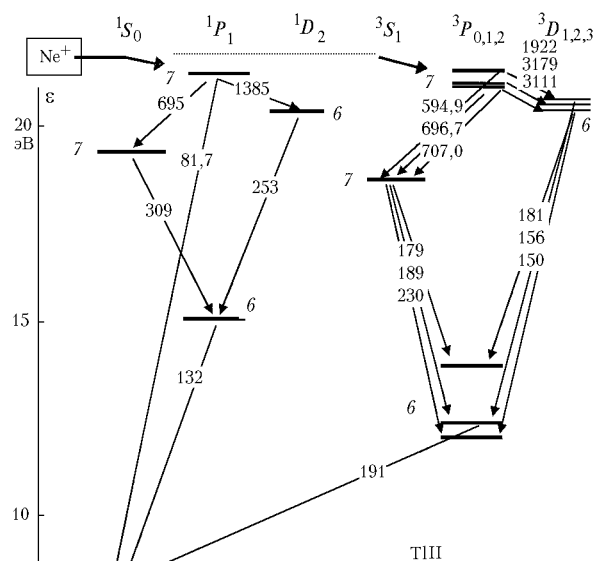


Рис. 1. Диаграмма нижних энергетических уровней иона таллия (цифры у стрелок – длина волны перехода, нм)

инертного газа (неона) на атомах таллия [4]. Полное эффективное сечение перезарядки в смеси Ne-Tl:  $Q_{полн} = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  [4].

Ионный спектр галлия подобен спектру таллия, известные лазерные  $5p^1,3P-4s^1,3S$ -переходы в ионе галлия также заселяются перезарядкой в смеси Ne-Ga, а усиление на них в РПК – одного порядка с таллием [7].

Ниже рассмотрена кинетика создания инверсии на известных ионных лазерных  $7p^2P-7s^2S$  и  $7p^2P-6d^2D$ -переходах HgII, накачиваемых в плазме РПК перезарядкой ионов гелия на атомах ртути, а также – на  $np^1,3P - ns^1,3S$ -переходах таллия ( $n = 7$ ) и галлия ( $n = 5$ ), накачиваемых перезарядкой ионов неона на атомах металла, проведен также расчет инверсии и коэффициентов усиления на  $np^1,3P - (n-1)d^1,3D$ -переходах ТП и GaII в ИК-области спектра, потенциально пригодных для использования в качестве активной среды Ne-Tl- и Ne-Ga-лазеров с РПК.

### Методика расчетов

Плазма РПК создается при достаточно низком давлении основного (буферного) газа, не превышающем обычно 20–30 торр, что существенно упрощает анализ.

Особенностью ОС РПК являются достаточно высокие оптимальные давление и концентрация легкоионизуемых атомов металла ( $0,1 \dots 0,3$  торр и  $\sim 2 \cdot 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), превышающая концентрацию металла в положительном столбе примерно на два порядка. Несмотря на это, в плазме ОС РПК присутствует большее, чем при максвелловском распределении в положительном столбе, число быстрых «первичных» электронов, что объясняется уникальным процессом ускорения электронов в катодном темном пространстве и что определяет высокую эффективность ионизации буферного инертного газа (в рассматриваемых нами смесях гелия или неона) и высокую эффективность дальнейшей передачи энергии ионам металла посредством перезарядки. Число медленных «вторичных» (тепловых) электронов  $n_e^{тепл}$  с близким к максвелловскому распределением и температурой  $T_e \sim 0,1 \dots 1$  эВ, возникающих при ионизации, также повышено.

Как показано нами ранее [1–3], импульсный режим РПК характеризуется более высокой плотностью и энергией быстрых электронов, число которых достигает предельных значений уже через 0,5–1 мкс от начала импульса тока, и монотонно увеличивающимся во времени количеством медленных электронов. Можно считать, что при неизменной длительности импульса тока с изменением его амплитуды число электронов в обеих группах изменяется пропорционально. Тепловые электроны определяют возникновение близко расположенных уровней, что для большинства переходов, накачиваемых перезарядкой, приводит к насыщению и срыву инверсии при некоторой, специфической для каждого перехода, критической концентрации ( $n_e^{тепл, крит}$ ), это же было обнаружено нами для смеси Ne-Hg ранее [9].

Для доплеровского контура ионного лазерного перехода металла между верхним ( $i$ ) и нижним ( $k$ ) уровнями, населенность которых  $N_i$  и  $N_k$  соответственно, ненасыщенный коэффициент усиления

$$\alpha_{ik} = 1,7 \cdot 10^{-27} (\mu/T)^{1/2} A_{ik} \lambda_{ik}^3 \times g_i \{N_i/g_i - N_k/g_k\} \chi_{ik}, \quad (2)$$

где  $\lambda_{ik}$  – длина волны, нм;  $\mu$  и  $T$  – масса иона  $M^{+*}$  и газовая температура, К;  $\chi_{ik}$  – фактор изотопического и(или) сверхтонкого расщепления линии,  $\chi \leq 1$  (для перехода HgII с  $\lambda = 615$  нм имеет место изотопическое расщепление, а для ионных переходов ТП и GaII сверхтонкое расщепление преобладает над изотопическим [10]);  $g$  – статистический вес уровня,  $g = 2J + 1$ ;  $A_{ik}$  – коэффициент Эйнштейна.

Расчет населенностей  $N_i$  для  $S$ -,  $P$ - и  $D$ -уровней ионов ртути, таллия и галлия, необходимых для вычисления коэффициентов усиления на  $np P - ns S$  и  $np P - (n-1)d D$ -переходах HgII, ТП ( $n = 7$ ) и GaII ( $n = 5$ ) (см. диаграмму для ТП на рис. 1), производился путем решения системы кинетических уравнений, учитывающей все возможные в плазме низкого давления переходы между уровнями:

$$\begin{aligned}
dN_i/dt = & \xi_i (W_{\text{перез}})^{\text{полн}} + \sum_{j>i} A_{ji} N_j + \\
& + \sum_{m \neq i} \{ \langle q_{mi} v_e \rangle n_e^{\text{тепл}} + \langle Q_{mi}^{\text{RVR}} \rangle N_0^{\text{R}} + \\
& + \langle Q_{mi}^{\text{MVM}} \rangle N_0^{\text{M}} \} N_m - \sum_{k<i} \{ A_{ik} + \hat{g}_{i0} A_{i0} \} N_i - \\
& - \sum_{m \neq i} \{ \langle q_{im} v_e \rangle n_e^{\text{тепл}} + \langle Q_{im}^{\text{RVR}} \rangle N_0^{\text{R}} + \\
& + \langle Q_{im}^{\text{MVM}} \rangle N_0^{\text{M}} \} N_i = 0, \quad (3)
\end{aligned}$$

где  $W_i = \xi_i (W_{\text{перез}})^{\text{полн}}$  – скорость накачки данного уровня непосредственно перезарядкой;  $\xi_i$  – частичный коэффициент перезарядки на данный уровень ( $\xi_i \leq 1$ , а  $\sum \xi_i = 1$ );  $\hat{g}_{i0} A_{i0}$  – вероятность резонансного перехода в основное состояние иона  $M_0^+$  с учетом пленения излучения;  $\hat{g}_{i0}$  – фактор Бибермана–Холстейна [11],  $\langle q_{mi} v_e \rangle$  и  $\langle q_{im} v_e \rangle$  – константы возбуждения и девозбуждения  $i$ -уровня столкновениями с тепловыми электронами [1];  $\langle Q_{mi}^{\text{RVR}} \rangle$ ,  $\langle Q_{mi}^{\text{MVM}} \rangle$  и  $\langle Q_{im}^{\text{RVR}} \rangle$ ,  $\langle Q_{im}^{\text{MVM}} \rangle$  – то же при столкновениях с атомами неона (R) и металла (M):

$$\langle q_{mi} v_e \rangle = 3,2 \cdot 10^{-6} f_{mi} T_e^{-1/2} \Delta \epsilon_{im}^{-1} g_m / g_i;$$

$$\langle q_{im} v_e \rangle = 3,2 \cdot 10^{-6} f_{mi} T_e^{-1/2} \Delta \epsilon_{im}^{-1} \exp(-T_e^{-1} \Delta \epsilon_{im}),$$

$$\langle Q_{mi}^{\text{RVR}} \rangle = \langle Q_{im}^{\text{RVR}} \rangle \exp(-T_g^{-1} \Delta \epsilon_{im}),$$

$$\langle Q_{mi}^{\text{MVM}} \rangle = \langle Q_{im}^{\text{MVM}} \rangle \exp(-T_g^{-1} \Delta \epsilon_{im}),$$

$f_{mi}$  – сила осциллятора перехода;  $T_e$  – температура тепловых (медленных) электронов, эВ;  $T_g$  – газовая температура, эВ;  $\Delta \epsilon_{im}$  – разность энергий уровней, эВ;  $V^{\text{R}}$  и  $V^{\text{M}}$  – относительные скорости атомов: буферный газ–металл и металл–металл соответственно. Коэффициенты Эйнштейна  $A_{ji}$  рассчитывались нами в кулоновском приближении, хорошо выполняющемся для HgII, TIII и GaII.

Для  $i$ -го верхнего лазерного уровня металла, с учетом того, что уход ионов буферного газа ( $R_0^+$ ) из данного элементарного объема происходит при низком давлении только диффузией, рекомбинацией и перезарядкой, получим

$$W_i = \frac{W(R^+) N(M_0) \xi_i K_{\text{перез}}}{v(R^+) + N(M_0) K_{\text{перез}}}, \quad (4)$$

где  $W(R^+)$  – скорость ионизации газа;  $N(M_0)$  – концентрация атомов металла в основном состоянии;  $K_{\text{перез}} = \langle QV_{\text{отн}} \rangle$  – константа реакции перезарядки,  $Q$  – полное сечение перезарядки,  $V_{\text{отн}}$  – относительная скорость  $R^+$  и  $M_0$  до взаимодействия;  $\xi_i Q$  – частичное сечение перезарядки на  $i$ -уровень;  $v(R^+)$  – суммарная частота дезактивации (ухода) ионов буферного газа  $R^+$  из объема (путем амбиполярной диффузии и рекомбинации).

При концентрации атомов металла в плазме ОС РПК:  $N(M_0) \geq v(R^+) / K_{\text{перез}} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (что как раз и является оптимальным для ионных лазеров с РПК), разрушение ионов буферного газа  $R_0^+$  посред-

ством перезарядки оказывается главным механизмом их дезактивации (первое слагаемое в знаменателе (4) значительно меньше второго), и тогда [9, 12]:

$$W_i \cong \xi_i W(R^+). \quad (5)$$

А полная скорость накачки перезарядкой всех уровней металла  $(W_{\text{перез}})^{\text{полн}}$  равна скорости ионизации буферного газа:

$$(W_{\text{перез}})^{\text{полн}} = \sum_i \xi_i W(R^+) = W(R^+) \quad (6)$$

и не зависит от величины сечения перезарядки.

Считая функцию ионизации буферного газа  $q_i(\epsilon)$ , а также функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭ) выше порога ионизации газа медленно меняющимися функциями энергии быстрых электронов  $\epsilon$  и пренебрегая вкладом в ионизацию – электронов с энергиями вблизи порога ионизации  $\epsilon_{\text{пор}}$ , для  $W(R^+)$  можно получить

$$\begin{aligned}
W(R^+) = N(R_0) \int_{\epsilon=\epsilon_{\text{пор}}}^{\infty} f(\epsilon) q_i(\epsilon) \epsilon d\epsilon \approx \\
\approx A n_e^{\text{быстр}} \approx B n_e^{\text{тепл}}. \quad (7)
\end{aligned}$$

С другой стороны, так как при каждом акте ионизации буферного газа возникает медленный вторичный электрон, из уравнения непрерывности можно получить

$$W(R^+) = (v_e^{\text{диф}} + v_e^{\text{рекомб}}) n_e^{\text{тепл}}, \quad (8)$$

т.е. константа  $B$  в выражении (7) имеет смысл суммарной частоты диффузионного и рекомбинационного ухода электронов из данного элемента объема. При этом, если  $v_e^{\text{диф}} \gg v_e^{\text{рекомб}}$ , то  $B \approx v_e^{\text{диф}}$ .

## Результаты и их обсуждение

Несмотря на то что реакция перезарядки в смеси гелий – пары ртути изучается давно, поскольку He–Hg-лазер был первым ионным лазером на парах металла, результаты определения частичных сечений перезарядки на  $7^2P$ -,  $7^2S$ - и  $6^2D$ -уровни HgII достаточно противоречивы (табл. 1 а). В самом деле, результаты

Таблица 1 а

Частичные коэффициенты перезарядки с  $\text{He}^+$  различных ионных уровней HgII ( $\xi_i = Q_i^{\text{парц}} / Q^{\text{полн}}$ )

Параметр	Обозначение уровней			
	$7p \ 2P_{3/2}$	$7p \ 2P_{1/2}$	$6d \ 2D_{5/2}$	$6d \ 2D_{3/2}$
$\Delta E(\infty)$ , эВ	0,27	0,72	1,06	1,18
$\xi_i$ :				
Данная работа	0,22	0,023	0,038	0,025
[13], отн. ед.	78	12	5,8	4,2
[14]	0,22	0,03		
[15]	0,65	0,35		
[16], отн. ед.	20	3,6	2,4	
[17], отн. ед.	7	8		
[18], отн. ед.	4,97	80,2	0,548	1,89

измерения скоростей накачки лазерных переходов в стационарном разряде [14] (когда процессы перемешивания уровней столкновениями с электронами малы) и методами модуляции в импульсном разряде [16] подтверждают первые расчетные данные [13] о том, что уровень  $7p^2P_{3/2}$ , для которого дефект энергии  $\Delta E(\infty)$  наименьший, заселяется примерно на порядок лучше, чем уровень  $7p^2P_{1/2}$ , а также чем уровни  $7s^2S$  и  $6d^2D$ . В то же время по данным [15] и [17] парциальные сечения на уровни  $7p^2P_{3/2}$  и  $7p^2P_{1/2}$  близки, а по данным [18] соотношение парциальных сечений (и коэффициентов  $\xi_i$ ) оказывается для них обратным. В связи с этим парциальные коэффициенты перезарядки  $\xi_i$  рассчитывались нами по теории Ландау–Зинера [13, 19] для всех уровней иона ртути с  $0 < \Delta E(\infty) < 1,5$  эВ, в том числе и для «бейтлеровских», так, чтобы при этом  $\sum \xi_i = 1$ , и приведены в табл. 1 а. При этом уровни  $4D_{1/2}$  и  $4D_{7/2}$ , для которых правило спинов Вигнера не выполняется, из рассмотрения были исключены.

Данные по значениям парциальных сечений перезарядки с неоном на уровни  $np\ 1,3P$  и  $(n-1)d\ 1,3D$  иона таллия ( $n=7$ ) и галлия ( $n=5$ ) в литературе отсутствуют, и поэтому они также рассчитывались нами по теории Ландау–Зинера для всех уровней ТП и GaII с  $0 < \Delta E(\infty) < 1,5$  эВ с учетом выполнения правила спинов Вигнера (табл. 1 б, в).

Таблица 1 б

Парциальные коэффициенты перезарядки с  $Ne^+$  различных ионных уровней ТП ( $\xi_i = Q_i^{парц} / Q^{полн}$ )

Параметр	Обозначение уровней						
	$7p\ ^3P_2$	$7p\ ^3P_1$	$7p\ ^3P_0$	$7p\ ^1P_1$	$6d\ ^3D_3$	$6d\ ^3D_2$	$6d\ ^3D_1$
$\Delta E(\infty)$ , эВ	0,33	0,64	0,66	0,28	0,976	1,02	1,06
$\xi_i$	0,40	0,073	0,023	0,28	0,11	0,074	0,04

Таблица 1 в

Парциальные коэффициенты перезарядки с  $Ne^+$  различных ионных уровней GaII ( $\xi_i = Q_i^{парц} / Q^{полн}$ )

Параметр	Обозначение уровней			
	$5p\ ^3P_2$	$5p\ ^3P_1$	$5p\ ^3P_0$	$5p\ ^1P_1$
$\Delta E(\infty)$ , эВ	0,84	0,87	0,88	0,62
$\xi_i$	0,37	0,22	0,08	0,33

Видно, что для ТП максимальное значение парциального коэффициента  $\xi_i = 0,4$  имеет место для уровня  $7^3P_2$ , что вызвано наименьшим для этого уровня дефектом энергии  $\Delta E(\infty)$  и наибольшим его статвесом  $g_i$ . Для  $5p\ ^1P_1$  и  $5p\ ^3P_{2,1,0}$ -уровней GaII значения  $\Delta E_i(\infty)$  близки и парциальные коэффициенты  $\xi_i$  приблизительно пропорциональны их статвесам  $g_i$ .

Атом-атомные столкновения играют существенную роль для переходов между уровнями мультиплетов  $7p\ ^2P$  HgII,  $7p\ ^1,3P$  ТП и  $5p\ ^1,3P$  GaII. Их сечения, входящие в  $\langle Q_{mi}^{RV^R} \rangle$ ,  $\langle Q_{mi}^{MV^M} \rangle$  и  $\langle Q_{im}^{RV^R} \rangle$ ,  $\langle Q_{im}^{MV^M} \rangle$ , вычислялись с помощью результатов [20] и для столкновений  $Hg^+ - Hg$ ,  $Tl^+ - Tl$  и  $Ga^+ - Ga$  имели порядок  $10^{-16} \dots 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, а для для столкновений  $Hg^+ - He$ ,  $Tl^+ - Ne$  и  $Ga^+ - Ne$  [21] – порядок  $10^{-18}$  см<sup>2</sup>.

Частоты прямых и обратных переходов связывались с использованием принципа детального равновесия [11].

Найденные для каждой смеси в результате решения систем кинетических уравнений значения приведенной населенности уровня  $N_i(M^{+*}) / g_i W(R^+)$  (где  $g_i = 2J_i + 1$  – статистический вес уровня) как функции  $n_e^{тепл}$  специфичны для каждого типа уровней.

На рис. 2, а для синглетных и на рис. 2, б для триплетных уровней ТП даны результаты расчетов

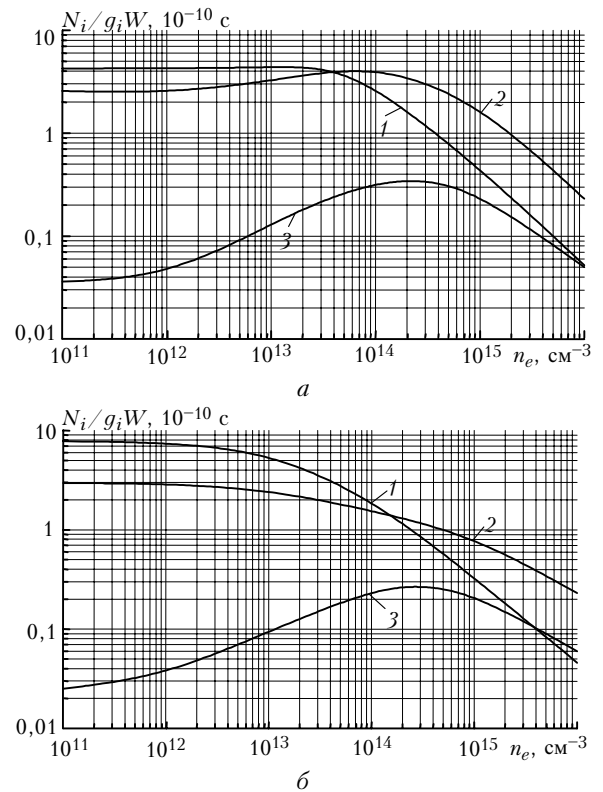


Рис. 2. Зависимость  $N_i/g_iW$  от концентрации электронов  $n_e$  для синглетных (а) и для триплетных (б) уровней ТП: а – кривая 1 – для уровня  $7p^1P_1$ ; 2 –  $7s^1S_0$ ; 3 –  $6d^1D_2$ ;  $T_e = 0,5$  эВ; б – кривая 1 – для уровня  $7p^3P_2$ ; 2 –  $7s^3S_1$ ; 3 –  $6d^3D_3$

приведенной населенности. Видно, что для малых  $n_e^{тепл}$  приведенная населенность постоянна и зависимость  $N_i$  от  $W(R^+)$  близка к линейной. При дальнейшем повышении  $n_e^{тепл}$  (с ростом плотности тока) в результате столкновений с электронами и атомами, главным образом за счет девозбуждающих столкновений, происходит перераспределение населенностей уровней, причем вышерасположенные уровни ( $P$  и  $S$ ) дополнительно опустошаются (приведенная населенность имеет тенденцию к снижению), а нижерасположенные  $\{(n-1)D$  и  $(n-1)P\}$  – дополнительно подзаселяются (приведенная населенность начинает расти, достигает максимума и далее снижается).

В то же время для резонансных дублетных  $7p\ ^2P_{3/2,1/2}$ -уровней HgII и резонансных синглетных  $7p\ ^1P_1$ -уровней ТП и  $5p\ ^1P_1$ -уровней GaII с ростом плотности электронов и благодаря тому что  $n_e \approx N(M_0^+)$  [9], за счет пленения резонансного излучения происходит монотонное увеличение времени их жизни, что

при промежуточных значениях  $n_e^{\text{тепл}}$  ( $10^{13}$  см $^{-3}$  для ТП на рис. 2,а) даже несколько увеличивает приведенную населенность.

Точка пересечения кривых для пар уровней  $P-S$  и  $P-D$ , связанных оптическим переходом, соответствует исчезновению инверсии и дает значение  $n_e^{\text{крит}}$  (т.е. инверсия имеет место при  $n_e \leq n_e^{\text{крит}}$ ). Величина  $n_e^{\text{крит}}$  падает с уменьшением  $T_e$ . Так, для перехода ТП  $7p^3P_2^{\circ}-7s^3S_1$  ( $\lambda = 594,95$  нм) при  $T_e = 0,5$  и  $1,0$  эВ, критическая плотность  $n_e^{\text{крит}}$  равна соответственно  $2 \cdot 10^{14}$  и  $3,5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ .

Зависимости  $N_i/g_iW(R^+)$  от  $n_e^{\text{тепл}}$  для четырех переходов HgII, девяти переходов ТП и восьми переходов GaII использовались при вычислениях зависимостей  $\alpha_{ik}/W(R^+) = \phi(n_e^{\text{тепл}})$ , а также зависимостей  $\alpha_{ik}(n_e^{\text{тепл}}) \equiv \alpha_{ik}(J_{\text{disch}})$  путем использования выражения (7). В табл. 2 а – в для этих переходов

Таблица 2а

Результаты расчетов и измерений коэффициентов усиления  $\alpha_{ik}$  для переходов HgII ( $T_e = 0,5$  эВ)

Переход	$\lambda$ , нм	$n_e^{\text{опт}} \times 10^{13}$ , см $^{-3}$	$J_{\text{опт}}$ , А/см $^2$	$\chi$	$\alpha$ , отн. ед.	$\alpha^{\text{эксп}}$ , $10^{-2}$ , см $^{-1}$ [1, 3]
$7p^3P_{3/2}-7s^3S_{1/2}$	614,9	13	0,9	0,3	0,012	7,0
$7p^2P_{1/2}-7s^2S_{1/2}$	794,5	7,9	0,54	1	0,0125	8,0
$7p^2P_{3/2}-6d^2D_{5/2}$	1555	260	18	0,3	1	
$7p^2P_{1/2}-6d^2D_{3/2}$	3016	440	30	1	0,75	

Таблица 2б

Результаты расчетов и измерений коэффициентов усиления  $\alpha_{ik}$  для переходов ТП ( $T_e = 0,5$  эВ)

Переход	$\lambda$ , нм	$n_e^{\text{опт}} \times 10^{13}$ , см $^{-3}$	$J_{\text{опт}}$ , А/см $^2$	$\chi$	$\alpha$ , отн. ед.	$\alpha^{\text{эксп}}$ , $10^{-2}$ , см $^{-1}$ [3, 5]
$7p^3P_2-7s^3S_1$	594,9	4	0,9	0,42	0,16	3,5
$7p^3P_1-7s^3S_1$	696,7	0,2	0,022	0,39	0,00046	–
$7p^3P_0-7s^3S_1$	707,0	1,1	0,17	0,47	0,0041	0,9
$7p^1P_1-7s^1S_0$	695,0	1,5	0,17	0,47	0,074	2,0
$7p^1P_1-7s^3S_1$	582,9	5	0,55	0,39	0,0018	0,3
$7p^3P_2-6d^3D_3$	1922	30	2,4	0,57	1	
$7p^3P_1-6d^3D_2$	3179	80	6,9	0,6	0,23	
$7p^3P_0-6d^3D_1$	3111	200	27,7	0,67	0,13	
$7p^1P_1-6d^1D_2$	1385	200	20,7	0,6	0,85	

Таблица 2в

Результаты расчетов и измерений коэффициентов усиления  $\alpha_{ik}$  для переходов GaII ( $T_e = 0,5$  эВ)

Переход	$\lambda$ , нм	$N_e^{\text{опт}} \times 10^{13}$ , см $^{-3}$	$J_{\text{опт}}$ , А/см $^2$	$\chi$	$\alpha$ , отн. ед.	$\alpha^{\text{эксп}}$ , $10^{-2}$ , см $^{-1}$ [7]
$5p^3P_2-5s^3S_1$	633,42	2	0,34	0,32	0,26	5
$5p^3P_1-5s^3S_1$	641,94	1	0,31	0,24	0,11	
$5p^3P_0-5s^3S_1$	645,82	3,5	0,48	0,3	0,05	
$5p^1P_1-5s^1S_0$	719,87	2	0,28		0,08	4
$5p^3P_2-4d^3D_3$	2061	40	4,1		1	
$5p^3P_1-4d^3D_2$	2139	20	4,1		0,5	
$5p^3P_1-4d^3D_1$	2128	20	5,5		0,25	
$5p^3P_0-4d^3D_1$	2169	20	5,5		0,27	
$5p^1P_1-4d^1D_2$	779,97	11	2,05		0,24	3,5*

\* Оптимальная плотность тока не была достигнута.

при фиксированном, типичном для импульсного РПК, значении электронной температуры  $T_e = 0,5$  эВ приведена величина  $\alpha_{ik}^{\text{max}}$ , а также соответствующие ей значения  $(n_e^{\text{тепл}})_{\text{опт}}$  и  $J_{\text{опт}}$ , что отвечает фиксированной длительности импульса тока разряда порядка 0,5 мкс. Там же приведены значения факторов расщепления линий,  $\chi_{ik}$ , рассчитанные для всех переходов по [10] и проверявшиеся нами ранее для  $P-S$ -переходов ТП [5]. Поскольку в (2) входит фактор  $\chi_{ik}$ , то полученное значение  $\alpha_{ik}^{\text{max}}$  можно сравнить с известными экспериментальными данными. Поэтому в табл. 2 а–в приведены также экспериментальные значения коэффициентов усиления для переходов в видимой части спектра, измерявшиеся в [1, 3, 5, 7]. Видно, что соотношение теоретических  $\alpha_{ik}$ , рассчитанных в относительных единицах, и соотношение экспериментальных  $\alpha_{ik}^{\text{эксп}}$  для известных, наиболее интенсивных лазерных линий достаточно хорошо совпадают.

Из однотипных перезарядочных переходов таллия и галлия наименьший оптимальный ток отмечается для тех переходов, где девозбуждение столкновениями (главным образом, по каналу  $P-D$ ) наиболее существенно, а парциальное сечение перезарядки меньше ( $7p^3P_{1,0}$  ТП). Тем не менее и для  $7p^3P_2^{\circ}-7s^3S_1$ -перехода ТП именно девозбуждение электронами отвечает за насыщение мощности излучения.

Результаты расчетов качественно объясняют и экспериментальные временные зависимости лазерной мощности на отдельных линиях. Так, для линии 594,9 нм ТП, аналогично ситуации, описанной в [9] для линии 615 нм HgII, при удлинении импульса тока оптимальной амплитуды, через 1,5–2 мкс происходит насыщение коэффициента усиления и мощности генерации, затем их снижение и при  $\tau \geq 2,5$  мкс – срыв инверсии.

Расчеты показали, что при плотности тока разряда  $J \leq 0,5$  А см $^{-2}$  и длительностях импульса тока  $\tau \leq 1$  мкс медленные электроны не изменяют населенность лазерных  $7p^3P_2^{\circ}-7s^3S_1$  уровней ТП, однако при большей длительности импульсов (около 1,5 мкс и более) инверсия населенности на уровнях резко снижается вплоть до полного исчезновения при  $\tau \geq 3$  мкс. Это происходит главным образом за счет девозбуждающих столкновений ионов металла с тепловыми электронами, снижающих населенность верхнего лазерного уровня и увеличивающих населенность близко расположенных уровней  $6^3D$ . Причем для переходов ТП с уровнями  $7p^3P_{1,0}$ , расположенных «ближе» к уровням  $6^3D$ , процесс тушения более существен. Подчеркнем, что в лазерах с РПК за счет специфического распределения электронов по энергиям этот процесс становится возможным не только в послесвечении плазмы разряда (как в положительном столбе), но и во время протекания импульса тока.

Очевидно, что при удлинении импульса тока, для того чтобы  $n_e$  не превышало  $n_e^{\text{крит}}$ , оптимальная амплитуда тока должна снижаться, что и наблюдается и качественно подтверждает важность учета электронного девозбуждения для всех переходов. Напротив, в

первые доли микросекунды из-за малых  $n_e$  процесс электронного девозбуждения начинает играть роль при токе, в несколько раз большем, при этом скорость возбуждения перехода быстрыми электронами для таких  $\tau$ , когда  $n_e < n_e^{\text{крит}}$ , будет выше во столько же раз.

Из табл. 2 а и 2 б видно, что помимо  $P-S$ -переходов, генерация на которых наблюдалась ранее, выполненный анализ указывает на существование инверсии и, следовательно, предсказывает возможность генерации на ИК-переходе HgII с  $\lambda = 3016$  нм, на четырех ИК-переходах TIII в диапазоне 1385...3179 нм, наиболее интенсивные из которых имеют  $\lambda = 1922$  и 1385 нм, и на трех переходах GaII в диапазоне 2061...2169 нм, наиболее интенсивный из которых с  $\lambda = 2061$  нм. Ненасыщенный коэффициент усиления на этих ИК-переходах в 4–6 раз превышает усиление на наиболее интенсивном  $7p \ ^3P_2-7s \ ^3S_1$ -переходе TIII и  $5p \ ^3P_2-5s \ ^3S_1$ -переходе GaII, а величина  $n_e^{\text{крит}}$  на порядок выше, что расширяет диапазон необходимых при эксперименте амплитуды и длительности импульса тока.

Работа поддержана грантом РФФИ № 99-02-17539 и грантом Минобразования РФ № E20-3.2-157.

1. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
2. Ivanov I.G., Latush E.L. and Sem M.F. Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. Chichester; New York; Brisbane; Toronto; Singapore: John Wiley&Son, 1996. 285 p.
3. Zinchenko S.P., Ivanov I.G. and 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. 150–165.
4. Иванов И.Г., Сэм М.Ф. Генерация на ионных переходах таллия и галлия // Электрон. техн. Сер. 4. 1974. № 2. С. 12–16.
5. Вайнер В.В., Зинченко С.П., Иванов И.Г., Сэм М.Ф. Характеристики излучения ионного лазера на парах таллия // Ж. прикл. спектроскопии. 1979. Т. 31. Вып. 5. С. 905–907.
6. Grozeva M.G., Sabotinov N.V., Janossy M. High current regime of the helical hollow cathode Ne–TlCl and He–Kr lasers // Opt. and Quantum Electron. 1986. V. 18. № 2. P. 455–459.
7. Зинченко С.П., Иванов И.Г., Сэм М.Ф. Исследование инверсной заселенности на ионных переходах меди и гал-

лия в импульсном разряде с полым катодом: Тез. докладов совещания «Инверсия населенностей и генерация на переходах в атомах и молекулах». Томск, 1986. Ч. 1. С. 146.

8. Ivanov I.G., Pimonov A.Yu. A pulsed helium-krypton-mercury laser with a hollow cathode discharge // J. Moscow Phys. Soc. 1997. V. 7. № 4. P. 371–377.
9. Зинченко С.П., Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Влияние неупругих столкновений с медленными электронами на возбуждение линий в He–Hg-лазере с полым катодом // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58. Вып. 2. С. 302–306.
10. Landolt–Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik // Atom und Molecular Physik. 1950. Teil 5. Bd 1. 560 с.
11. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
12. Вайнер В.В., Калинин Г.А., Иванов И.Г. Радиальные характеристики плазмы при разряде с полым катодом в смеси гелий–пары металла // Физ. плазмы. 1990. Т. 16. № 4. С. 460–466.
13. Былкин В.И. Перезарядка в возбужденное состояние // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 29. Вып. 6. С. 1036–1042.
14. Иванов И.Г., Сэм М.Ф. Генерация в смеси ртуть–гелий при катафорезе // Электрон. техн. Сер. 4. 1974. № 10. С. 42–46.
15. Kano H., Shay T. and Collins G.J. A second look at the excitation mechanism of the He–Hg+ laser // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 27. № 11. P. 610–612.
16. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д. Изучение процессов заселения ионных уровней ртути в разряде He–Hg-методом модуляции населенностей // Изв. вузов. Физ. 1984. № 5. С. 90–97.
17. Бочкова О.П., Ивакин И.А., Островский В.Н., Толмачев Ю.А., Кулигин А.В. Исследование перезарядки в системе He–Hg при тепловых энергиях // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 67. Вып. 3. С. 510–516.
18. Belyaev A.K., Grosser J. Theoretical treatment of inelastic thermal He+ –Hg collisions // J. Phys. B. 1996. V. 29. P. 5843–5855.
19. Turner-Smith A.R., Green J.M., Webb C.E. Charge transfer into excited states in thermal energy collision // J. Phys. B. 1973. V. 6. № 11. P. 114–130.
20. Павловская Е.Н., Подмошеский Н.В. Влияние атомных столкновений на распределение заселенностей уровней гелия // Оптика и спектроскопия. 1973. Т. 34. № 1. С. 19–23.
21. Ogoyski A.I. Diffusion and depopulation of metastable states in collision with atoms // J. Phys. B. 1999. V. 32. № 9. P. 5479–5488.

*I.G. Ivanov and M.F. Sam. The kinetic processes in active media of the He–Hg<sup>+</sup>, Ne–Tl<sup>+</sup> and Ne–Ga<sup>+</sup> pulsed ion HCD metal vapor lasers.*

The results of theoretical and experimental study of the ion laser level density, gain and laser output power dependences on variation of hollow cathode discharge (HCD) parameters for Hg<sup>+</sup>, Tl<sup>+</sup> and Ga<sup>+</sup> laser transitions pumped by inelastic thermal charge-transfer collisions with simultaneous excitation are presented. These transitions are  $7p \ ^2P-7s \ ^2S$  and  $7p \ ^2P-6d \ ^2D$  HgII in the He–Hg mixture and  $np^{1,3}P-ns \ ^1,3S$  and  $np \ ^1,3P-(n-1)d \ ^1,3D$  TIII ( $n=7$ ) and GaII ( $n=5$ ) in the Ne–Tl mixture and in Ne–Ga mixture, respectively, which are the most effective laser media of the pulsed HCD lasers. A detailed kinetic model: <sup>a)</sup> is based on the affirmation that the total charge transfer rate for all pumped metal levels is equal to the buffer gas ionization rate because in the negative glow (NG) of the HCD the decay rate of the buffer gas ion by charge-transfer process is higher than that by ambipolar diffusion; <sup>b)</sup> takes into account the collisions of metal ion excited states with thermal electrons and atoms leading to ion excitation or deexcitation; <sup>c)</sup> uses the calculated transition probabilities in Coulomb approximation taking into account the resonant trapping; <sup>d)</sup> uses the partial charge-transfer cross-sections values which are calculated based on Landau–Zener theory and Vigner spin rule and corrected accounting for the experimental data. The numerical calculations were made for the NG thermal electron temperature and other discharge parameter values typical for the HCD. The results of calculations for known laser transitions are in a good agreement with the experimental data and predict the laser action and laser parameter values for new IR transitions.