

Инверсная заселенность в ионных лазерах на парах щелочноземельных металлов при накачке перезарядкой в импульсном разряде с полым катодом

А.В. Кравченко, И.Г. Иванов*

*Южный федеральный университет
344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5*

Поступила в редакцию 28.07.2009 г.

Представлены результаты исследований поведения населенности ионных уровней Be, Ca и Sr, а также коэффициентов усиления на дублетных лазерных переходах металлов, возбуждаемых в плазме импульсного разряда с полым катодом (РПК) в смесях Be–Ne, Be–Ne, Ca–Ar, Ca–Kr и Sr–Kr. Заселение ионных уровней металлов и создание инверсной заселенности осуществляются посредством перезарядки ионов буферного инертного газа на атомах металла, а также возбуждающих и девозбуждающих столкновений ионов металла с многочисленной группой тепловых электронов плазмы импульсного РПК, которые существенно перераспределяют ионы по энергетическим уровням и во многом определяют характеристики лазера. Подробно рассмотрена кинетика уровней в смеси Sr–Kr, где для переходов 6^2P-6^2S и 6^2P-5^2D SrII такие столкновения приводят к снижению заселенности верхних лазерных уровней 6^2P и к росту заселенности уровней 5^2D . Проведенные расчеты прогнозируют параметры 32 новых лазерных переходов BeII, CaII и SrII в импульсном РПК, принадлежащих видимой и инфракрасной частям спектра.

Ключевые слова: инверсия населенностей, газоразрядный лазер на парах металла, накачка перезарядкой, столкновительное девозбуждение ионов, разряд с полым катодом; population inversion, gas discharge metal vapor laser, charge transfer excitation, deexcitation by collisions, hollow cathode discharge.

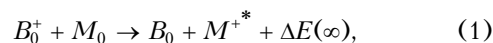
Введение

Использование плазмы отрицательного свечения (ОС) разряда с полым катодом (РПК) для возбуждения ионных лазерных переходов металлов неупругими «перезарядочными» столкновениями с ионами инертного буферного газа имеет ряд неоспоримых преимуществ перед положительным столбом (ПС) продольного разряда [1]. Однако вследствие склонности стационарного РПК к нарушению пространственной однородности плазмы с ростом мощности накачки инверсия и оптимальная мощность накачки реализованы в этом режиме лишь для малого числа из возможных лазерных переходов. В то же время режим возбуждения разряда короткими импульсами тока (длительностью 0,1–10 мкс) позволяет сообщить активной среде оптимальный уровень накачки, избегая развития неоднородностей плазмы разряда, а изменением частоты следования импульсов регулировать средние значения вкладываемой мощности и мощности лазерного излучения. Недавние наши исследования кинетики активных сред лазеров с РПК на парах ртути, таллия, галлия, кадмия, цинка, индия с накачкой перезарядкой (см., например, [2, 3]) позволили определить значения оптимальной мощности накачки и инверсии на известных и некоторых новых ионных лазерных переходах металлов.

В настоящей статье рассмотрена кинетика создания инверсии на ионных переходах Be, Ca и Sr при накачке в ОС импульсного РПК в смесях Be–Ne, Be–Ne, Ca–Ar, Ca–Kr и Sr–Kr перезарядкой ионов буферного инертного газа на атомах металла, что позволило оптимизировать условия разряда, объяснить временные характеристики, а также обнаружить инверсию на ряде новых переходов в дополнение к известным, в том числе ионным «самоограниченным» и «рекомбинационным», переходам Ca и Sr [4, 5].

Преимущества накачки перезарядкой ионных уровней металлов в ОС РПК

Происходящая в газоразрядной плазме реакция перезарядки заключается в неупругом столкновении 2-го рода иона буферного инертного газа и атома металла при тепловых скоростях частиц и сопровождается передачей энергии и заряда:



где B_0 и B_0^+ – атом и ион буферного инертного газа в основных состояниях; M_0 и M^{+*} – атом металла в основном состоянии и ион в возбужденном состоянии; $\Delta E(\infty)$ – разность энергий B_0^+ и M^{+*} при достаточно большом расстоянии между частицами. Эффективное сечение перезарядки на данный уровень M^{+*} максимально при $\Delta E(\infty) \approx 0,1 \dots 0,4$ эВ и для $\Delta E(\infty) > 1$ эВ быстро убывает (модель Ландау–Зинера) [6]. Полное

* Александр Владимирович Кравченко (akrav@donpac.ru);
Игорь Григорьевич Иванов (ig.ivanov@mail.ru).

эффективное сечение перезарядки $Q_{ПЗ}$ обычно превышает газокинетическое. Так, например, для столкновений $Kr^+ - Sr$ и $Kr^+ - Ca$ значение $Q_{ПЗ}$ равно соответственно $2,5 \cdot 10^{-15}$ и $1,9 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [4]. Благодаря селективности накачки перезарядка (1) является эффективным процессом создания инверсии на переходах M^{*+} в ОС РПК. Кроме того, нижерасположенные ионные уровни металла, как найдено в [2, 3, 7], могут эффективно заселяться с уровней, заселяемых перезарядкой непосредственно путем радиационных переходов, а также путем «сверхупругих» столкновений с медленными электронами и тяжелыми частицами плазмы.

Особенности кинетики плазмы ОС РПК объясняют его преимущества перед другими способами накачки (в ПС продольного разряда и др.). Главным из них является наличие у распределения электронов по энергиям в ОС (по сравнению с максвелловским в ПС) избытка как быстрых, так и тепловых электронов. Группа быстрых электронов приобретает энергию в области катодного падения потенциала ($\epsilon_0 \approx eU_{КП}$) (ϵ_0 составляет несколько сотен эВ в стационарном и до 2 кэВ – в импульсном РПК) и осуществляет в ОС преимущественную эффективную ионизацию буферного инертного газа с последующей перезарядкой, а группа тепловых электронов обеспечивает эффективные сверхупругие столкновения. Причем с учетом роста величины катодного падения $U_{КП}$ при укорочении импульса тока, а также при добавлении в буферный инертный газ паров металла энергия быстрых электронов и скорость ионизации газа поддерживаются в смеси достаточно высокими.

Другим преимуществом ОС РПК является то, что оптимальная концентрация паров металла в ионных лазерах с РПК выше на 1–2 порядка, чем в ПС разряда, что во многом и определяет эффективность накачки перезарядкой в РПК. В самом деле, скорость заселения перезарядкой уровня i иона металла M^{*+} будет

$$W_{ПЗ}^i = N(B_0^+)N(M_0)K_{ПЗ}^i, \quad (2)$$

где $K_{ПЗ}^i = \overline{VQ_{ПЗ}^i}$ – константа заселения уровня « i », т.е. усредненное по относительным скоростям сталкивающихся частиц V парциальное сечение перезарядки $Q_{ПЗ}^i = \xi_i Q_{ПЗ}$, ξ_i – парциальный коэффициент перезарядки на уровень i , имеет смысл вероятности заселения i -го уровня ($\xi_i \leq 1$). Очевидно, что $K_{ПЗ}^i = \xi_i K_{ПЗ}$ и $W_{ПЗ}^i = \xi_i W_{ПЗ}$, где $W_{ПЗ}$ и $Q_{ПЗ}$ – полные скорость и сечение перезарядки.

Учитывая, что главными процессами дезактивации ионов B_0^+ являются амбиполярная диффузия и рекомбинация (с суммарной частотой $\nu(B_0^+)$), а также перезарядка, для (2) получим

$$W_{ПЗ}^i = \xi_i W_{ПЗ} = \frac{W(B_0^+)N(M_0)\xi_i K_{ПЗ}}{\nu(B_0^+) + N(M_0)K_{ПЗ}}, \quad (3)$$

где $W(B_0^+)$ – скорость ионизации буферного газа.

При типичном для РПК давлении буферного газа 10...30 торр [1] в знаменателе (3) $N(M_0)K_{ПЗ} \gg \nu(B_0^+)$, если $N(M_0) \geq 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что и задает оптималь-

ную концентрацию паров металла (например, для смеси $Kr - Sr$ $N(Sr_0)^{опт} \geq 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), и тогда для (3) имеем

$$W_{ПЗ}^i \approx \xi_i W(B_0^+), \quad W_{ПЗ} \approx W(B_0^+), \quad (4)$$

т.е. полная скорость накачки перезарядкой всех уровней металла в ОС РПК становится равной скорости ионизации буферного газа, а не 0,4...0,5 этой скорости, как в лазерах с ПС.

При оптимальной концентрации паров в РПК с цилиндрической катодной полостью [1] зависимость скорости ионизации газа $W(B_0^+)$ от его давления определяется радиальным профилем $W(B_0^+)(r)$ по сечению ОС (r – радиальная координата). Этот профиль определяется двумя факторами: затуханием числа быстрых электронов в радиальном направлении от стенки катодной полости к ее оси за счет неупругих ионизирующих газ столкновений и фокусировкой этих электронов в приосевой зоне. Если начальная энергия электрона вблизи стенки $eU_{КП}$, эффективное сечение ионизации газа q_i , средняя энергия, теряемая электроном на ионизацию, $\sim 2\epsilon_i$, где ϵ_i – потенциал ионизации газа, то критерий оптимальной концентрации газа можно получить исходя из того, что длина пробега быстрого электрона должна быть близка к значению радиуса катодной полости R , т.е.:

$$N(B) \approx eU_{КП}(2q_i\epsilon_i R)^{-1}. \quad (5)$$

Для исследуемых смесей при длительности импульса тока 0,5...1 мкс в РПК $U_{КП} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ В}$, и тогда из (5) получим $N(B)R \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, что близко к эксперименту.

Модель кинетики накачки лазерных переходов в ОС РПК

Анализ ионных спектров Be, Ca и Sr (рис. 1–3) указывает на ряд уровней металлов, энергия которых близка к энергии ионизации инертных газов: He и Ne – для Be, Ar и Kr – для Ca и Kr – для Sr, что делает возможным перезарядку ионов газа на атомах металла (1). Оптимальное значение тока (концентрации электронов) для конкретного лазерного перехода, определяющего значение мощности накачки в ОС РПК, будет зависеть от скорости его заселения перезарядкой, а также от интенсивности процессов возбуждения и девозбуждения уровней за счет столкновений в плазме. Кинетическое уравнение, описывающее динамику населенности i -ионного уровня металла в квазистационарном приближении (характерные времена изменения параметров накачки много больше времен жизни возбужденных уровней), запишем в виде

$$\frac{dN_i(M^{*+})}{dt} = \xi_i W_{ПЗ} + \sum_{j>i} \left\{ A_{ji} + \overline{q_{ji}v_e n_e} + \overline{Q_{ji}^B} V N(B) + \overline{Q_{ji}^M} V N(M) \right\} N_j + \sum_{k<i} \left\{ \overline{q_{ki}v_e n_e} + \overline{Q_{ki}^B} V N(B) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \overline{Q_{ki}^M} \overline{VN(M)} \} N_k - \frac{D_a}{\Lambda^2} N_i - \\
& - \sum_{k < i} \left\{ A_{ik} + \overline{q_{ik} v_e n_e} + \overline{Q_{ik}^B} \overline{VN(B)} + \overline{Q_{ik}^M} \overline{VN(M)} \right\} N_i - \\
& - \sum_{j > i} \left\{ \overline{q_{ij} v_e n_e} + \overline{Q_{ij}^B} \overline{VN(B)} + \overline{Q_{ij}^M} \overline{VN(M)} \right\} N_i - \\
& - \sum_{l < i} \chi_{il} A_{il} N_i = 0. \quad (6)
\end{aligned}$$

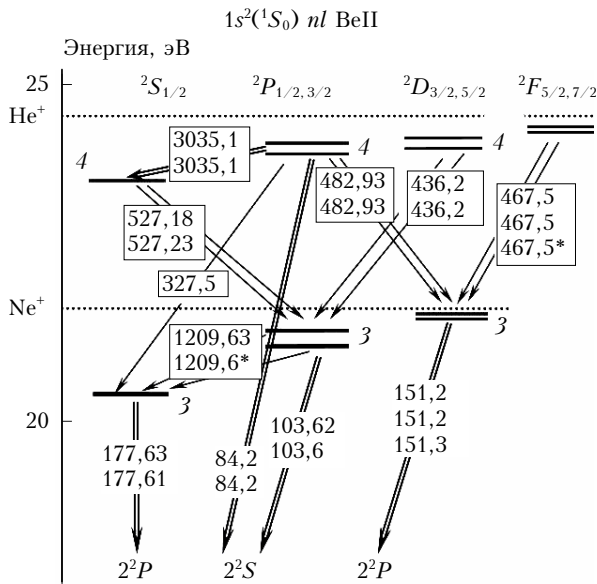


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней иона бериллия BeII. Цифры у стрелок – длина волны перехода в нм, длины волн лазерных переходов в импульсном РПК выделены рамкой, известные лазерные переходы отмечены звездочкой

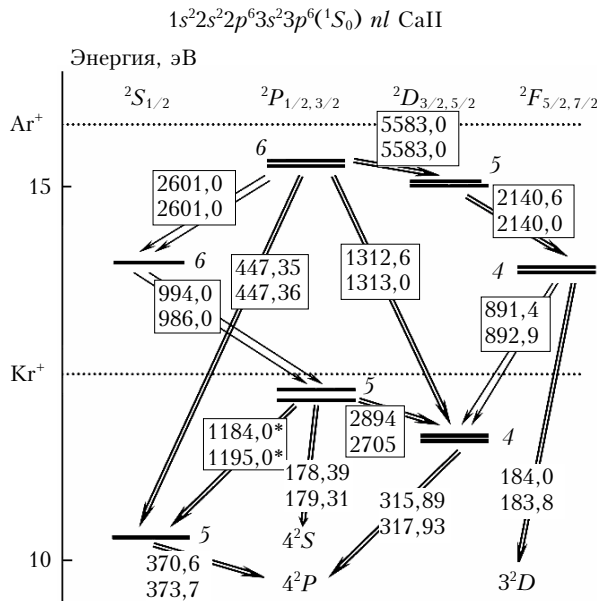


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней иона кальция CaII. Пояснения см. в подписи к рис. 1

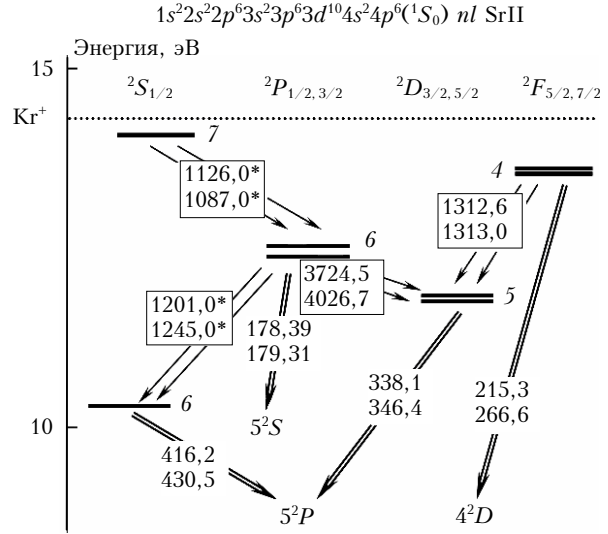


Рис. 3. Диаграмма энергетических уровней иона стронция SrII. Пояснения см. в подписи к рис. 1

Для каждого уровня в (6) учитывались следующие виды накачки и дезактивации:

– непосредственная накачка данного уровня перезарядкой со скоростью $W_{ПЗ}^i = \xi_i W_{ПЗ}$;

– переходы, приводящие к заселению уровня i : а) с вышеразположенных уровней j (индекс ji), в том числе и заселяемых перезарядкой непосредственно: радиационные (каскадные) и девозбуждающие столкновительные переходы с электронами (сечения q) и атомами смеси (сечения Q); б) с нижеразположенных уровней (индекс ki) за счет столкновений с электронами и атомами смеси, включая основные и метастабильные состояния атома и иона;

– переходы, приводящие к дезактивации уровня i : а) радиационные (вероятность спонтанного перехода A_{ik}), б) столкновительные с уровня i на нижеразположенные уровни k (индекс ik) и на вышеразположенные уровни (индекс ij). В (6) обозначено: D_a/Λ^2 – диффузионная частота ухода иона M^{+*} , $\chi_{il} A_{il}$ – радиационная вероятность резонансного перехода с учетом пленения излучения. Сечения столкновений усреднялись по относительным скоростям частиц, константы прямых и обратных переходов связаны принципом детального равновесия (см. подробнее в [3]). Сечения $M^{+*} - M$ и $M^{+*} - B$ оценивались нами как газокинетические. Коэффициенты Эйнштейна A_{ik} для одноэлектронных дублетных спектров BeII, CaII и SrII, входящие в (6) и необходимые для вычисления констант столкновительных переходов, рассчитывались в кулоновском приближении, хорошо выполняющимся для этих спектров.

Из решения системы линейных неоднородных уравнений (6) для всех ионных уровней M^{+*} , связанных оптическими и столкновительными переходами, можно найти приведенную концентрацию возбужденных ионов металла $N_i/(g_i W_{ПЗ})$, где g_i – статвес, и далее для каждой пары уровней i и k , с учетом типа уширения данной линии – значение приведенного ненасыщенного коэффициента усиления $G_{ik}/W_{ПЗ}$.

Найти далее значение G_{ik} можно, зная связь $W_{ПЗ}$ и выраженного через величину тока разряда какого-либо параметра плазмы, например концентрации тепловых плазменных электронов, следующим образом. Пренебрегая вкладом в ионизацию газа электронов с энергиями вблизи порога ϵ_i , а также считая функцию ионизации буферного газа $q_i(\epsilon)$ и распределение электронов по энергиям $f(\epsilon)$ выше $\sim 2\epsilon_i$ медленно меняющимися функциями энергии быстрых электронов ϵ , для $W_{ПЗ}$ можно получить

$$W_{ПЗ} \approx N(B_0) \int_{\epsilon_i}^{\infty} f(\epsilon) q_i(\epsilon) \epsilon d\epsilon \propto n_e^6 \propto n_e^{\tau}. \quad (7)$$

Пропорциональность числа быстрых и тепловых электронов в плазме ОС РПК подтверждается и нашими измерениями.

Динамика инверсии и новые лазерные переходы

Парциальные коэффициенты перезарядки ξ_i рассчитывались по теории Ландау–Зинера [6] для уровней металлов с $0 < \Delta E(\infty) < 1,5$ эВ. Для уровней ВеII в смеси Ве–Не накачка распределяется между шестью уровнями с максимумом на уровень $4F$, с последующими быстрыми столкновительными переходами на уровень $2P$, а в смеси Ве–Не – между $3P$ - и $3D$ -уровнями с примерно равной вероятностью. Для СаII перезарядка действует наиболее эффективно в смеси Са–Кг, заселяя уровень $5P$ и создавая инверсию на переходах $5P-5S$ и $5P-4D$. В SrII наибольший $\xi_i \approx 0,49$ имеет место в смеси Sr–Кг для уровня $7S$ с $\Delta E(\infty) \approx 0,25$ эВ, и как следствие путем каскадного перехода $7S-6P$ эффективно создается инверсия на переходах $6P-6S$ и $6P-5D$. Оценки показали, что из атом-атомных столкновений существенны лишь девозбуждающие и только для переходов между уровнями мультиплетов, среди них наибольший вклад дают столкновения типа $M^{+*} - B$.

На рис. 4 в качестве примера показан типичный ход изменений приведенной населенности на уровнях SrII и коэффициента усиления на $6P-6S$ - и $6P-5D$ -переходах SrII для типичных в ОС РПК концентрации ($n_e^{\tau} = 10^{10} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и температуре тепловых плазменных электронов ($T_e = 1$ эВ), что соответствует длительности импульса тока $0,5 \dots 3$ мкс [1].

Видно, что для малых n_e^{τ} приведенная населенность постоянна и зависимость N_i от $W(B^{\tau})$ близка к линейной. При дальнейшем повышении n_e^{τ} (с ростом плотности тока) в результате столкновений с электронами, главным образом за счет девозбуждающих столкновений, происходит перераспределение населенностей уровней, причем вышерасположенные уровни ($6P$) дополнительно опустошаются (приведенная населенность $N_i/(g_i W_{ПЗ})$ имеет тенденцию к снижению), а нижерасположенные $6S$ и $5D$ дополнительно заселяются ($N_i/(g_i W_{ПЗ})$ начинает расти, достигает максимума и далее снижается только при $n_e^{\tau} \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Для уровня $6^2P_{3/2}$ спад начинается

при более высоких n_e^{τ} , чем для уровня $6^2P_{1/2}$, что связано с более эффективным пленением резонансного излучения на переходе $6^2P_{3/2}-5^2S_{1/2}$. Точка пересечения пар кривых для уровней, связанных оптическим переходом ($6P-6S$ и $6P-5D$ на рис. 4, а), соответствует исчезновению инверсии и дает значение n_e^{τ} (т.е. инверсия имеет место при $n_e \leq n_e^{\tau}$).

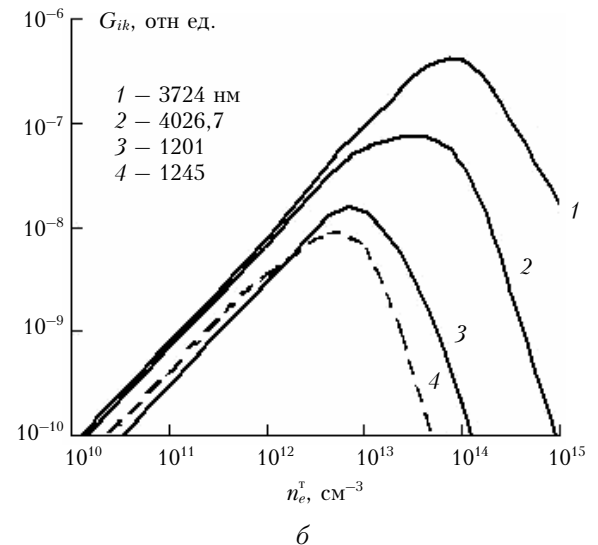
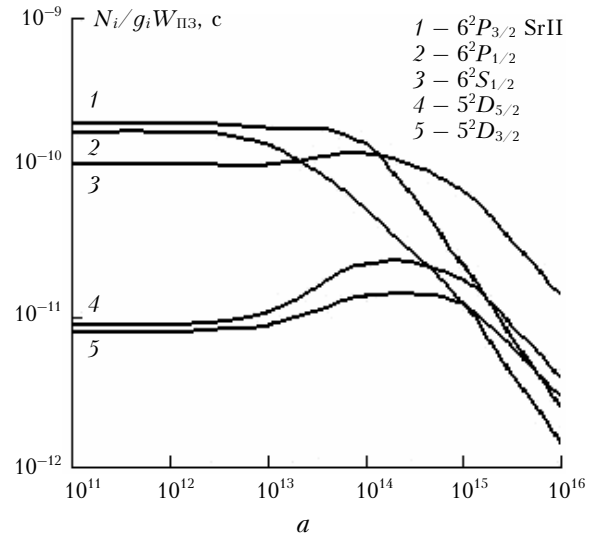


Рис. 4. Зависимости приведенной населенности ионных уровней SrII $N_i/(g_i W_{ПЗ})$ (а) и ненасыщенного коэффициента усиления G_{ik} на $P-S$ - и $P-D$ -переходах SrII (б) от концентрации тепловых электронов плазмы ОС – n_e^{τ} в импульсном РПК. Смесь Sr–Кг

Описанная кинетика объясняет и экспериментальные временные зависимости лазерной мощности на отдельных линиях [8]. Так, для линии 1245 нм SrII, аналогично ситуации, описанной в [2] для линий 615 нм HgII и 594,9 нм TlII, 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. При длительностях импульса тока $\tau \leq 1$ мкс медленные электроны мало

изменяют населенность лазерных $6^2P_{3/2}$ - и $6^2S_{1/2}$ -уровней SrII. Однако при большей длительности импульсов (около 1,5 мкс и более) инверсия населенностей на уровнях резко снижается вплоть до полного исчезновения при $\tau \geq 3$ мкс, что определяется накоплением в ОС тепловых электронов и «включением» механизма столкновительного девозбуждения ионов, снижающего населенность верхнего лазерного уровня ($6P$), а также увеличивающего населенность нижнего ($6S$) и близко расположенных уровней 5^2D . Причем для переходов SrII с уровня $6^2P_{1/2}$, «ближе» расположенного к уровням 5^2D , процесс тушения более существен. Отметим, что в лазерах с РПК за счет специфического распределения электронов по энергиям [1] этот процесс становится возможным не только в послесвечении плазмы разряда (как в ПС), но и во время протекания импульса тока. При удлинении импульса тока, для того чтобы n_e не превышало n_e^k , оптимальная амплитуда тока снижается, что и наблюдается в эксперименте. Среди однотипных перезарядочных переходов BeII, CaII и SrII наименьший оптимальный ток отмечается для тех переходов, где столкновительное девозбуждение (главным образом по каналу $P-D$) наиболее существенно, а парциальный коэффициент перезарядки ξ_j меньше.

Наблюдаемый в эксперименте «провал» лазерной мощности, совпадающий с окончанием импульса тока при промежуточных значениях длительности и амплитуды импульса, определяется тем, что в раннем послесвечении n_e^+ снижается быстрее, чем T_e , и инверсия оказывается более высокой, чем в конце импульса тока. С ростом частоты следования импульсов происходит накопление тепловых электронов в плазме РПК, все процессы протекают более интенсивно, а n_e^k снижается.

На диаграммах (см. рис. 1–3) обозначены переходы, на которых наблюдается инверсия населенностей в ОС РПК. Звездочкой отмечены известные лазерные переходы, исследовавшиеся в различных типах разряда (ПС, РПК, при лазерном создании

плазмы в парах металлов) [4, 9, 10]. Выполненный нами анализ указывает на то, что в импульсном РПК инверсия возникает еще на 32 новых лазерных переходах BeII, CaII и SrII в видимой и ИК-частях спектра.

1. *Иванов И.Г.* Ионные лазеры на парах металлов с разрядом с полым катодом // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI–4. Газовые и плазменные лазеры / Под ред. С.И. Яковленко. М.: Физматлит, 2005. С. 446–459.
2. *Иванов И.Г., Сэм М.Ф.* Кинетика активных сред He–Hg, Ne–Tl и Ne–Ga импульсных ионных лазеров с разрядом в полым катоде // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1016–1021.
3. *Ivanov I.G.* Kinetics of active media of He–Zn⁺, He–Cd⁺, He–Tl⁺ and Ne–In⁺ Hollow Cathode Lasers and New Laser Lines // Proc. SPIE. 2004. V. 5483. P. 104–119.
4. *Латуш Е.Л.* Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах металлов: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. Ростов-на-Дону: РГУ, 2000. 42 с.
5. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полушин Ю.П., Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Фесенко А.А.* О предельной частоте следования импульсов генерации самоограниченного He–Sr⁺-лазера // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21. № 8. С. 696–699.
6. *Turner-Smith A.R., Green J.M., Webb C.E.* Charge transfer into excited states in thermal energy collisions // J. Phys. B. 1973. V. 6. N 1. P. 114–130.
7. *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.
8. *Kravchenko A.V., Ivanov I.G.* Temporal behavior of gain and output power in ion metal vapor lasers used hollow cathode discharge // Abstracts of the 9 Int. Conf. «Atomic and molecular pulsed lasers» (AMPL-2009), Tomsk (Inst. of AO SB RAS). 2009.
9. *Wood O.R., Macklin J.J., Silfvast W.T.* Single-ion recombination lasers in CO₂ laser-vaporized target material // Appl. Phys. Letts. 1984. V. 44. N 12. P. 1123–1125.
10. *Macklin J.J., Wood O.R., Silfvast W.T.* New recombination lasers in Li, Al, Ca, and Cu in a segmented plasma device employing foil electrodes // IEEE J. Quantum Electron. 1992. V. 18. N 11. P. 1832–1835.

A.V. Kravchenko, I.G. Ivanov. The population inversion in ion alkaline-earth metal vapor lasers, using the pumping by charge transfer in pulsed hollow cathode discharge.

The results of the study of the Be⁺, Ca⁺ and Sr⁺ level population, and laser gain dependences on the variation of pulsed hollow cathode discharge (HCD) parameters for Be–He, Ca–Ar, Ca–Kr, and Sr–Kr mixtures are presented and discussed. Pumping of excited metal ion levels and the population inversion creation goes through the thermal energy charge-transfer reaction between ground state buffer rare gas ions and neutral metal atoms. Owing to the specific energy distribution of electrons in HCD, the second-kind collisions of excited metal ions with HCD plasma thermal electrons take place, which redistribute metal ion population and influence laser parameters. The results of detailed studies of the our kinetic model of pulsed HCD plasma in Kr–Sr vapor mixture show that for 6^2P-6^2S and 6^2P-5^2D Sr⁺ laser transitions the decreasing of 6^2P Sr⁺ upper laser level population and increasing the population of 5^2D levels which closely spaced with 6^2P levels take place. The numerical calculations were made for the pulse HCD, and their results predict the population inversion and laser action for 32 new Be⁺, Ca⁺ and Sr⁺ laser transitions in visible and infrared ranges.