

02; 07

© 1990 г.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМА КСЕНОНА

II. ЛАЗЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А. М. Воинов, С. П. Мельников, А. А. Сиянский*

На основе установленного механизма образования инверсной населенности построена модель, позволяющая определять характеристики рекомбинационных лазеров на переходах $5d-6p$ атома Хе. Рассчитаны зависимости коэффициентов усиления и энергетических параметров от давления и состава смесей Хе—Хе ($\lambda=2.03, 2.65$ мкм) и Аг—Хе ($\lambda=1.73$ мкм), возбуждаемых осколками деления урана и электронными пучками. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Введение

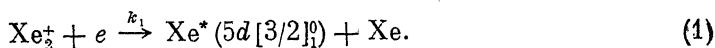
В нашей предыдущей работе [1] рассмотрен механизм генерации рекомбинационных ИК лазеров на переходах $5d-6p$ атома Хе и выполнены расчеты параметров плазмы для экспериментальных условий [2-4], где приведены результаты исследований лазеров на смесях Хе—Хе, Аг—Хе с накачкой осколками деления урана. Ниже представлены результаты расчета лазерных характеристик.

Исходные данные и метод расчета

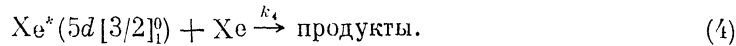
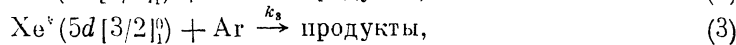
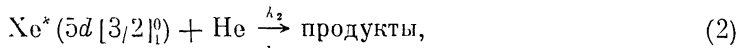
В [2-4] исследованы квазинепрерывные лазеры атмосферного давления на переходах атома Хе, возбуждаемые осколками деления урана. Эксперименты [2] выполнены с использованием цилиндрической лазерной кюветы с внутренним диаметром 27 мм и активной длиной 57 см, на внутреннюю поверхность которой нанесен слой окиси-закиси ^{235}U толщиной около 9 мг/см². Кювета облучалась импульсным потоком тепловых нейтронов с длительностью импульса на половине высоты 0.8 мс. В опытах [3, 4] применялась лазерная кювета с плоскими урановыми слоями длиной 200 см и расстоянием между ними 2 см. Длительность импульса тепловых нейтронов на половине высоты составляла около 4 мс. Энергия, поглощенная в газе, определялась с помощью измеренной в опытах плотности реакций деления и выполненных в [5] расчетов эффективности поглощения кинетической энергии и осколков деления в различных газах.

Максимальные энергетические параметры получены при использовании смесей Хе—Хе и Аг—Хе, где гелий или аргон являются буферными газами, на переходах атома ксенона $5d[3/2]_1^0-6p[5/2]_2$ ($\lambda=1.73$ мкм), $5d[3/2]_1^0-6p[1/2]_0$ ($\lambda=2.65$ мкм) и $5d[5/2]_2^0-6p[5/2]_2$ ($\lambda=2.63$ мкм). В условиях [2] в максимуме импульса накачки удельная мощность накачки q при давлении гелия 2 атм или аргона 0.5 атм составляла $q=550$ Вт·см⁻³, а в [3, 4] $q=20$ Вт·см⁻³.

В [1] сделан вывод, что уровень $5d[3/2]_1^0$, который является верхним для генерационных линий 1.73 и 2.65 мкм, заселяется селективно в результате процесса диссоциативной рекомбинации



Уровень $5d[3/2]_1^0$ является резонансным. Радиационное время жизни этого уровня с учетом пленения резонансного излучения составляет 220 нс [6,7]. Реальное время жизни будет существенно меньше из-за процессов столкновительного тушения



По нашим оценкам $k_2 = k_3 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $k_4 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ($\pm 50\%$). Оценка k_4 на основании данных работы [8] дает примерно такой же результат.

Радиационные времена жизни нижних лазерных уровней $6p[1/2]_0$ и $6p[5/2]_2$ равняются соответственно 22 и 33 нс [6]. Константы скоростей процессов столкновительного тушения уровня $6p[1/2]_0$ атомами Ar и Xe в основном состоянии соответственно равняются $1.4 \cdot 10^{-10}$ и $5.8 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, а уровня $6p[5/2]_2$ — $8.2 \cdot 10^{-11}$ и $9.6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [9].

Формулы для расчета плотности мощности I на выходе резонатора и параметра насыщения I_s можно получить из решения системы кинетических уравнений в стационарном режиме, учитывающей баланс скоростей заселения и релаксации лазерных уровней в режиме генерации,

$$I = I_s \left(\alpha_0 l - \rho l - \ln \sqrt{\frac{1}{r_1 \cdot r_2}} \right) \frac{\ln \sqrt{\frac{1}{r_1 \cdot r_2}}}{\rho l + \ln \sqrt{\frac{1}{r_1 \cdot r_2}}}, \quad (5)$$

$$I_s = \frac{4\pi^2 hc \Delta\nu_0}{\lambda_{ji}^3 A_{ji} \left(\tau_j + \tau_i \frac{g_j}{g_i} - A_{ji} \tau_j \tau_i \frac{g_j}{g_i} \right)}, \quad (6)$$

где ρ — коэффициент вредных потерь в резонаторе; r_1, r_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора; l — активная длина резонатора; h — постоянная Планка; c — скорость света; $\Delta\nu_0$ — столкновительная полуширина линии генерации; A_{ji} — вероятность спонтанного распада; λ_{ji} — длина волны генерации; τ_j, τ_i — времена жизни верхнего и нижнего лазерных уровней с учетом столкновительного тушения; g_j, g_i — статистические веса уровней; α_0 — начальный коэффициент усиления

$$\alpha_0 = \frac{\lambda_{ji}^2}{4\pi^2} \frac{A_{ji}}{\Delta\nu_0} R_j \tau_j \left(1 - A_{ji} \tau_i \frac{g_j}{g_i} \right) \quad (7)$$

(R_j — скорость заселения верхнего лазерного уровня).

Для переходов с $\lambda = 1.73$ и 2.65 мкм вероятности спонтанного распада равняются соответственно $3.04 \cdot 10^5$ и $1.27 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ [6], поэтому в формулах (6), (7) членами, содержащими A_{ji} , можно пренебречь.

В том случае, когда начальный коэффициент усиления значительно превышает потери в резонаторе, из выражений (5)–(7) можно получить простую формулу для расчета удельной мощности генерации

$$\frac{I}{l} = h\nu_{ji} R_j \frac{\tau_j}{\tau_j + \tau_i \frac{g_j}{g_i}}, \quad (8)$$

где $h\nu_{ji}$ — энергия лазерного кванта.

При невысоких парциальных давлениях ксенона ($p_{\text{Xe}} < 10$ мм рт. ст.) выполняется условие $\tau_i \ll \tau_j$ и последний множитель в (8) близок к единице. В этом случае удельная мощность генерации не зависит от многих характеристик лазерного перехода ($\Delta\nu_0, A_{ji}, \tau_j, \tau_i$), которые вносят заметную неопределенность в результаты расчетов.

Экспериментальные данные относительно $\Delta\nu_0$ для линий 1.73 и 2.65 мкм нам неизвестны. Для линии 3.51 мкм, также принадлежащей группе переходов

5d—6p, при соударениях с атомами гелия $\Delta v_c = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ [10]. Столкновительную ширину линии можно приближенно вычислить из газокINETИЧЕСКОЙ теории. При столкновительном уширении $\Delta v_c = 1/2\pi\tau_c$, где τ_c — промежуток времени между соударениями атома Хе с атомами буферного газа. Выражая τ_c через среднюю длину свободного пробега атомов Хе [11] и относительную скорость атомов, имеем

$$\Delta v_c = \frac{N(d_N + d_{\text{Хе}})^2(M_N + M_{\text{Хе}})}{4\pi M_N} \sqrt{\frac{2\pi k T_r}{M_{\text{Хе}}}}, \quad (9)$$

где N — концентрация атомов буферного газа; d_N , $d_{\text{Хе}}$ и M_N , $M_{\text{Хе}}$ — диаметры [11] и массы атомов буферного газа и ксенона; k — постоянная Больцмана.

При температуре газа $T_r = 300 \text{ К}$ величины Δv_c для смесей Не—Хе и Ar—Хе соответственно равняются $1.2 \cdot 10^{10}$ и $1.9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$. Как правило, для вы-

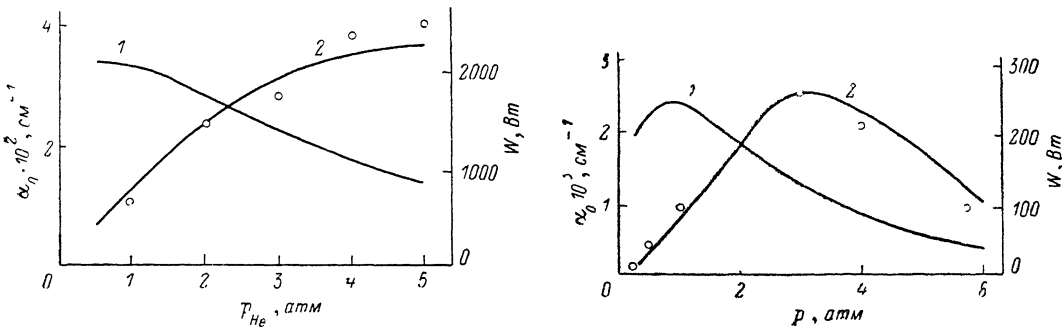


Рис. 1. Зависимости α_0 (1) и W (2) от давления гелия для лазера на смеси Не—Хе ($\lambda = 2.65 \text{ мкм}$) при $p_{\text{Хе}} = 3 \text{ мм рт. ст.}$

Кривые — расчет; точки — экспериментальные данные [2], нормированные к расчетам при $p_{\text{Не}} = 2 \text{ атм.}$

Рис. 2. Зависимости α_0 (1) и W (2) от давления смеси Не—Хе (1000 : 1) ($\lambda = 2.65 \text{ мкм}$).

Кривые — расчет; точки — результаты опытов [3], нормированные к расчетным при $p = 3 \text{ атм.}$

числения Δv_c используют другие формулы, связывающие Δv_c с константами вандерваальсовского взаимодействия (см., например, [12]). Однако расчеты по этим формулам дают в случае атома Хе примерно на порядок величины завышенные значения Δv_c по сравнению с известными экспериментальными данными [10].

Результаты и их обсуждение

Расчет начальных коэффициентов усиления α_0 и мощностей генерации $W = I \cdot s$, где s — площадь поперечного сечения области накачки, выполнены для лазера на смесях Не—Хе ($\lambda = 2.65 \text{ мкм}$) [2, 3] и Ar—Хе ($\lambda = 1.73 \text{ мкм}$) [4]. В расчетах предполагалось $R_j = R_1$, где $R_1 = k_1 [\text{Хе}_2^+] n_e$ — скорость образования возбужденных атомов Хе^+ за счет процесса (1), которая вычислена в нашей предыдущей работе [1]. В экспериментальных условиях [2–4] вредные потери в резонаторе вызваны в основном развитием оптических неоднородностей в газовой среде из-за неоднородного распределения энерговклада по сечению кюветы и последующих термогазодинамических возмущений. Оценки показывают, что для смеси Не—Хе величина $\rho \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1} \ll \alpha_0$, поэтому в расчетах принималось $\rho = 0$. Для смеси Ar—Хе также принималось $\rho = 0$, хотя при давлениях аргона выше 0.5 атм потери могут быть существенными.

Результаты расчета α_0 и W в максимуме импульса накачки для лазера на смеси Не—Хе ($\lambda = 2.65 \text{ мкм}$) [3] приведены на рис. 1. Максимальные значения мощности генерации $2 \cdot 10^3 \text{ Вт}$ и КПД 0.6 % зарегистрированы в [2] при $p_{\text{Не}} = 5 \text{ атм}$, $p_{\text{Хе}} = 3 \text{ мм рт. ст.}$ и $r_1 \cdot r_2 = 0.77$. Для этих условий расчетное значение W больше экспериментального на 15 %. Мощность генерации увеличивается с ро-

том давления гелия, что объясняется соответствующим увеличением скорости R_1 (см. рис. 1, б в [1]).

Снижение α_0 при увеличении давления вызвано уменьшением τ_j в результате столкновительного тушения верхнего лазерного уровня и ростом Δv_0 .

На рис. 2 показаны зависимости α_0 и W для смеси He—Xe ($\lambda=2.65$ мкм) [3] при более низких удельных мощностях накачки. Расчетное значение W при давлении смеси 3 атм меньше экспериментального на 13 %. Из расчетов следует, что максимальная мощность генерации достигается при $p=3$ атм, а максимальное значение α_0 (минимальный порог генерации) — при $p=1$ атм, что согласуется с результатами опытов. В экспериментах [3] исследована зависимость мощности и порога генерации от коэффициентов отражения зеркал резонатора для смеси He—Xe (1000 : 1), $p=1$ атм. Порог генерации в максимуме импульса накачки достигался при $r_1 \cdot r_2 = 0.4$, откуда следует $\alpha_0 = 2.3 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$. Расчет по данной модели дает близкое значение $\alpha_0 = 2.8 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$.

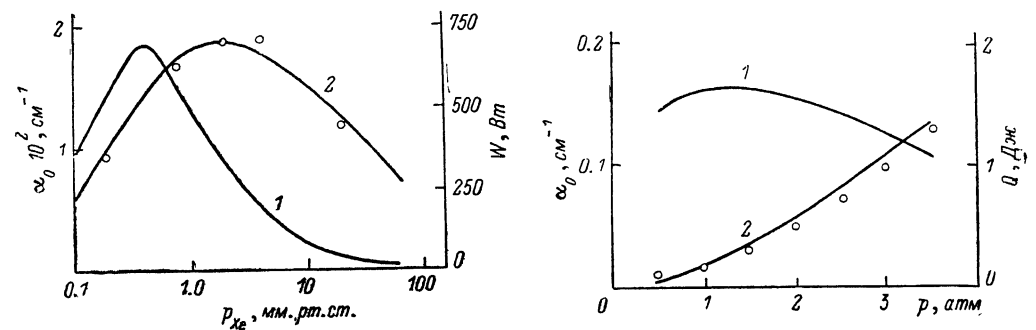


Рис. 3. Зависимости α_0 (1) и W (2) от парциального давления ксенона для лазера на смеси Ar—Xe ($\lambda=1.73$ мкм) при $p=0.5$ атм.

Кривые — расчет; точки — результаты опытов [4], нормированные к расчетным при $p_{Xe}=2$ мм рт. ст.

Рис. 4. Зависимости α_0 (1) и энергии генерации Q (2) от давления смеси He—Xe (75 : 1) ($\lambda=2.03$ мкм).

Кривые — расчет, точки — экспериментальные данные [15].

С ростом концентрации ксенона мощность генерации в смеси Ar—Xe ($\lambda=1.73$ мкм) [4] сначала повышается (рис. 3), что объясняется ростом R_1 (см. рис. 3, б в [1]). Снижение W при высоких концентрациях ксенона вызвано существенным уменьшением α_0 . Максимальная расчетная мощность генерации 700 Вт превышает экспериментальное значение в 1.4 раза, что связано, по-видимому, с наличием заметных вредных потерь в резонаторе.

В лазере на смеси He—Xe передача энергии от гелия атомам ксенона происходит при участии как ионов He $^+$, так и возбужденных атомов He* [1]. Поэтому предельный или квантовый КПД (η_{KB}) можно определить следующим образом: $\eta_{KB} = (1 + \chi) h\nu_{ji} / \omega_{He}$, где $\omega_{He} = 45$ эВ — энергия образования пары ион—электрон в гелии, $\chi = f^* / f^+ = 0.53$ [13] — отношение скоростей образования возбужденных атомов и ионов гелия ($f^+ = q / \omega_{He}$). В смеси Ar—Xe в заселении уровней $5d$ атома Xe участвуют лишь ионы аргона [1], поэтому $\eta_{KB} = h\nu_{ji} / \omega_{Ar}$ ($\omega_{Ar} = 29$ эВ). Для лазеров на смесях He—Xe ($\lambda=2.65$ мкм) и Ar—Xe ($\lambda=1.73$ мкм), возбуждаемых осколками деления урана, η_{KB} соответственно равняется 1.6 и 2.5 %.

Рассмотренное понятие квантового КПД применимо для одно- и многокомпонентных лазерных сред, когда под действием высокоэнергетичных заряженных частиц первоначально образуются ионы и возбужденные атомы с высокой потенциальной энергией, а генерация происходит на расположенных ниже переходах за счет процессов передачи возбуждения. В отличие от газоразрядных лазеров, работающих в фазе протекания тока, в данном случае η_{KB} не зависит от расположения верхнего лазерного уровня относительно основного состояния.

Реальный КПД (η_1) можно вычислить, выражая η_1 через $\eta_{1\text{в}}$,

$$\eta_1 = \psi \xi \frac{R_j}{q} h\nu_{ji}, \quad (10)$$

где $\psi = I/I_m$ — коэффициент, учитывающий наличие вредных потерь в резонаторе (I_m — плотность мощности при $\rho=0$); $\xi = I/I_0$ — коэффициент, учитывающий снижение η_1 за счет процессов столкновительного тушения верхнего лазерного уровня (I_0 — плотность мощности при условии $k_2=k_3=k_4=0$).

Для проверки справедливости основных положений данной кинетической модели при более высоких удельных мощностях накачки нами были выполнены расчеты характеристик лазеров на смесях He—Xe ($\lambda=2.03$ мкм) и Ar—Xe ($\lambda=1.73$ мкм) [14, 15], возбуждаемых электронным пучком. Удельная мощность накачки, вычисленная из приведенных в [14, 15] величин КПД и энергии генерации, линейно возрастает с увеличением давления. В диапазоне 0.5—3.5 атм

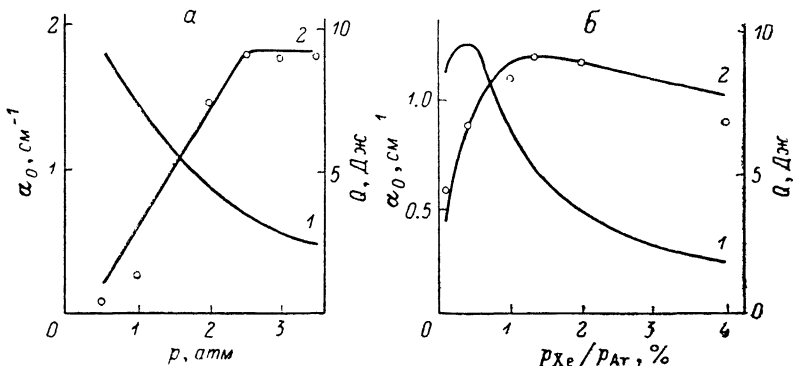


Рис. 5. Зависимости α_0 (1) и энергии генерации Q (2) от давления смеси Ar—Xe (75 : 1) (а), от состава смеси Ar—Xe при $p=2.5$ атм (б).

Кривые — расчет; точки — результаты опытов [14, 15], нормированные к расчетным при $p=2.5$ атм (а) и $P_{Xe}/P_{Ar} = 1.3\%$ (б).

удельная мощность $q=1.6 \cdot 10^3 - 1.1 \cdot 10^4$ Вт·см⁻³ для смеси He—Xe и $q=1.2 \times 10^4 - 8.7 \cdot 10^4$ Вт·см⁻³ для смеси Ar—Xe. При вычислении параметров плазмы использовалась та же расчетная модель, что и для рассмотренных выше лазеров.

В лазере на смеси He—Xe ($\lambda=2.03$ мкм) энергия генерации Q увеличивается с ростом давления (рис. 4), что объясняется соответствующим увеличением скорости R_1 . Расчетная и экспериментальная зависимости энергии генерации от давления смеси практически совпадают.

Для лазера на смеси Ar—Xe ($\lambda=1.73$ мкм) наблюдается рост энергии генерации до давления 2.5 атм (рис. 5, а), что также связано с увеличением скорости R_1 . При $p=2.5$ атм длина пробега электронов становится равной попе-

Сравнение расчетных (W_p , η_1^p) и экспериментальных (W_s , η_1^s) энергетических параметров лазеров на смесях He—Xe, Ar—Xe

Смесь	λ , мкм	Давление, атм	W_s , Вт	η_1^s , %	W_p , Вт	η_1^p , %	Способ накачки
He—Xe (1300 : 1)	2.65	5	2000	0.6	2300	0.65	Осколки деления урана [3]
He—Xe (1000 : 1)	2.65	3	300	1.5	260	1.2	Осколки деления урана [3]
Ar—Xe (200 : 1)	1.73	0.5	500	2.2	700	2.5	Осколки деления урана [4]
He—Xe (75 : 1)	2.03	3.5	$1.9 \cdot 10^6$	—	$2.1 \cdot 10^6$	2.1	Электронный пучок [15]
Ar—Xe (75 : 1)	1.73	2.5	$8.3 \cdot 10^6$	1.5	$1.3 \cdot 10^7$	2.5	Электронный пучок [14, 15]

Примечание. Для лазеров, возбуждаемых электронным пучком длительность генерации принималась равной 0.7 мкс [14, 15].

речному размеру реактивного объема [15]. Дальнейшее увеличение давления приводит к уменьшению области накачки, поэтому при $p > 2.5$ атм энергия генерации примерно постоянна. Максимальное экспериментальное значение $Q=5.8$ Дж меньше расчетного в 1.6 раз. С ростом концентрации ксенона энергия генерации сначала повышается (рис. 5, б), что объясняется увеличением скорости R_1 . Снижение Q при высоких концентрациях ксенона связано с тем, что с ростом p_{Xe} времена жизни лазерных уровней сравниваются по величине, последний множитель в (8) становится меньше единицы.

В таблице дано сопоставление расчетных и экспериментальных мощностей генерации и КПД для всех рассмотренных в данной работе лазеров в оптимальных по давлению и составу смесей режимах. Экспериментальные значения мощностей генерации для лазеров на смеси Ar—Xe в 1.4—1.6 раз ниже расчетных, так как в расчетах не учитывались вредные потери в резонаторе и предполагалось, что излучает вся область накачки.

Заключение

Приведенные в [1] и настоящей работе результаты анализа кинетики плазменных процессов и расчетные данные позволили выявить особенности механизмов генерации рекомбинационных ИК лазеров на смесях He—Xe, Ar—Xe.

1. Заселение верхнего лазерного уровня $5d[3/2]_0^0$ атома Xe происходит селективно с эффективностью, близкой к 100 %, за счет процесса диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Xe_2^+ с электронами.

2. В лазере на смеси He—Xe в заселении уровней $5d$ участвуют ионы и возбужденные атомы гелия, а на смеси Ar—Xe — лишь ионы аргона.

3. Основными каналами потерь для смеси He—Xe являются процессы ударно-радиационной ($Xe^+ + e + e \rightarrow Xe^* + e$) и тройной ($Xe^+ + e + He \rightarrow Xe^* + He$) рекомбинации, а для смеси Ar—Xe — диссоциативная рекомбинация ионов Ar_2^+ с электронами.

4. Одной из основных причин снижения энергетических параметров при увеличении парциальных давлений компонент смесей является столкновительное тушение атомов $Xe^*(5d[3/2]_0^0)$ атомами He, Ar, Xe в основном состоянии.

Результаты расчетов мощностей генерации, КПД, коэффициентов усиления, оптимальных давлений компонент смесей хорошо согласуются с экспериментальными данными для лазеров на смесях He—Xe ($\lambda=2.03, 2.65$ мкм) и Ar—Xe ($\lambda=1.73$ мкм), возбуждаемых осколками деления урана [2-4] и электронными пучками [14, 15] при удельных мощностях накачки от ~ 1 до $\sim 10^5$ Вт·см⁻³.

Принципиальное отличие данной модели от других моделей¹ (см., например, [14-16]) заключается в механизме заселения верхних лазерных уровней $5d$. В указанных работах предполагалось, что процесс (1) является каналом потерь, заселяющим нижние лазерные уровни $6p$, а заселение уровней $5d$ происходит за счет диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов типа $ArXe^+$ [14, 15] или ударно-радиационной рекомбинации [16].

Представленная в данной работе кинетическая модель позволяет при сравнительно небольшом количестве включенных в нее плазменных процессов удовлетворительно описать работу лазеров, возбуждаемых ядерными излучениями и электронными пучками, в широком диапазоне экспериментальных условий. Основные положения модели применимы также для лазеров на переходах $5d-6p$ атома Xe с другими способами накачки: ионные пучки, послесвечение газового разряда, разлетающиеся плазменные струи. Следует также отметить, что аналогичными или близкими механизмами генерации обладают рекомбинационные лазеры на переходах $3d-4p$ и $4d-5p$ соответственно атомов Ar и Kr.

Авторы выражают благодарность И. В. Подмошенскому и А. Н. Старостину за полезные обсуждения.

¹ В недавно опубликованных работах [17, 18] предлагаются модели лазера на смеси Ar—Xe, основанные на качественно иных механизмах заселения уровня $5d[3/2]_0^0$. Из-за отсутствия сравнения расчетных данных с экспериментальными трудно сделать вывод о справедливости этих моделей.

- [1] *Воинов А. М., Мельников С. П., Силянский А. А.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 000.
- [2] *Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоносов В. Н.* и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 7. С. 422—424.
- [3] *Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоносов В. Н.* и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. № 1. С. 80—83.
- [4] *Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоносов В. Н.* и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 16. С. 1016—1020.
- [5] *Казаян В. Т., Литвиненко Б. А., Рогинец Л. П., Сагункич И. А.* Физические основы использования кинетической энергии осколков демения в радиационной химии. Минск: Наука и техника, 1972. 246 с.
- [6] *Aimar M., Coulombe M.* // *Atom. Data Nucl. Data Tables.* 1978. Vol. 21. N 6. P. 537—566.
- [7] *Wieme W., Mortier P.* // *Physica.* 1973. Vol. 65. N 1. P. 198—202.
- [8] *Davis C. C., King T. A.* // *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer.* 1973. Vol. 13. N 9. P. 825—835.
- [9] *Ku J. K., Setser D. W.* // *J. Chem. Phys.* 1986. Vol. 84. N 8. P. 4304—4316.
- [10] *Smith P. W., Maloney P. J.* // *Appl. Phys. Lett.* 1973. Vol. 22. N 12. P. 667—669.
- [11] *Мак-Даниэль И.* Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [12] *Заровняев Г. В., Хахаев А. Д.* // *Опт. и спектр.* 1983. Т. 54. Вып. 4. С. 582—584.
- [13] *Rees D. B., Leffert C. B., Rose D. J.* // *J. Appl. Phys.* 1969. Vol. 40. N 4. P. 1884—1896.
- [14] *Basov N. G., Chuginov A. Yu., Danilychev V. A.* et al. // *IEEE J. Quant. Electr.* 1983. Vol. QE-19. N 2. P. 126—128.
- [15] *Басов Н. Г., Данилычев В. А., Дудин А. Ю.* и др. // *Квантовая электрон.* 1984. Т. 11. № 9. С. 1722—1736.
- [16] *Диз Э. Дж., Хассан Х. А.* // *Ракетная техника и космонавтика.* 1978. Т. 16. Вып. 10. С. 9—14.
- [17] *Клоповский К. С., Лукьянова А. В., Рахимов А. Т.* и др. // *Квантовая электрон.* 1989. Т. 16. № 2. С. 205—211.
- [18] *Moratz T. J., Kushner M. J.* // *Bull. Am. Phys. Soc.* 1989. Vol. 4. N 2. P. 304.

Поступило в Редакцию
24 ноября 1989 г.