

04; 07

О МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

А.М. Воинов, С.П. Мельников,
А.А. Синянский

В работах [1-4] сообщалось о получении квазинепрерывной генерации длительностью до ~ 1 мс [4] на ИК переходах атомов Хе, Kr, Ar при накачке плотных смесей инертных газов электронными пучками. Максимальная мощность излучения 8 МВт с объема 9 л при КПД (η_A) около 1.5% получена в смеси Ar-Xe на переходе атома $Xe\ 5d\ [3/2]_1^0 - 6p\ [5/2]_2$ ($\lambda = 1.73$ мкм) [1]. Величина η_A на аналогичных переходах $d-p$ атомов Хе, Kr и Ar в смесях He-Xe, Kr, Ar также составляла $\sim 1\%$ [1-3]. В данной работе рассматриваются механизмы заселения верхних лазерных уровней для лазеров подобного типа.

Основная доля кинетической энергии быстрых электронов в смеси Ar-Xe, где буферным газом является аргон, расходуется на ионизацию и возбуждение атомов Ar. Скорости f^+ и f^* образования ионов Ar^+ и атомов Ar^* равны: $f^+ = \frac{q}{\omega}$, $f^* = 0.48 \cdot f^+$ [5], где q - удельная мощность накачки, $\omega = 26$ эВ [5] - энергия образования пары ион-электрон в аргоне. В таблице приведены основные плазменные процессы, ответственные за передачу энергии от аргона примеси ксенона и образование возбужденных атомов Xe^* (температура газа $T_g = 300$ К, температура электронов T_e - в К).

Концентрации компонент плазмы и скорости образования атомов Xe^* можно определить из решения системы кинетических уравнений, учитывающих процессы (1)-(10). Расчеты концентраций, выполненные для условий работы [1] ($p_{Ar} = 2.5$ атм; $p_{Xe} = 25$ мм рт. ст.; $q \approx 6 \cdot 10^4$ Вт·см $^{-3}$; $T_e \approx 1$ эВ), дают следующие результаты: концентрация электронов $n_e = 3.3 \cdot 10^{14}$, $[Ar^+] = 1.3 \cdot 10^{13}$; $[Ar_2^+] = 2.2 \cdot 10^{13}$; $[Xe^+] = 1.5 \cdot 10^{14}$; $[ArXe^+] = 1.8 \cdot 10^{13}$; $[Xe_2^+] = 1.3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Низкая концентрация гетероядерных ионов $ArXe^+$, которые имеют энергию диссоциации 0.18 эВ [11], объясняется их разрушением в столкновениях (7), (8) с атомами Хе и Ar.

Возбужденные атомы Xe^* могут образовываться в результате процессов (9), (10) диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов $ArXe^+$ и Xe_2^+ . Скорости образования атомов Xe^* за счет этих процессов равняются: $R_9 = k_9 [ArXe^+] n_e$, $R_{10} = k_{10} [Xe_2^+] n_e$, причем $R_9 + R_{10} + R_4 = f^+$, где $R_4 = k_4 [Ar_2^+] n_e$ - скорость рекомбинации ионов Ar_2^+ . Для экспериментальных условий [1] получаем $R_9 = 9.1 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$ ·с $^{-1}$; $R_{10} = 1.3 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$ ·с $^{-1}$.

№	Процесс	Константа скорости k	Литература
1	$Ar^+ + 2Ar \rightarrow Ar_2^+ + Ar$	$2.35 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[6]
2	$Ar_2^+ + Xe \rightarrow Xe^+ + 2Ar$	$5.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[7]
3	$Ar_2^+ + Xe \rightarrow ArXe^+ + Ar$	$2.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[7]
4	$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar^+ + Ar$	$3.0 \cdot 10^{-5} \cdot T_e^{-0.61} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[8]
5	$Xe^+ + Xe + Ar \rightarrow Xe_2^+ + Ar$	$2.0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[9]
6	$Xe^+ + 2Ar \rightarrow ArXe^+ + Ar$	$1.0 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[9]
7	$ArXe^+ + Xe \rightarrow Xe_2^+ + Ar$	$7.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[7]
8	$ArXe^+ + Ar \rightarrow Xe^+ + 2Ar$	$5.0 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[7]
9	$ArXe^+ + e \rightarrow Xe^+ + Ar$	$1.7 \cdot 10^{-5} \cdot T_e^{-0.5} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[7]
10	$Xe_2^+ + e \rightarrow Xe^+ + Xe$	$8.1 \cdot 10^{-5} \cdot T_e^{-0.6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[10]

Квантовый КПД ($\eta_{кв}$) рекомбинационных лазеров на двойных смесях инертных газов можно определить как отношение энергии кванта лазерного излучения ($h\nu$) к энергетическим затратам на образование ионов и возбужденных атомов буферного газа. В данном случае $\eta_{кв} = \frac{h\nu}{\omega} = 2.7\%$. Заселение верхних $5d$ -уровней атома Xe происходит в результате процессов рекомбинации, поэтому $\eta_{1} \leq \frac{R}{f} \eta_{кв}$.

Подставляя в последнее выражение расчетное значение Rg , получим $\eta_{1} \leq 0.17\%$. Таким образом, процесс (9) не может обеспечить полученные в опытах величины $\eta_{1} \approx 1.5\%$ и главным каналом заселения уровней $5d$ является диссоциативная рекомбинация (10).

Авторы работы [1] при обсуждении механизма генерации основную роль в заселении $5d$ -уровней атома Xe отводят рекомбинации гетероядерных ионов $ArXe^+$, а процесс (10) рассматривают как канал потерь, заселяющий нижние лазерные уровни $6p$. Этот вывод основан на результатах спектроскопических исследований [10], в которых наблюдались интенсивные линии с $6p$ -уровней атома Xe . Однако, как отмечают авторы работы [10], в их условиях из-за ограничений экспериментальной методики ИК переходы $5d-6p$ не могли наблюдаться. Учитывая близость величин η_{1} и $\eta_{кв}$, можно сделать заключение, что в результате процесса (10) селективно заселяются уровни $5d$ (в основном, $5d [3/2]_1^0$), а наблюдаемое в работе [10] излучение с уровнями $6p$ является следствием предварительных переходов $5d-6p$.

В спектре генерации лазера на смеси $Ar-Xe$ кроме линий 1.73, 2.03, 2.65 мкм, верхним уровнем которых является состояние $5d [3/2]_1^0$, наблюдались линии 2.63 мкм и 3.37 мкм с ниже расположенного уровня $5d [5/2]_2^0$. Заселение этого уровня может происходить за счет столкновительных внутримultipлетных переходов. Влияние таких переходов на населенности уровней $5d$ в режиме генерации экспериментально обнаружено в работе [12].

Для лазера на смеси $Ar-Xe$ в заселении состояний $5d$ участвуют лишь ионы Ar^+ . Первоначально образованные под действием быстрых электронов со скоростью f^+ и в результате процесса (4) со скоростью R_4 возбужденные атомы Ar^* за времена $\sim 10^{-9}$ с релаксируют в долгоживущие состояния 3P . Передача энергии от атомов $Ar^*(^3P)$ атомам Xe в реакциях $Ar^*(^3P) + Xe \rightarrow Xe^* + Ar$ приводит к возникновению высоковозбужденных атомов Xe^* в состояниях $5f, 9s, 9p$ и др. Как показано в работе [7], вероятность заселения уровня $5d[3/2]^o$ за счет каскадных переходов из этих состояний не превышает нескольких процентов.

При переходе к более легкому буферному газу, гелию, механизм заселения верхних лазерных уровней nd атомов Xe, Kr, Ar в смесях $He-M$ ($n = 5, 4, 3$ для $M = Xe, Kr, Ar$) существенно не изменяется. Основное отличие заключается в том, что в образовании состояний nd участвуют как ионы He^+ , так и возбужденные атомы He^* . Квантовый КПД в этом случае равняется:

$$\eta_{кв} = \left(1 + \frac{f^*}{f^+}\right) \frac{h\nu}{\omega}$$
 Передача энергии от гелия к лазерной примеси M осуществляется за счет реакций: $He_2^+ + M \rightarrow M^+ + 2He$, $He^* + M \rightarrow M^+ + He + e$. Как и в случае смеси $Ar-Xe$, конечным процессом заселения nd -уровней являются реакции диссоциативной рекомбинации $M_2^+ + e \rightarrow M^+ + M$.

Энергия диссоциации гетероядерного иона уменьшается с увеличением разницы в массах входящих в его состав атомов. Так, для иона $HeAr^+$ она составляет лишь 0.026 эВ [11]. Поэтому разрушение ионов HeM^+ в столкновениях с атомами будет происходить эффективнее, чем ионов $ArXe^+$, и предложенное авторами [1-3] объяснение работы лазеров на смесях $He-M$ с привлечением процессов рекомбинации ионов HeM^+ представляется еще менее вероятным.

Расчет характеристик лазеров на смесях инертных газов в настоящее время затруднен из-за отсутствия данных по ряду плазменных процессов, в первую очередь, констант скоростей столкновительной дезактивации уровней nd при соударениях с атомами и электронами.

В заключение отметим, что близкими механизмами заселения уровней nd атомов Xe, Kr, Ar обладают лазеры на рекомбинирующей плазме с другими способами накачки: послесвечение газового разряда, ионные пучки, разлетающиеся плазменные струи и др.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холлин И.В., Чугунов А.Ю. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 9. С. 1722-1736.
- [2] Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В.,

Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 1. С. 189-191.

- [3] Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 3. С. 482-487.
- [4] Коваль Н.Н., Крейдель Ю.Е., Месяц Г.А., Скаун В.С., Тарасенко В.Ф., Толкачев В.С., Феденев А.В., Чагин А.А., Шанин П.М. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 1. С. 37-42.
- [5] Дымшиц Ю.И., Неверов В.Г., Хорошев В.Г. // Химия высоких энергий. 1982. Т. 16. № 3. С. 201-208.
- [6] Grossl M., Langenwaller M., Helm H., Märk T.D. // J. Chem. Phys. 1981. V. 74. N 3. P. 1728-1735.
- [7] Lawton S.A., Richards J.B., Newman L.A., Specht L., De Temple T.A. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 6. P. 3888-3898.
- [8] Shiu Y.-J., Biondi M.A. // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. N 3. P. 868-872.
- [9] Kannari F., Suda A., Obara M., Fujioka T. // IEEE J. Quantum Electron. 1983. V. QE-19. N 10. P. 1587-1600.
- [10] Shiu Y.-J., Biondi M.A., Siple D.P. // Phys. Rev. A. 1977. V. 15. N 2. P. 494-498.
- [11] Dehmer P.M., Pratt S.T. // J. Chem. Phys., 1982, V. 77. N 10. P. 4804-4817.
- [12] Верховляд А.Г., Кривошеков Г.В., Курбатов П.Ф. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 2. С. 291-298.

Поступило в Редакцию
10 июля 1989 г.