

02; 03

© 1991 г.

АНАЛИЗ УСИЛИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ Xe_2^* ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

А. А. Кузнецов, Т. В. Блаховская

Представлена кинетическая модель Xe^* лазера, возбуждаемого протонным пучком с удельными энергокладами 10^6 — 10^9 Вт/см³ при давлении газа $P \leq 3$ атм. Приведены зависимости коэффициента усиления κ от давления газа и мощность накачки. Показано, что κ от давления ($P > 3$ атм) не зависит, если удельная мощность накачки постоянна. Оптимальная мощность накачки составляла $5 \cdot 10^7$ Вт/см³, $\kappa_{\text{max}} \sim 0.1$ см⁻¹ при $P_{\text{Xe}} = 3$ атм.

ВУФ лазеры на димерах инертных газов исследовались в целом ряде как экспериментальных, так и теоретических работ [1]. Для их возбуждения использовались мощные электронные пучки с энергокладом до 10^7 Вт/см³·атм, а давления газов составляли десятки атмосфер. Лазерная генерация при давлениях инертных газов, близких к атмосферному, исследовалась в [2-4]. В этих экспериментах максимально достигнутый коэффициент усиления в ксеноне не превышал $\sim 10^{-3}$ см⁻¹ при удельном энергокладе в газ $\sim 10^5$ — 10^6 Вт/см³ и давлении ксенона 2 атм. В нашей работе [5] при возбуждении ксенона протонным пучком максимальный коэффициент усиления составил 0.06 см⁻¹ при удельном энергокладе $> 10^7$ Вт/см³ и давлении ксенона 3 атм.

Кинетические модели лазеров на димерах инертных газов применялись для давлений $P \geq 4$ атм [1], за исключением модели [4], в которой проводился расчет кинетики Xe_2^* лазера при $P \leq 3$ атм.

Интерес к низким давлениям ($P \leq 3$ атм) определяется следующими обстоятельствами. Еще не изучался вопрос о зависимости коэффициента усиления κ от давления инертных газов при неизменной удельной мощности накачки. Отсутствуют также экспериментальные (за исключением [5]) и расчетные данные о величине κ и КПД, достигаемые в лазерах на димерах при низких давлениях ($P \leq 3$ атм) с удельным энергокладом $> 10^6$ Вт/см³.

В настоящей работе представлена кинетическая модель Xe_2^* лазера, возбуждаемого протонным пучком с удельным энергокладом 10^6 — 10^9 Вт/см³ при давлении газа $P \leq 3$ атм. Проведено сравнение полученных расчетов с результатами эксперимента [5].

Плазмохимические реакции, на основе которых построена кинетическая модель, приведены в таблице. Здесь же указаны значения констант этих реакций, взятые из литературы или полученные из сравнения модельных расчетов с нашими экспериментальными результатами. Значения констант реакций 9 и 14, приведенные в литературе [4, 6, 7], имеют разброс $\sim 10^7$ — 10^9 см³/с. Значения этих констант, приведенные в таблице, получены из сравнения модели с нашими экспериментальными результатами. Скорости возбуждения и ионизации уровней Xe^* , Xe^{**} , Xe^+ рассчитывались из удельного энергоклада протонного пучка с учетом эффективности возбуждения или ионизации соответствующих уровней. Значения эффективностей взяты из работы [8]. При учете теплового баланса электронов использовалась величина средней энергии подпороговых электронов, взятая из работы [9]. Сечения упругого рассеяния электронов на нейтральных атомах ксенона использованы из ра-

Номер реакции	Реакции	Константа	Литература
1	$\text{Xe}^+ + 2\text{Xe} = \text{Xe}_2^+ + \text{Xe}$	$3.6 \cdot 10^{-31}$	[6]
2	$\text{Xe}^+ + 2e = \text{Xe}^{**} + e$	$5.4 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5}$	[6]
3	$\text{Xe}_2^+ + e = \text{Xe}^{**} + \text{Xe}$	$2.6 \cdot 10^{-7} T_e^{-0.6}$	[6]
4	$\text{Xe}^{**} + e = \text{Xe}^+ + 2e$	$4.0 \cdot 10^{-5} T_e^{-3} e^{-2.4/T_e}$	[6]
5	$\text{Xe}^{**} + e = \text{Xe}^* + e$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	[6]
6	$\text{Xe}^{**} + e = \text{Xe} + e$	$2.0 \cdot 10^{-9}$	[6]
7	$\text{Xe}^{**} + \text{Xe} = \text{Xe}^* + \text{Xe}$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[6]
8	$\text{Xe}^* + e = \text{Xe}^{**} + e$	$1.5 \cdot 10^{-7} e^{-1.3/T_e}$	[6]
9*	$\text{Xe}^* + e = \text{Xe} + e$	$2.0 \cdot 10^{-9}$	
10	$\text{Xe}^* + 2\text{Xe} = \text{Xe}_2^+ + \text{Xe}$	$5.0 \cdot 10^{-32}$	[6]
11	$\text{Xe}^* + \text{Xe}^* = \text{Xe}^+ + \text{Xe} + e$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	[6]
12	$\text{Xe}_2^+ + \text{Xe}_2^* = \text{Xe}_2^+ + 2\text{Xe} + e$	$3.5 \cdot 10^{-10}$	[6]
13	$\text{Xe}_2^+ + e = \text{Xe}_2^+ + 2e$	$4.0 \cdot 10^{-5} T_e^{-3} e^{-3.5/T_e}$	[6]
14*	$\text{Xe}_2^+ + e = 2\text{Xe} + e$	$1.5 \cdot 10^{-9}$	
15	$\text{Xe}_2^* = 2\text{Xe} + h\nu_{\text{ДМ}}$	$6.0 \cdot 10^7$	[6]
16	$\text{Xe}_2^+ + 2e = \text{Xe}_2^* + e$	$5.4 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5}$	[6]
17	$\text{Xe}^* + e = \text{Xe}^+ + 2e$	$4.0 \cdot 10^{-5} T_e^{-3} e^{-3.7/T_e}$	[6]
18	$\text{Xe}^* + 2\text{Xe} = \text{Xe}_2^+ + \text{Xe} + e$	$5.5 \cdot 10^{-32} T_e^{-0.75}$	[6]
19	$\text{Xe}^* + \text{Xe} = 2\text{Xe}$	$3.5 \cdot 10^{-15}$	[4]

* Значения констант получены из сравнения с экспериментом.

боты [10]. Коэффициент усиления κ на переходе $\text{Xe}_2(1, {}^3\Sigma_u^+) \rightarrow \text{Xe}_2(1, {}^1\Sigma_g^+)$ вычислялся по формуле [11]

$$\kappa = \sigma_{\text{фд}} [M (\text{см}^{-3}) - 8.6 \cdot 10^{-25} T_e^{-1/2} (\text{эВ}) e^{-0.54/T_e} (1 - e^{-0.017/T_e})^{-1} \cdot N^2 (\text{см}^{-3})],$$

где $\sigma_{\text{фд}} \approx 10^{18} \text{ см}^2$ — сечение фотодиссоциативного перехода $\text{Xe}_2(1, {}^3\Sigma_u^+) \rightarrow \text{Xe}_2(1, {}^1\Sigma_g^+)$; M — населенность возбужденного состояния Xe_2^* ; T_e — температура газа; N — населенность основного состояния $\text{Xe}(1S_0)$; второй член в квадратных скобках описывает фотоассоциативный переход, обратный фотодиссоциативному, роль которого существенна при больших энерговкладах.

Образование излучающих состояний $\text{Xe}_2^*(1, {}^3\Sigma_u^+)$ происходит главным образом в результате трехчастичного взаимодействия возбужденных $\text{Xe}^*(3P_{1,2})$ и невозбужденных $\text{Xe}(1S_0)$ атомов ксенона. При воздействии на инертный газ пучка быстрых заряженных частиц возбужденные состояния $\text{Xe}^*(3P_{1,2})$ заселяются, как правило, при диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Xe_2^+ и тройной рекомбинации атомарных ионов Xe^+ . С другой стороны, возбужденные атомы Xe^* , взаимодействуя с электронами плазмы, либо ионизуются, либо безызлучательно переходят в основное состояние $\text{Xe}(1S_0)$. Возбужденные атомы ксенона, таким образом, играют роль «узловой» точки в плазме инертного газа, откуда энергия передается как излучающим молекулам Xe_2^* , так и уходит в континуум.

Рассмотрим отношение этих потоков энергии, используя реакции 10 и 17. Тогда

$$\gamma = \frac{K_{10} \cdot [\text{Xe}]^2}{K_{17} \cdot N_e},$$

где K_{10} , K_{17} — константы реакции 10 и 17 соответственно, $[\text{Xe}]$ — концентрация невозбужденных атомов ксенона, N_e — концентрация электронов в плазме.

Принимая $[\text{Xe}] \approx 2.68 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}$ (1 атм), $N_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и подставляя численные значения констант K_{10} , K_{17} , получим

$$\gamma \approx 8 \cdot 10^{-3} \cdot T_e^{3.7/T_e},$$

где T_e — установившаяся температура электронов в плазме.

При $T_e \geq 0.6 \text{ эВ}$ $\gamma \ll 1$ и скорость ионизации возбужденных атомов Xe^* по реакции 10 превосходит скорость образования возбужденных молекул Xe_2^* , т. е. часть энергии, идущей на образование Xe^* , циркулирует по замкну-

тому пути $\text{Xe}^+ \rightarrow \text{Xe}^* \rightarrow \text{Xe}^+$, не поступая на возбужденные уровни Xe_2^* . При более высоком давлении инертного газа, например при $P \geq 10$ атм, величина $\gamma \geq 100$ даже при $T_e \geq 0.6$ эВ и ионизационный поток (реакция 17) уменьшается по сравнению с потоком на Xe_2^* (реакция 10). Приведенный ха-

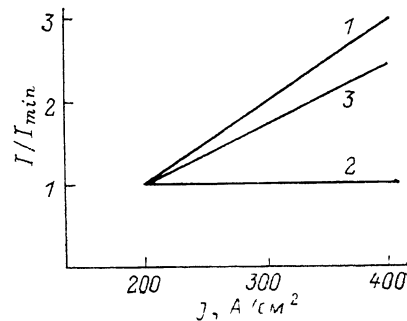
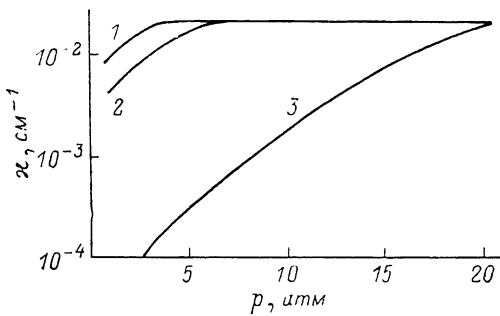


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления κ от давления газа при постоянном удельном энергокладе.

$\rho = 5 \cdot 10^7$ Вт/см²; T_e , эВ: 1 — 0.1, 2 — 0.4, 3 — 0.6.

Рис. 2. Зависимость интенсивности спонтанного излучения Xe_2^* от плотности тока электронного пучка.

I_{\min} — значение интенсивности при минимальной плотности тока. $P_{\text{Xe}} = 2$ атм; 1 — эксперимент; 2 — $K_9 = 2 \cdot 10^{-8}$ см³/с, $K_{14} = 1.5 \cdot 10^{-7}$ см³/с; 3 — $K_9 = 2 \cdot 10^{-9}$ см³/с, $K_{14} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ см³/с.

рактер релаксационных процессов в плазме ксенона сильно влияет на усиительные свойства димера Xe_2 ($1, 3 \Sigma_u^+$). На рис. 1 показана рассчитанная зависимость коэффициента усиления κ от давления газа при разных значениях квазистационарной температуры электронов. При давлении газа, близком к атмо-

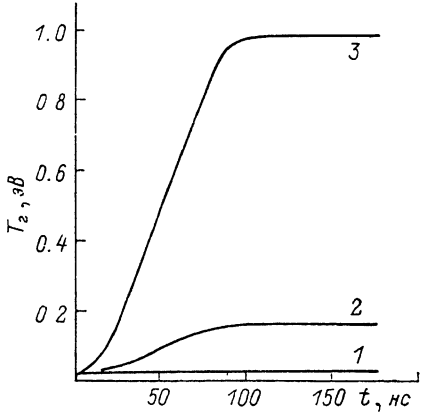
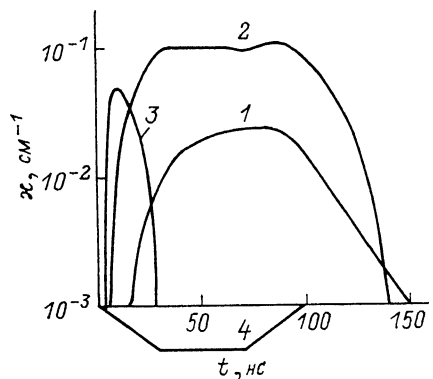


Рис. 3. Временной ход коэффициента усиления κ .

$P_{\text{Xe}} = 3$ атм; ρ , Вт/см²: 1 — $2.3 \cdot 10^6$, 2 — $4.6 \cdot 10^7$, 3 — $4.7 \cdot 10^8$, 4 — импульс тока пучка.

Рис. 4. Изменение температуры газа T_g во времени.

$P_{\text{Xe}} = 3$ атм; ρ , Вт/см²: 1 — $2.3 \cdot 10^6$, 2 — $4.6 \cdot 10^7$, 3 — $4.7 \cdot 10^8$.

сферному, значения κ различаются более чем в 100 раз в зависимости от величины T_e , при высоких давлениях ($P \geq 15$ атм) эти различия практически отсутствуют.

Доминирующее влияние на величину квазистационарной T_e оказывают акты девозбуждения атомов Xe^{**} , Xe^* и молекул Xe_2^* электронным ударом (реакции 6, 9 и 14). Значения констант K_9 , K_{14} имеют разброс $\sim 10^{-7} - 10^{-9}$ см³/с [4, 6, 7], который приводит к разбросу $T_e \sim 0.3 - 0.6$ эВ.

Следовательно, для расчета кинетики Xe_2^* лазера при $P \leq 3$ атм необходимо более строгое определение величин констант реакций 9 и 14. Эти величины определялись из сравнения эксперимента с расчетом. На рис. 2 приведена зависимость интенсивности спонтанного излучения Xe_2^* от плотности тока электронного пучка, полученная как экспериментальным (кривая 1), так и расчетным (кривые 2, 3) путем. Кривые 2 и 3 соответствуют различным значениям констант K_9 и K_{14} . При $K_9 = 2 \cdot 10^{-9}$ см³/с и $K_{14} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ см³/с имеется удовлетворительное согласие с экспериментом, и для расчета кинетики Xe_2^* лазера приняты эти значения констант K_9 и K_{14} .

Параметры накачки выбирались близкими к экспериментальным условиям возбуждения ксенона протонным пучком [5]. Удельная мощность накачки варьировалась в диапазоне $10^6 - 10^9$ Вт/см³, импульс накачки, моделируемый трапецией, по основанию составлял 100 нс. Давление газа изменялось от 1 до

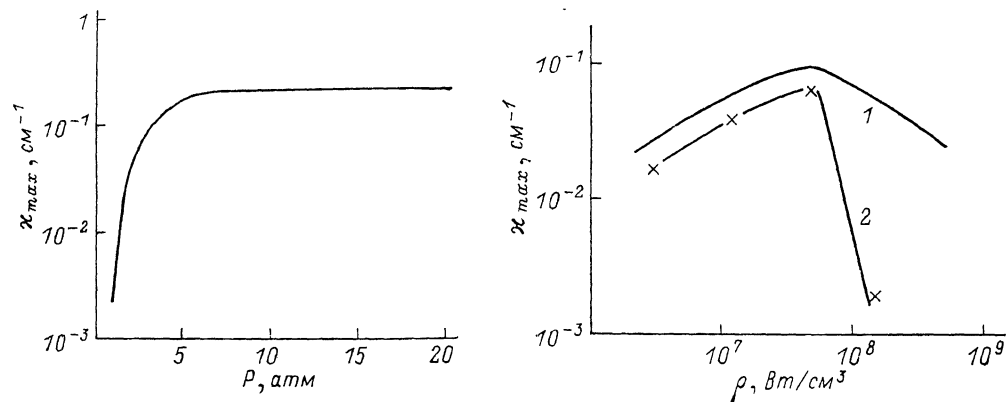


Рис. 5. Зависимость максимального значения коэффициента усиления χ_{\max} от давления газа. $\rho = 4.7 \cdot 10^7$ Вт/см³.

Рис. 6. Зависимость максимального значения коэффициента усиления χ_{\max} от мощности накачки ρ .

$P_{\text{Xe}} = 3$ атм: 1 — расчет, 2 — эксперимент.

20 атм. Основная задача расчета по предлагаемой модели сводилась к установлению зависимости $\chi(t)$ от удельной мощности накачки ρ (Вт/см³) и от давления ксенона при ρ (Вт/см³) = const. Временной ход зависимости $\chi(t)$ при разных уровнях накачки представлен на рис. 3.

При малом уровне накачки ($\rho \sim 10^6$ Вт/см³) коэффициент усиления χ достигает максимального значения на заднем фронте импульса накачки.

В случае больших ρ ($10^7 - 10^8$ Вт/см³) χ достигает максимума уже на переднем фронте возбуждающего импульса, при этом спад величины χ после прохождения через максимум происходит быстрее, чем при малых ρ ($\sim 10^6$ Вт/см³). Когда $\rho \geq 5 \cdot 10^8$ Вт/см³, усиление срывается даже на переднем фронте возбуждающего импульса. При $\rho \geq 10^9$ Вт/см³ усиление практически отсутствует. Полученный результат объясняется резким возрастанием газовой температуры T_g (рис. 4) в плазме ксенона при мощности накачки $\rho \geq 5 \cdot 10^8$ Вт/см³, когда давление газа близко к атмосферному. Уже на переднем фронте импульса накачки $T_g > 0.2$ эВ и существенно возрастает роль фотоассоциативных переходов, т. е. роль поглощения излучения из основного состояния $^1\Sigma_g^+$ в возбужденное $^1, ^3\Sigma_u^+$, когда населенность основного состояния $^1\Sigma_g^+$ существенно возрастает за счет увеличения температуры газа.

На рис. 5 и 6 приведены зависимости χ_{\max} от давления газа и от удельной мощности накачки. При $3 \leq P \leq 5$ χ меняется в пределах 0.1—0.2 см⁻¹, при $P \geq 5$ атм χ от давления не зависит ($\rho = \text{const}$). При малых давлениях ($P < 3$ атм) имеется резкий спад усиления, что вызвано более быстрым девозбуждением возбужденных частиц плазмы Xe^{**} , Xe^* и Xe_2^* электронным ударом

при таких плотностях газа. Зависимость κ_{\max} от ρ (рис. 6) имеет оптимум при $\rho \approx 5 \cdot 10^7$ Вт/см³, что совпадает с результатом нашего эксперимента [5].

Таким образом, проведенные расчеты показали, что коэффициент усиления κ в Хе₂* лазере меняется незначительно (0.1—0.2 см⁻¹) при изменении давления газа от 3 атм и выше при условии, что плотность мощности накачки постоянна. Значит, эффективная генерация в Хе₂* лазере возможна и при давлениях, близких к атмосферному, если плотность мощности $\rho > 10^6$ Вт/см³. Усилительные свойства Хе₂* при $P \leq 3$ атм существенно зависят от параметров образованной плазмы. При $T_e > 0.6$ эВ усиление в среде очень мало ($\ll 10^{-3}$ см⁻¹), а при $T_e > 0.2$ эВ практически отсутствует.

Список литературы

- [1] Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир. 1981.
- [2] Turner C. E. // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31. N 10. P. 659—661.
- [3] Campbell I. D., Center R. E. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 5. P. 2348—2354.
- [4] Eckstrom D. I., Nakano H. H., Lorents D. C. et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 4. P. 1679—1690.
- [5] Кузнецов А. А., Сулакишин С. С. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 2. С. 205—206.
- [6] Арсланбеков Т. У., Держиев В. И., Жидков А. Г. и др. Препринт Института общей физики. № 8. М., 1989. 33 с.
- [7] Kannari F., Suda A., Obara M. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. Vol. QE-19. N 10. P. 1587—1599.
- [8] Kannari F., Kimura W. D. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. P. 4377—4387.
- [9] Lorents D. C. // Physica C. 1976. Vol. 82. P. 19—26.
- [10] Frost L. S., Phelps A. V. // Phys. Rev. 1964. Vol. 136. P. 1538—1541.
- [11] Гудзенко Л. И., Лакоба И. С., Сыцько Ю. И., Яковленко С. И. Препринт ИАЭ. № 2912. М., 1977. 31 с.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики при Томском
политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
10 декабря 1990 г.