

СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ, ГЕНЕРАЦИИ И РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ KrF ЛАЗЕРА

Н.В. Морозов, П.Б. Сергеев

Показано, что из-за структуры контура усиления лазерный переход $B \rightarrow X$ на KrF^ обеспечивает положительную добавку в показатель преломления активной среды KrF лазера. В электронно-лучковом KrF лазере при большой неоднородности мощности накачки получена высокая направленность излучения.*

Показатель преломления n активной среды KrF лазера с электронно-лучковым возбуждением (KrF ЭПЛ) на длине волны генерации 248,4 нм зависит от удельной мощности накачки W : $n - n_0 = \Delta n = KW / 1$. Коэффициент связи $K = (2 \div 4) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{МВт}$. Зависимость $n(W)$ позволяет оценивать расходимость излучения Θ , достижимую на активной среде с известной неоднородностью W .

Для выяснения рамок применимости линейного приближения требуются дальнейшие исследования и, в первую очередь, определение вкладов в Δn от различных компонентов активной среды. Из того, что $\Delta n > 0$ следует, что преобладающую добавку вносят компоненты с поглощением на $\omega_{ik} > \omega_l$ или с инверсией на $\omega_{ik} < \omega_l$. В работах [2, 3] обнаружено, что на некоторых длинах волн XeF лазеров значительные вклады в Δn обуславливаются самой структурой лазерного перехода $B \rightarrow X$. Цель данной работы заключается в оценке такого вклада в KrF лазере. Кроме того, приводятся результаты экспериментальной проверки выводов [1] о Θ KrF ЭПЛ при его работе с неустойчивым телескопическим резонатором (НТР).

Генерация в KrF лазере идет на двух длинах волн: сильная на 248,4 нм и слабая на 249,1 нм. На установке ЭЛ-1 [4] слабая линия 249,1 нм наблюдается на рабочих газовых смесях (РГС) из Ne/Kr/F₂, Ar/Kr/F₂, Kr/F₂ в широком диапазоне давлений и при изменении прозрачности резонаторов Т в пределах 20-95%, т.е. практически всегда, когда происходит генерация и на 248,4 нм. При работе KrF ЭПЛ с НТР проведено одновременное измерение поведения во времени мощности генерации Р на 248,4 и 249,1 нм после разделения этих линий в монохроматоре.

Форма импульса мощности излучения на 249,1 нм (рис. 1 кривая Б) практически не зависит от состава и давления РГС. Выше (кривая А) показан сигнал Р на 248,4 нм, наблюдавшийся на Ar/Kr/F₂ = 400/30/1 при 3 атм. На смеси Kr/F₂ этот сигнал был колоколообразным. Отношение Р(248 нм)/Р(249 нм) = 70/1. Совпадение передних фронтов и длительности импульсов по основанию свидетельствует о практическом равенстве коэффициентов усиления слабого сигнала g_0 на обеих линиях. При насыщении генерации на 248 нм g (249,1 нм) явно падает и генерация на этой линии, исходя из соотношения интенсивностей, идет вблизи порога. Подчеркнем, что это происходит при любой прозрачности резонатора.

На рис. 2 представлены денситограммы спектра люминесценции активной среды KrF ЭПЛ в области 250 нм, различающиеся уровнем ослабления излучения. Анализ основных особенностей структуры спектра, наблюдавшейся во многих работах, сделан в [5-6]. Она объясняется суперпозицией переходов с различных колебательно-вращательных уровней верхнего связанного В-состояния на нижнее разлетное — X. Учет расположения максимумов усиления на различных колебательных уровнях на основе [7] позволяет объяснить как генерацию на 249,1 нм, так и величину ее интенсивности по сравнению с 248,4 нм. Отметим, что на установке ЭЛ-1 при спектральных измерениях изменение длины активной области от 4 до 23 см, варьирование состава и давления РГС из Ne/Kr/F₂, Ar/Kr/F₂ и Kr/F₂ с точностью до 20% не приводило к изменению соотношения интенсивностей на 248,4, 249,1 и 248,9 нм. Это свидетельствует о различии в g_0 на этих длинах волн не более чем на 10%.

Спектры люминесценции, а также генерация на 249,1 нм свидетельствуют об асимметрии контура усиления перехода $B \rightarrow X$ молекулы KrF* относительно линии генерации на 248,4 нм со смещением в красную

область. В результате он будет вносить положительный вклад в Δn на 248,4 нм. Оценка величины этого вклада на основе классических соотношений между действительной и мнимой частями комплексной диэлектрической проницаемости с учетом структуры усиления с различными колебательных уровней /7/ дает: $\Delta n(\text{KrF}) \approx 0,5g\lambda/4\pi = 10^{-6} g$. Величина $g \sim W$, а для использованных РГС и давлений $g \approx 0,13 \text{ см}^{-1} (\text{МВт}/\text{см}^3)^{-1}$. Следовательно, $K(\text{KrF}) = d/dW[\Delta n(\text{KrF})] = 10^{-6} dg/dW \approx 1,3 \cdot 10^{-7} (\text{МВт}/\text{см}^3)^{-1}$, что близко к экспериментально найденному значению.

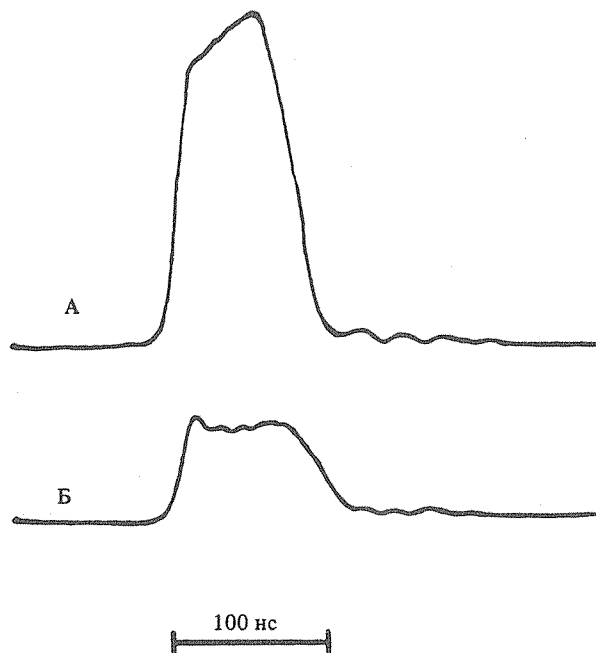


Рис. 1. Осциллограммы импульсов мощности лазерного излучения на 248,4 (А) и 249,1 нм (Б).

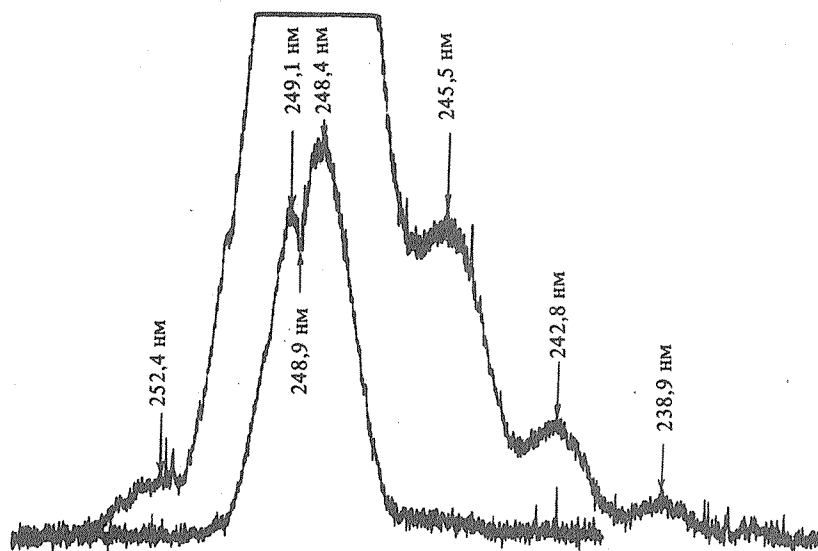


Рис. 2. Спектр люминесценции активной среды KrF ЭПЛ при различных уровнях ослабления излучения.

Кроме KrF^* , как показывает анализ, положительную добавку в Δn на 248,4 нм вносят Kr_2F^* , $ArKrF^*$, Ar_2F^* , Kr_2^* , $ArKr^*$ и Ar_2^* , а вклады от большинства остальных компонентов активной среды отрицательные.

Из соотношения $\Theta_{НТР} = 2LK \nabla W \gamma_{НТР} / |1|$ следует, что на установке ЭЛ-1 с $\nabla W_y \leq 1$ МВт/см⁴ возможно достижение $\Theta_{НТР} \leq 5 \cdot 10^{-5}$ рад. Но для этого требуется переход к большим значениям коэффициента увеличения M НТР. При этом уменьшится чувствительность НТР к неоднородностям среды и качеству оптики, что проявляется в уменьшении аберрационных коэффициентов $\gamma_{НТР} / |8|$. Уменьшается и время τ_f формирования предельной $\Theta_{НТР}$, что важно при коротких длительностях накачки $\tau / |9|$. Учет взаимосвязи перечисленных факторов и зависимости энергии генерации $E_l(T)$ на ЭЛ-1 $|4|$ сделан на основе соотношения $E_l(\Theta_{НТР}) \approx (1 - \tau_f/\tau) E_l(T)$, где $\tau_f = [\ln(\Theta_{II}/\Theta_{НТР}) / \ln M] 2L/c$; $\Theta_{НТР} = 5 \cdot 10^{-5}$; $\Theta_{II} = 5 \cdot 10^{-3}$ рад — расходимость излучения с плоским резонатором. В результате оказалось, что для сосредоточения максимума энергии в $\Theta_{НТР} \leq 5 \cdot 10^{-5}$ рад оптимальное $M = 3 - 4$.

Эксперименты проводились на НТР с $M = 3$ при $L = 700$ мм. Зеркала имели диэлектрические покрытия с отражением 98%. На лазерной камере устанавливались просветленные окна из кварца КУ-1. Качество изготовления поверхностей оптических элементов ΔN было $0,1\lambda_K$, где $\lambda_K = 550$ нм. Чистота поверхностей $P = II$. Сечение лазерного пучка на выходе имело форму кольца с внешним диаметром 51 мм и внутренним — 17 мм. Излучение фокусировалось на расстоянии 16 м, а в тракте пучка стояло еще два плоских поворотных зеркала. Расходимость излучения определялась измерением энергии, прошедшей через диафрагмы различного диаметра. Кроме того, фокальное пятно фотографировалось с использованием ступенчатого ослабления интенсивности на клине из плоских зеркал с отражением 70%.

На РГС из $Ar/Kr/F_2 = 400/30/1$ при 3 атм $\tau = 80$ нс и $E_l = 7$ Дж. На уровне $0,5 E_l$ $\Theta_{НТР} = 1,2 \cdot 10^{-4}$ рад, а в угле $2,5 \cdot 10^{-4}$ рад содержится $0,86 E_l$. В фокальном пятне наблюдалась "яркая точка" с угловым размером 15 мкрад на уровне $1/2$ от максимальной интенсивности. В ней было сосредоточено около $0,05 E_l$. Данный угол соответствует дифракционному пределу для использовавшихся НТР.

Полученные результаты по расходимости излучения свидетельствуют о хорошей точности оценок, следующих из выражения для $\Theta_{НТР}$. Различие между предсказанным и достигнутым значениями вполне объясняется неидеальностью оптики и конечным временем формирования предельной направленности излучения в генераторе.

Авторы благодарны А.П. Напартовичу и Е.В. Юкову за полезные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клементов А.Д., Морозов Н.В., Сергеев П.Б. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 49 (1987).
2. Chow W.W., Scully M.O. Optics Letters, 7, 316 (1982).
3. Адамович В. А. и др. Квантовая электроника, 14, 80 (1987).
4. Бучнев В.М., Клементов А.Д., Сергеев П.Б. Квантовая электроника, 8, 1235 (1981); 10, 2048 (1983).
5. Tellinghuisen J. et al. J. Chem. Phys., 65, 4473 (1976).
6. Tamagake K., Setser D.W. J. Chem. Phys., 67, 4370 (1977).
7. Morgan W.U. et al. J. Appl. Phys., 54, 4275 (1983).
8. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М., Наука, 1979, с. 167.
9. Ананьев Ю.А., Аникичев С.Г. ЖТФ, 53, 1959 (1983).

Поступила в редакцию 20 ноября 1987 г.