

КИНЕТИКА ГЕНЕРАЦИИ ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА С ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИМ НЕУСТОЙЧИВЫМ РЕЗОНАТОРОМ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ ВЫВОДОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. А. Ананьев, С. Г. Аникитчев, А. Ф. Бохонов, В. С. Бураков, Г. Г. Кот,
В. А. Орлович, В. А. Титарчук

Проведен цикл экспериментальных и теоретических исследований, направленных на оптимизацию неустойчивого резонатора электроразрядного ХеСl лазера.

Во многих практических применениях эксимерных лазеров важное значение имеет расходимость генерируемого излучения. Для ее уменьшения, как известно, применяются неустойчивые резонаторы [1-3]. Короткое время существования инверсии и большое усиление в электроразрядных эксимерных лазерах диктует выбор резонаторов с большими значениями увеличения M [3, 4]. Падение же энергии генерации с ростом M , а также отсутствие исследований по оптимизации характеристик эксимерных лазеров побудило нас предпринять экспериментальные и теоретические исследования энергетических, временных и пространственных характеристик соответствующего электроразрядного ХеСl лазера, направленные на оптимизацию его резонатора.

В эксперименте мы использовали телескопический неустойчивый резонатор с поляризационным выводом (ТНРПВ) [5-7], позволяющий получать на выходе пучок сплошного сечения и менять величину обратной связи без изменения геометрии резонатора. Возбуждение активной среды осуществлялось от LC-контура с перезарядкой емкости [8]. Для коммутации использовался тиратрон ТГИ-1-1000/25. Предыонизация активной среды осуществлялась с помощью четырех рядов искр, равномерно расположенных вдоль электродов. Размер активной среды составлял $50 \times 2 \times 0.8$ см; в качестве активной среды использовалась смесь HCl : Хе : Не = 4 : 75 : 1900 при общем давлении 1980 Тор. Этот лазер с плоским резонатором генерировал пучок с энергией $E_{\text{ген}} = 70$ мДж и расходимостью 7.2 мрад по большому и 2.4 мрад по малому размерам его апертуры.

В резонаторе использовались полностью отражающие диэлектрические зеркала. Окнами разрядной камеры служили кварцевый клин с углом 5° и вогнутое зеркало. Между клином и выпуклым зеркалом располагались четвертьволновая пластина, диэлектрический пленочный поляризатор, ориентированный под углом Брюстера к оптической оси резонатора, и диафрагма. Коэффициент увеличения резонатора $M = |r_2/r_1|$ изменялся от 3.5 до 350. При $M = 3.5$ радиусы зеркал составляли $r_2 = 250$ см и $r_1 = -71$ см, во всех остальных случаях r_2 равнялся 207 см, а изменение M достигалось за счет установки выпуклых зеркал с различными r_1 . Размеры внутрирезонаторной диафрагмы выбирались из условия наилучшего заполнения поперечного сечения активной среды потоком излучения.

Энергия генерируемого излучения измерялась с помощью прибора ИМО-2Н, временная форма импульса регистрировалась коаксиальным фотоэлементом ФК-2 и осциллографом С7-15. Расходимость выходного пучка определялась стандартным методом фокального пятна. Форма и энергия импульса регистри-

ровалась как для суммарного выходного пучка, так и для дифракционного ядра.

На рис. 1 представлены осциллограммы импульсов излучения ХеСl лазера для различных коэффициентов увеличения резонатора. Во всех случаях импульсы генерации промодулированы с периодом, равным времени двойного прохода излучения по резонатору ($T=2L/c$, где L — длина резонатора, c — скорость света). Как указывалось в [4], возникновение такой модуляции в неустойчивом резонаторе вызвано быстрым и одновременным по всей длине возбуждением активной среды. При возрастании M несколько увеличивается глубина модуляции и амплитуда первого «пика» излучения в дифракционном ядре.

На рис. 2 (сплошные линии) приведены зависимости суммарной энергии E_s и энергии в дифракционном ядре E_d от коэффициента увеличения резонатора: с возрастанием M происходит монотонное уменьшение суммарной энергии. В то же время существует некоторое оптимальное значение параметра M (в данном случае $M=10$), при котором энергия в дифракционном ядре принимает

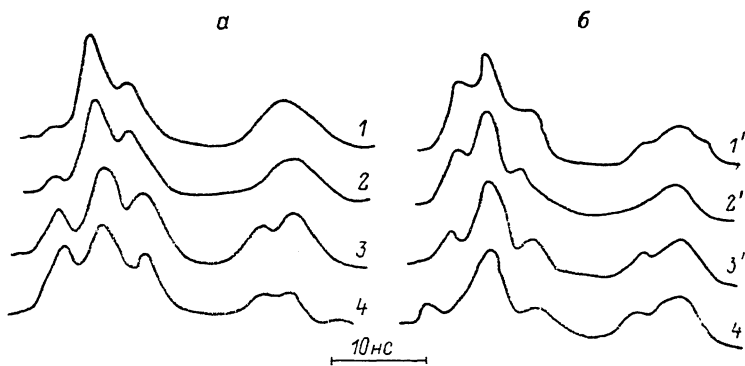


Рис. 1. Форма импульсов излучения ХеСl лазера при различных M для дифракционного ядра (а) и для суммарного потока (б).

(Смесь НСl : Хе : Не. $M=10.4$ (1, 1'); 53 (2, 2'); 99 (3, 3'); 207 (4, 4').

максимальное значение. Варьируя M , мы также проводили оптимизацию величины обратной связи резонатора по выходной энергии путем поворота фазовой пластины. Оказалось, что для всех коэффициентов увеличения оптимальная доля выводимого излучения практически оставалась неизменной.

При возрастании M наблюдается монотонное уменьшение расходимости по направлению как большого φ_b , так и малого φ_m размеров поперечного сечения активной среды (рис. 3). Причем в диапазоне $3.5 < M < 60$ расходимость уменьшается довольно резко, а при $M > 60$ уменьшение расходимости происходит гораздо медленнее. Примечательно то, что расходимость φ_b по большой апертуре во всем диапазоне изменения M остается примерно в 2—3 раза больше расходимости φ_m по меньшей апертуре, при больших M наблюдается тенденция к сближению обеих расходимостей (вставка на рис. 3), однако и в этих условиях φ_b остается больше φ_m . Последнее свидетельствует о том, что процесс установления колебаний в лазере не завершен. Поэтому, очевидно, увеличение длительности импульса должно приводить к уменьшению расходимости.

Мы проверили это предположение экспериментально. Варьирование длительности импульса генерации достигалось за счет изменения состава смеси активной среды лазера. Так, использование в качестве галогеносодержащего соединения четыреххлористого углерода приводило к уменьшению длительности импульса до 8 нс, а замена буферного газа гелия неонем вызывала увеличение длительности до 30 нс при тех же условиях возбуждения активной среды. На рис. 4 приведены зависимости расходимости выходного излучения от M по большой и малой апертурам пучка для трех указанных выше смесей. Видно, что наименьшее значение φ при заданном M действительно получается для смеси, обеспечивающей наибольшую длительность существования инверсии. Минимальные расходимости, полученные со смесью НСl : Хе : Не, составили $\varphi_b \times$

$\times \varphi_m = 110 \times 60$ мкрад. Кроме того, увеличение времени существования инверсии приводило к росту полной энергии и повышению доли энергии, содержащейся в дифракционном керне.

Параллельно с экспериментом мы проводили численные расчеты эксимерного лазера с неустойчивым резонатором, воспользовавшись для этого представлениями, выработанными в [4] применительно к проблеме описания процесса установления колебаний в лазерах с неустойчивыми резонаторами на средах с малым временем существования инверсии.

Дело в том, что характерные особенности лазеров на эксимерных молекулах хорошо соответствуют расчетной модели, разработанной и примененной в [4] для анализа генерации лазеров на парах меди, а именно: малое время жизни возбужденного состояния указывает на превалирующую роль переходных процессов в ходе генерации; высокий коэффициент усиления в среде, а вместе с ним

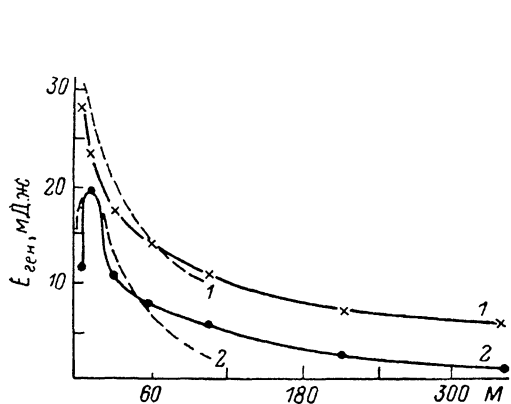


Рис. 2. Зависимость суммарной энергии генерации лазера (1) и энергии в дифракционном керне (2) от коэффициента увеличения M резонатора для смеси HCl : Xe : He.

Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет.

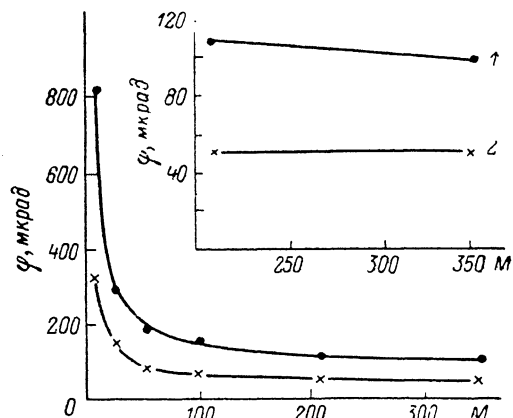


Рис. 3. Зависимость расходимости генерируемого излучения по большому (1) и малому (2) размерам поперечного сечения активной среды от увеличения M для смеси HCl : Xe : He.

и мощное спонтанное излучение, присутствующее в выходном импульсе на всех стадиях его развития, заставляют прибегнуть к описанию генерации как процесса эволюции рождающегося в активной среде и усиливаемого ею же спонтанного излучения.

В связи с этим часть методики расчетов, относящаяся к вычислению плотности излучения, мы взяли из [4], видоизменив ее для случая поляризационного вывода (для этого достаточно ввести в эквивалентную схему наклонную пластину, осуществляющую вывод определенной доли излучения из резонатора).

Основную трудность при расчетах эксимерных лазеров составляет моделирование активной среды. Многочисленность реакций, протекающих при разряде, и отсутствие сведений о константах их скоростей делают невозможным достаточно строгое и одновременно компактное описание процессов, протекающих в среде при генерации. Поэтому для смеси HCl : Xe : He мы ограничились учетом всего двух реакций, ведущих к образованию $(\text{XeCl})^* : \text{HCl} + (\text{Xe})^* \rightarrow (\text{XeCl})^* + \text{H}$ с известной из литературы константой скорости $k_1 = 5.6 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^*$ с неизвестной нам константой скорости k_2 . Этим двум процессам соответствует пара дифференциальных уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{dN_{(\text{XeCl})^*}}{dt} &= k_1 N_{\text{Xe}^*} N_{\text{HCl}} - \frac{\rho c \sigma}{h\nu} N_{(\text{XeCl})^*} - \frac{1}{\tau_1} N_{(\text{XeCl})^*}, \\ \frac{dN_{\text{Xe}^*}}{dt} &= k_2 j(t) (N_{\text{Xe}}^0 - N_{\text{Xe}^*}) - k_2 j(t) N_{\text{Xe}^*} - \frac{1}{\tau_2} N_{\text{Xe}^*}, \end{aligned} \quad (1)$$

где N^0 — исходные концентрации, N — искомые концентрации соответствующих атомов и молекул, ρ — плотность усиленного спонтанного излучения, $\tau_1 = 11 \cdot 10^{-9}$ с — время жизни молекулы $(\text{XeCl})^*$, τ_2 — время жизни Xe^* определялось при расчетах, c — скорость света, $\sigma = 4.5 \cdot 10^{-16}$ см² — сечение вынужденного излучения; $j(t)$ — плотность тока накачки, разность $N_{\text{Xe}}^0 - N_{\text{Xe}^*}$ — концентрация невозбужденного ксенона, член $j(t) k_2 N_{\text{Xe}^*}$ описывает процесс снятия возбуждения электронами, $N_{\text{HCl}} = N_{\text{HCl}}^0 - N_{(\text{XeCl})^*} - \int_0^t (\rho(\tau)/h\nu) \times \sigma N_{(\text{XeCl})^*}(\tau) d\tau$, где последний член представляет собой число развалившихся молекул к данному моменту времени.

Система (1) вместе с уравнением для плотности излучения (подробно оно выведено в [4]) образуют замкнутую систему интегродифференциальных уравнений, которая решалась численно при $N_{\text{Xe}}^0 = 1.4 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $N_{\text{HCl}}^0 = 1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и известной из эксперимента зависимости j от времени $j(t) = j_0 |\sin(10^{-8}t)| \exp(-2.5 \cdot 10^{-9}t)$.

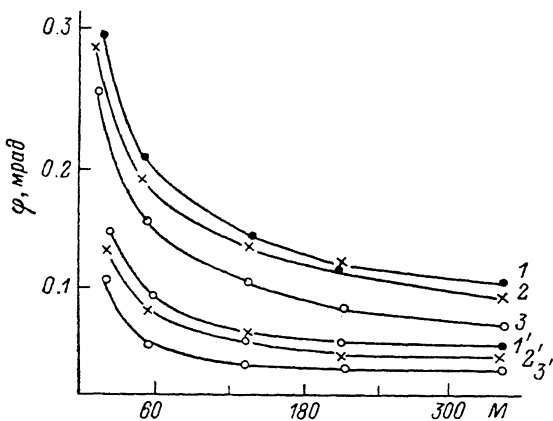


Рис. 4. Зависимость расходимости излучения в дифракционном керне для большого ($1, 2, 3$) и малого ($1', 2', 3'$) поперечных сечения пучка от коэффициента увеличения M резонатора для рабочих смесей $\text{CCl}_4 : \text{Xe} : \text{He}$ ($1, 1'$); $\text{HCl} : \text{Xe} : \text{He}$ ($2, 2'$); $\text{HCl} : \text{Xe} : \text{Ne}$ ($3, 3'$).

Неизвестные заранее величины $k_2 j_0$ и τ_2 варьировались при расчетах до совпадения энергии импульса, его формы и энергии, попадающей в дифракционный керн, с экспериментальными данными, полученными при увеличении резонатора $M=52$. В результате мы получили $\tau_2 = 8.4 \cdot 10^{-9}$ с, $k_2 j_0 = 1.2 \cdot 10^5$ с⁻¹ или $\tau_2 = 0.76 \tau_1$, $k_2 j_0 = 1.35 \cdot 10^{-3} / \tau_1$; во всех последующих расчетах мы пользовались значениями констант, установленных при $M=52$.

При расчетах анализировались следующие характеристики: выходная мощность как функция времени $W(t)$; зависимость доли мощности $\Phi(\varphi_0, t)$, приходящейся на дифракционный угол φ_0 , от времени; коэффициент усиления $k_{\text{rc}}(t)$; энергия импульса $E_c = \int W(t) dt$ и та ее часть $E_x = \int W(t) \Phi(\varphi_0, t) dt$, которая приходится на керн дифракционного распределения, при различных увеличениях резонатора.

В результате указанного подбора параметров нам удалось добиться полного качественного совпадения результатов расчетов и экспериментов, что свидетельствует о правильности высказанных нами соображений о свойствах резонатора и активной среды.

Форма импульса $W(t)$ совпадает с экспериментальной с точностью до глубины модуляции: при генерации на средах с малым временем существования инверсии возбуждаются релаксационные колебания плотности, физические причины существования которых указаны выше; более глубокая модуляция, получаемая при расчетах, объясняется отсутствием в модели зависимости k_{rc} от частоты излучения, а также отсутствием учета поглощения на ионах Cl^- .

Зависимость $\Phi(\varphi_0, t)$ имеет характерный вид, аналогичный экспериментальным данным, приведенным на рис. 1.

Наибольший для практики интерес представляет получение зависимостей $E_c(M)$ и $E_d(M)$ (экспериментальные и расчетные зависимости приведены на рис. 2). Несмотря на некоторые расхождения в определении абсолютных величин E_c и E_d , объясняемые наличием неравномерности накачки по сечению, модель достаточно хорошо соответствует реальной ситуации, так как позволяет точно определить то значение M , при котором E_d принимает максимальное значение.

Расчеты показали, что величины E_c и E_d зависят от доли μ мощности излучения, которая выводится из резонатора на каждом проходе: для каждого M существует $\mu = \mu_{\text{опт}}$, при котором E_d максимальна. Параметр $\mu_{\text{опт}}$ в свою очередь довольно слабо зависит от увеличения ($\mu_{\text{опт}} = 0.73$ при $M = 100$ и $\mu_{\text{опт}} = 0.85$ при $M = 5$), что согласуется с экспериментальными данными.

В рамках используемой модели находит объяснение и тот факт, что расходимость φ_0 по координате, соответствующей большему сечению активной среды, оказывается хуже, чем в перпендикулярном направлении. Дело в том, что число проходов n_0 , необходимое для выделения основной моды из спонтанного шума, примерно равно $n_0 = 1 + \ln(\varphi_1/\varphi_2)/\ln M$ [3], зависит от величины угла $\varphi_1 = 2a(1 - 1/M)/L$, где $2a$ — поперечный размер среды в данном направлении, L — длина резонатора. Отсюда видно, что в том направлении, где сечение активной среды больше, для выделения основной моды требуется и большее время; в условиях когда в выходном пучке заметную долю составляет постоянно добавляющееся спонтанное излучение, это приводит и к большей расходимости. Определенный вклад в увеличение расходимости φ_0 могли вносить также отражения от поверхностей электродов.

Таким образом, изложенная выше теория качественно правильно описывает энергетические и временные характеристики излучения, генерируемого электроразрядным ХеСІ лазером с телескопическим неустойчивым резонатором и поляризационным выводом. Есть все основания ожидать, что при использовании более совершенной модели активной среды с ее помощью можно будет проводить количественный анализ процесса генерации в таких лазерах.

Подчеркнем также, что созданный на базе ТНРПВ электроразрядный эксимерный лазер обладает при больших M не только малой расходимостью, но и гладким распределением интенсивности по поперечному сечению. Благодаря этому он оказывается весьма перспективным для применения в различных областях науки и техники. Например, получено ВКР преобразование его излучения в сжатом водороде в четыре стоксовых и две антистоксовых компоненты, причем порог возбуждения ВКР составлял 1 мДж [7].

Литература

- [1] Barker P. L., Loree T. R. // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. N 7. P. 1792—1796.
- [2] Bigio L. J., Slatkine M. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. QE-19. N 9. P. 1426—1436.
- [3] Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. 328 с.
- [4] Ананьев Ю. А., Аникичев С. Г. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 10. С. 1959—1965.
- [5] Грабчиков А. С., Квач В. В., Козич В. П., Орлович В. А. А. С. 1050507. БИ. 1985. № 24. 276 с.
- [6] Апанасевич П. А., Бобонов А. Ф., Бураков В. С. и др. // Тез. VI Межресп. семинара «Квантовая электроника и лазерная спектроскопия». Вильнюс, 1984. С. 17.
- [7] Апанасевич П. А., Бобонов А. Ф., Бураков В. С. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 7. С. 414—418.
- [8] Алькевич Л. В., Бобонов А. Ф., Бураков В. С. // ЖПС. 1984. Т. 40. № 2. С. 202—206.