

тушения. Наиболее близким к радиационному времени жизни уровня  $^4I_{13/2}$  ионов  $Er^{3+}$  в стеклокристаллических композитах будет время затухания, измеренное в низко концентрированном образце №2, которое составило 410 мкс.

Полученные результаты по временам затухания люминесценции для всех исследованных образцов, а также рассчитанные значения эффективности переноса энергии представлены в таблице 2.

Таблица 2. Времена затухания люминесценции с уровня  $^2F_{5/2}$  ионов  $Yb^{3+}$  и эффективности переноса энергии в исследуемых образцах

№ образца	$\tau_{Yb}$	$\eta_{Yb \rightarrow Er}$ , %
1	700	
2	144	79
3	67,5	90
4	30	96

Таким образом, в данной работе измерены спектры поглощения, люминесценции и кинетики затухания люминесценции образцов стеклокристаллических композитов на основе иттрий-алюминиевого бората, активированного

ионами  $Yb^{3+}$ , и соактивированного ионами  $Er^{3+}$  и  $Yb^{3+}$  с различной концентрацией, определено время жизни уровня  $^2F_{5/2}$  ионов иттербия в исследуемом материале. Для соактивированных образцов рассчитаны значения эффективности переноса энергии от ионов иттербия к ионам эрбия.

1. Growth, optical characterization, and laser operation of a stoichiometric crystal  $KYb(WO_4)_2$  / M.C. Pujol [et al] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65, №16. – P. 165121-165131.
2. Sumida, D.S. Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media / D.S. Sumida, T.Y. Fan // Opt. Lett. – 1994. – Vol.19. – P.1343-1345.
3. Степанов, Б.И. Введение в теорию люминесценции / Б.И. Степанов, В.П. Грибковский – Мн.: изд-во АН БССР, 1963. – 443 с.
4. Energy-transfer studies and efficient cw laser operation of a cw Er,Yb:YCOB laser at 1.5-1.6  $\mu m$  / P. Burns [et al.] // Proc. SPIE. / SPIE. – Bellingham, 2003. – Vol. 4968. – P. 79-86.

УДК: 621.373:535

## ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ

Свирина Л.П.

Белорусский национальный технический университет  
Минск, Республика Беларусь

Целью данной работы является теоретическое исследование фазовых характеристик четырехчастотного кольцевого газового лазера (ЧКГЛ) с эллиптическими состояниями поляризации генерируемых волн в условиях нестационарной генерации.

Уравнения генерации для интенсивностей  $I_{1,2}^{\pm}$  и разностей фаз  $\Psi_{1,2} = \Psi_{1,2}^+ - \Psi_{1,2}^-$  встречных волн с произвольными состояниями поляризации выведены на основе матричного формализма в [1]. Эллиптические состояния поляризации создаются при помещении в резонатор ЧКГЛ линейной фазовой пластинки и оптического вращателя. Матрицы Джонса такого резонатора для встречных направлений ( $\pm$ ) имеют вид:

$$\hat{M}^{\pm} = \begin{pmatrix} e^{i\nu} & 0 \\ 0 & e^{-i\nu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix}, \hat{M}^- = \tilde{\hat{M}}^+ \quad (1)$$

где  $\nu$  и  $\phi$  - величина линейной и циркулярной фазовой анизотропии,  $\tilde{\phantom{x}}$  означает транспонирование. Собственные значения матриц  $\hat{M}^{\pm}$  и разность частот однонаправленных волн определяются как:

$$\lambda_{1,2}^{\pm} = \cos 2\psi \cos 2\phi \pm \sqrt{\cos^2 2\psi \cos^2 2\phi - 1}, \quad (2)$$

$$\omega_{c1}^{\pm} - \omega_{c2}^{\pm} = 2 \arccos(\cos 2\psi \cos 2\phi) c/L,$$

а состояния поляризации мод резонатора задаются соотношениями:

$$\gamma_{1M}^+ = 1/2 \arctg\{-tg\phi\}, sh 2\beta_{1M}^+ = -\sin \phi ctg \psi, \quad (3)$$

$$\gamma_{1M}^+ - \gamma_{2M}^+ = \pi/2, \xi_{2M}^+ = -\xi_{1M}^+, \quad (4)$$

$$\gamma_{1M,2M}^- = \gamma_{1M,2M}^+, \xi_{1M,2M}^- = -\xi_{1M,2M}^+.$$

Здесь  $\gamma$  - азимут,  $\xi = th 2\beta$  - эллиптичность, знаки  $\pm$  отнесены к встречным направлениям распространения волн, цифры 1,2 обозначают номер резонаторной моды. Как следует из (3) (4), однонаправленные волны поляризованы ортогонально, а встречные волны, соответствующие одинаковым модам резонатора, - неортогонально: их азимуты одинаковы, а эллиптичности противоположны по знаку.

Для рассматриваемого ЧКГЛ характерно наличие большого числа экспериментально регулируемых параметров, поэтому вначале на основе численного интегрирования уравнений генерации при параметрах резонатора и активной среды, типичных для He-Ne ( $\lambda = 1.15$  мкм)

лазера, определим область значений линейной и циркулярной фазовой анизотропии резонатора, в которой возможны автоколебательные режимы генерации эллиптически поляризованных волн. На рис. 1 эта область закрашена серым цветом.

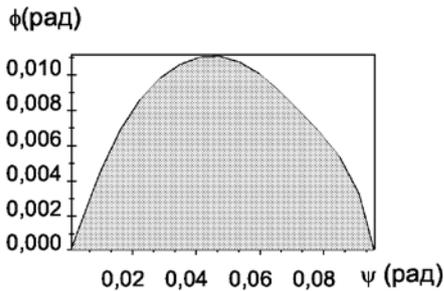


Рисунок 1 – Область автоколебаний

Как следует из рисунка, в данной системе автоколебания возможны для не слишком больших значений эллиптичности:  $0 \leq \xi < 0.2$ .

Для значений  $\psi = 0.005$  рад,  $\phi = 0.0015$  рад, которым на основании (3),(4) соответствуют следующие параметры поляризации мод резонатора:  $\gamma_{1M}^+ = -7.5 \times 10^{-4}$ ,  $\xi_{1M}^+ = -0.146$ , определим области существования устойчивых режимов генерации для различных значений коэффициентов обратного отражения  $r$  и отстройек от центра линии  $x$ . Как показано в [2], в данном ЧКГЛ, помимо стационарных режимов генерации бегущих и стоячих волн, в широкой области управляющих параметров существуют автоколебательные режимы генерации. На рис. 2 показаны периодические колебания интенсивностей  $I_1^\pm$  (а),  $I_2^\pm$  (б) и разностей фаз  $\Psi_{1,2}$  (в) для  $r = 0.001$  и различных отстройках:  $x = -43.2$  МГц (левая колонка),  $x = 0$  (средняя колонка) и  $x = 43.2$  МГц (правая колонка). Сплошными линиями обозначены зависимости  $I_{1,2}^+$ ,  $\Psi_1$ , пунктирными –  $I_{1,2}^-$ ,  $\Psi_2$ . В данном случае динамика генерации ЧКГЛ демонстрирует закономерности, аналогичные обнаруженным в эксперименте [3] и описанным теоретически в [1] для линейно поляризованных волн. В обеих системах в режиме автоколебаний интенсивности встречных волн  $I_1^\pm$  ( $I_2^\pm$ ), а также интенсивности однонаправленных волн  $I_1^+$ ,  $I_2^+$  ( $I_1^-$ ,  $I_2^-$ ), совершают антифазные колебания, а интенсивности встречных волн  $I_1^+$ ,  $I_2^-$  ( $I_1^-$ ,  $I_2^+$ ) – синфазные. Переход через центр линии сопровождается переключением интенсивностей и состояний поляризации встречных и однонаправленных волн.

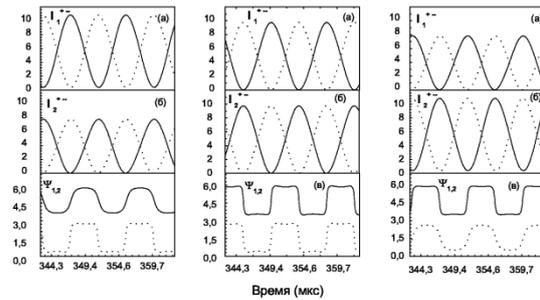


Рисунок 2 – Автоколебательные режимы генерации для различных отстроек

Рисунок 3 иллюстрирует поведение средних (а) и мгновенных (б) значений разностей фаз в области отстроек вблизи центра линии, где происходит переключение интенсивностей.

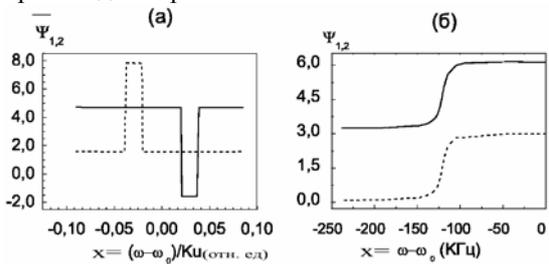


Рисунок 3 – Средние и мгновенные значения разностей фаз в области переключения интенсивностей:  $\Psi_1$  – сплошная линия,  $\Psi_2$  – пунктирная

Как видно из рис. 3(а), средние значения разностей фаз постоянны:  $\bar{\Psi}_1 = -\pi/2$ ,  $\bar{\Psi}_2 = +\pi/2$  и не изменяются при переходе через центр линии, претерпевая скачки на  $2\pi$  вдали от него. Отсутствие скачка на  $\pi$  для усредненных по времени фазовых переменных при переходе через центр линии было обнаружено при теоретическом исследовании динамики генерации скалярного поля в  $\text{CO}_2$  лазере [3]. Изменение мгновенных значений разностей фаз (рис. 3(б)) происходит непрерывно в узкой области отстроек (несколько десятков КГц) и имеет место не на центре линии, а вблизи точки  $x \approx -125$  КГц.

Для значений  $\psi = 0.08$  рад,  $\phi = 0.007$  рад,  $\gamma_{1M}^+ = -0.0035$ ,  $\xi_{1M}^+ = -0.0435$ ,  $\omega_{1c}^\pm - \omega_{2c}^\pm = 21,3$  МГц динамика генерации рассматриваемого ЧКГЛ существенно усложняется. Здесь мы ограничимся рассмотрением поведения фазовых характеристик для последовательности режимов генерации, наблюдаемых при переходе из области отрицательных в область положительных отстроек Рисунок 4 иллюстрирует поведение средних значений разностей фаз  $\bar{\Psi}_1$  (а) и  $\bar{\Psi}_2$  (б) в зависимости от  $x$  при  $r = 0.001$ . Последовательность режимов генерации показана схематически: сплошными линиями отмечен стационарный

режим генерации одной стоячей волны, вертикальными черточками – двух стоячих волн, треугольниками – автоколебания, стрелками показаны изменения средних значений разностей фаз на  $\pi$ , которые имеют место в области автоколебаний.

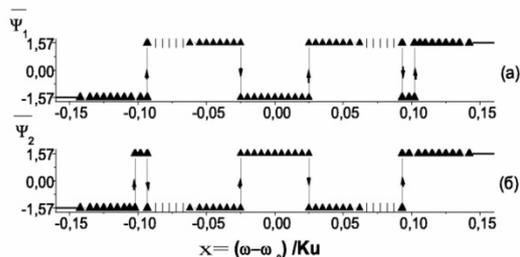


Рисунок 4 – Изменение средних значений разностей фаз при движении из области отрицательных в область положительных отстройек

Поведение мгновенных значений интенсивностей и разностей фаз для  $x = -0.0235$  (а) и  $x = -0.0287$  (б) иллюстрирует рис. 5.

В зависимости от условий регистрации, для которой выбирается некоторый конечный временной интервал, изменения средних значений разности фаз могут происходить как непрерывно, так и скачкообразно.

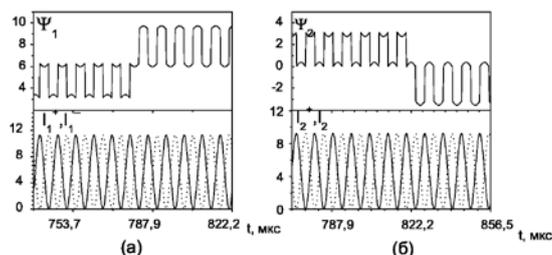


Рисунок 5 – Скачки мгновенных значений разностей фаз на  $2\pi$  при неизменных интенсивностях

1. Svirina, L.P. A four-frequency anisotropic-cavity ring gas laser / L.P. Svirina // *Quantum & Semiclassical Optics*, JEOS, part B. – 1998. – V. 10, № 1. P. 213–222.
2. Свирина, Л.П. Фазовая неустойчивость в четырехчастотном кольцевом газовом лазере с анизотропным резонатором / Л.П. Свирина // *Квантовая электроника*. – 2008. – Т38, № 1.– С.1–15 (приглашенная статья).
3. Yasinskii, V.M. Polarization dynamics in He - Ne ring laser/ V.M Yasinskii // *Proceedings of SPIE*. – 1996. – V. 2792. – P. 166-170.
4. Pando, C.L. /Phase dynamics in a single mode class B laser / C.L. Pando, G.A. Luno Acosta // *Optics Communications*. – 1995. – V. 114, №2. – P. 509-518.

УДК 539.26, 538.958, 621.373.8

### СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИТАЛЛОВ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОКРИСТАЛЛЫ ОКСИДА ГАЛЛИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ КОБАЛЬТА

Скопцов Н. А.<sup>1</sup>, Глазунов И. В.<sup>1</sup>, Лойко П.А.<sup>1,4</sup>, Маляревич А. М.<sup>1</sup>, Юмашев К. В.<sup>1</sup>, Дымшиц О. С.<sup>2</sup>, Жилин А. А.<sup>2</sup>, Алексеева И. П.<sup>2</sup>, Шемчук Д. В.<sup>2</sup>, Виткин В.В.<sup>3</sup>, Харитонов А.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>НИЦ оптических материалов и технологий, Белорусский национальный технический университет  
Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup>НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

<sup>3</sup>Университет ИТМО

Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup>Department of Materials and Nano Physics, School of Information and Communication Technology  
Kista, Sweden

В настоящее время большой интерес исследователей привлекает получение коротких и сверхкоротких импульсов лазерного излучения. Источники такого излучения востребованы в прецизионной обработке материалов, медицине дальнометрии, волоконных средствах передачи и обработки информации. Одним из способов получения лазерного излучения такой длительности является применение пассивных затворов на основе просветляющихся сред. Для лазеров спектрального диапазона 1.5 мкм большое распространение получили затворы на основе твёр-

дотельных сред с ионами кобальта [1-5]. Целью данной работы является создание и изучение спектрально-люминесцентных и нелинейно-оптических свойств новых материалов для пассивных затворов – ситаллов с наноразмерными кристаллами оксида галлия, легированных ионами кобальта,  $\text{Co}^{2+}:\text{Ga}_2\text{O}_3$ .

Исходное стекло литиевогаллиевоалюмо-силикатной системы  $13\text{Li}_2\text{O}\cdot 23\text{Ga}_2\text{O}_3\cdot 64\text{SiO}_2$  с добавкой оксида кобальта было синтезировано в платинородиевом тигле при температуре 1580 °С с перемешиванием, отлито на металлическую