

# Поперечные структуры в широкоапертурных лазерах с анизотропией

А.А. Кренц<sup>1,2</sup>, Н.Е. Молевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Московское шоссе 34А, Самара, Россия, 443086

<sup>2</sup>Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук, ул. Ново-Садовая 221, Самара, Россия, 443011

**Аннотация.** Исследована пространственно-временная динамика широкоапертурного лазера с анизотропией. Анизотропия в широкоапертурных лазерах приводит к различным порогам для  $x$ - и  $y$ -поляризованных мод. Кроме того, поперечные волновые числа для  $x$ - и  $y$ -поляризованных мод также могут различаться. Исследованные режимы наблюдались экспериментально в полупроводниковых вертикально излучающих лазерах с криогенным охлаждением. Наши теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## 1. Введение

Поперечная пространственно-временная динамика широкоапертурных лазеров и других нелинейных резонаторов является областью активных исследований в последние три десятилетия [1, 2]. Существуют три универсальных механизма, приводящих к формированию поперечных структур в широкоапертурных лазерах. Первый из них связан с внеосевой генерацией, наблюдающейся в случае, если частота центра линии усиления среды оказывается выше, чем частота продольной моды резонатора (положительная отстройка). Наклонные волны и различные паттеры, формируемые в результате их интерференции были сначала предсказаны теоретически [3], а затем обнаружены экспериментально [4]. Вторым механизмом связан с неустойчивостью пространственно-однородной приосевой генерации при накачке выше второго порога [5]. Третий механизм связан с внешним воздействием на пространственно-распределенную оптическую систему [6].

Данная работа посвящена исследованию влияния анизотропии, присущей полупроводниковым лазерам, на динамику внеосевой генерации и формирование поперечных паттернов при положительной отстройке. В работе [7] экспериментально показано, что при высоких температурах, соответствующих приосевой генерации наблюдается разделение оптических частот для  $x$  и  $y$  поляризованного излучения  $\omega_x \neq \omega_y$ . Однако при охлаждении активной среды ВИЛ и развитии режима внеосевой генерации наблюдается захват оптических частот для  $x$ - и  $y$ -поляризованного излучения. Для внеосевой генерации частоты оказываются равны  $\omega_x = \omega_y$ . В работе [8] экспериментально показано, что поперечная структура оптического излучения для  $x$  и  $y$  поляризованного излучения имеет различный характерный пространственный размер.

## 2. Математическая модель и аналитические результаты

Пространственно-временная динамика широкопертурного лазера с учетом поляризации излучения описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} &= ia\nabla^2 E_{\pm} + \sigma(P_{\pm} - E_{\pm}) - (\gamma_a + i\gamma_p)E_{\mp}, \\
 \frac{\partial P_{\pm}}{\partial t} &= -(1 + i\delta)P_{\pm} + rE_{\pm} - N_{\pm}E_{\pm} - ME_{\mp}, \\
 \frac{\partial P_{\mp}}{\partial t} &= -(1 + i\delta)P_{\mp} + rE_{\mp} - N_{\mp}E_{\mp} - M^*E_{\pm}, \\
 \frac{\partial N_{\pm}}{\partial t} &= -\gamma N_{\pm} + \frac{1}{2}(E_{\pm}^*P_{\pm} + E_{\pm}P_{\pm}^*) + \frac{1}{4}(E_{\mp}^*P_{\mp} + E_{\mp}P_{\mp}^*), \\
 \frac{\partial M}{\partial t} &= -\mu M + \frac{1}{4}(E_{-}^*P_{+} + E_{+}P_{-}^*),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $\nabla^2$  - поперечный двумерный Лапласиан, учитывающий влияние дифракции излучения;  $E_{\pm}$  - две циркулярно поляризованные компоненты электрического поля,  $P_{\pm}$  - соответствующие компоненты поляризации активной среды,  $N_{\pm}$  - разности населенностей между соответствующими подуровнями и  $M$  описывает взаимодействие между верхними подуровнями;  $\delta$  - расстройка между центром линии усиления и частотой продольной моды резонатора;  $\gamma_a$  и  $\gamma_p$  - коэффициенты дихроизма и двулучепреломления соответственно.

Линейно поляризованные компоненты поля в таком случае могут быть выражены следующим образом:  $E_x = (E_{+} + E_{-})/\sqrt{2}$  и  $E_y = i(E_{-} - E_{+})/\sqrt{2}$ . Для  $x$ -поляризованной моды решение системы уравнений (1) имеет вид:  $E_x = E_{x0}e^{i(kx - \omega t)}$ ,  $E_y = 0$ , где волновое число  $k$  - свободный параметр. Подстановка решения в исходную систему позволяет получить порговое значение параметра накачки для  $x$ -поляризованной моды:

$$r_{xth} = (\sigma + \gamma_a)/\sigma + (\gamma_p + ak^2 - \delta)^2 / (\sigma(\sigma + \gamma_a + 1)) - (\gamma_p + ak^2 - \delta)^2 / (\sigma(\sigma + \gamma_a + 1)^2)$$

и соответствующую частоту:

$$\omega_{x0} = \delta + (ak^2 + \gamma_p - \delta) / (\sigma + \gamma_a + 1). \tag{2}$$

Для остройки  $\delta > \gamma_p$  решение с волновым числом  $k_{x0} = \sqrt{(\delta - \gamma_p)/a}$  является наиболее притягивающим и реализуется при численном моделировании системы (1). В таком случае, для положительной отстройки (случай криогенного охлаждения в зуспериментах) формула для частоты (2) принимает слудующий вид:

$$\omega_{x0}(\delta > \gamma_p) = \delta. \tag{3}$$

Для  $y$ -поляризованной моды решение системы уравнений (1) имеет вид:  $E_x = 0$ ,  $E_y = E_{y0}e^{i(kx - \omega t)}$ , где волновое число  $k$  - свободный параметр. Подстановка решения в исходную систему позволяет получить порговое значение параметра накачки для  $y$ -поляризованной моды:

$$r_{yth} = (\sigma - \gamma_a)/\sigma + (\gamma_p - ak^2 + \delta)^2 / (\sigma(\sigma - \gamma_a + 1)) - (\gamma_p - ak^2 + \delta)^2 / (\sigma(\sigma - \gamma_a + 1)^2)$$

и соответствующую частоту:

$$\omega_{y0} = \delta + (ak^2 - \gamma_p - \delta) / (\sigma - \gamma_a + 1). \tag{4}$$

Для положительной отстройки  $\delta > -\gamma_p$  наиболее притягивающим является решение с волновым числом  $k_{y0} = \sqrt{(\delta + \gamma_p)/a}$ . В таком случае, для положительной отстройки (случай

криогенного охлаждения в экспериментах) формула для частоты (4) принимает следующий вид:

$$\omega_{y0}(\delta > -\gamma_p) = \delta. \quad (5)$$

Таким образом, при положительной отстройке частоты для  $x$ - и  $y$ -поляризованной моды оказываются равны (3) и (5). При отрицательной отстройке (случай естественно разогрева активной среды лазера) для обеих поляризационных мод энергетически наиболее выгодно решение с волновым числом  $k=0$ . Тогда формулы (2) и (4) дают выражения для соответствующих частот:

$$\omega_{x0}(\delta < \gamma_p) = \delta + (\gamma_p - \delta) / (\sigma + \gamma_a + 1), \quad (6)$$

$$\omega_{y0}(\delta < -\gamma_p) = \delta - (\gamma_p + \delta) / (\sigma - \gamma_a + 1). \quad (7)$$

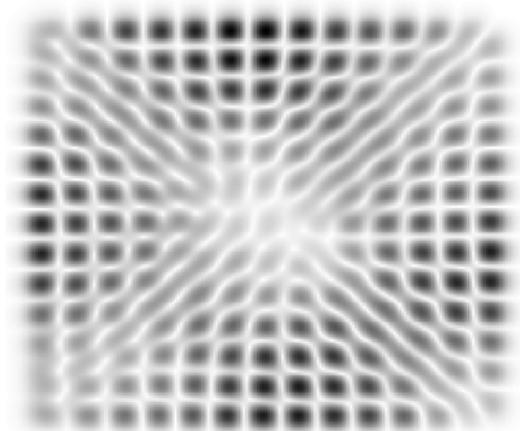
Для полупроводниковых лазеров  $\sigma \ll 1$  и  $\gamma_a \ll 1$ , тогда из (6) и (7) можно получить выражение для разности частот  $x$ - и  $y$ -поляризованных мод:

$$\Delta\omega = \omega_x - \omega_y \approx 2\gamma_p, \quad (8)$$

что хорошо согласуется с известными экспериментальными данными [8].

### 3. Результаты численного моделирования

Для численного решения системы уравнений (1) использовался метод экспоненциального дифференцирования ETD3RK. На рисунке 1 приведен пример распределения интенсивности в ближнем поле для  $x$ -поляризованной моды.



**Рисунок 1.** Распределение интенсивности в ближнем поле для  $x$ -поляризованной моды полученное численно при параметрах характерных для полупроводниковых лазеров  $\sigma = 0.01$ ,  $\gamma = 0.0001$ ,  $\mu = 0.005$ ,  $\delta = 1$ ,  $\gamma_a = 0.005$ ,  $\gamma_p = 0.005$ ,  $r = 5$ .

Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными результатами [7].

### 4. Заключение

В представленной работе проведено исследование анизотропии активной среды на пространственно-временную динамику широкоапертурного лазера. Показано, что при отрицательном знаке отстройки (соответствует разогреву активной среды)  $x$ - и  $y$ -поляризованные моды имеют разные частоты, найдено приближенное значение для разности частот. При положительном значке отстройки (соответствует криогенному охлаждению активной среды)  $x$ - и  $y$ -поляризованные моды имеют одну и ту же частоту. Определены пороговые значения параметра накачки для  $x$ - и  $y$ -поляризованных мод. Аналитические результаты, полученные в работе, хорошо согласуются с результатами экспериментальных работ. Также проведено численное моделирование пространственно-временной динамики

широкоапертурного лазера, получены картины в ближнем поле, качественно согласующиеся с экспериментальными результатами.

### 5. Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-60151 мол\_а\_дк, Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности (3.1158.2017).

### 6. Литература

- [1] Mandel, P. Transverse dynamics in cavity nonlinear optics (2000-2003) / P. Mandel, M. Tlidi // *Journal of Optics B*. – 2004. – Vol. 6. – P. R60-R75.
- [2] Tlidi, M. Localized structures in dissipative media: from optics to plant ecology / M. Tlidi, K. Staliunas, K. Panajotov, A. G. Vladimirov, M. G. Clerc // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. – 2014. – Vol. 372. – P. 20140101.
- [3] Jakobsen, P.K. Space-time dynamics of wide-gain-section lasers / P. K. Jakobsen, J. V. Moloney, A. C. Newell, R. Indik // *Phys. Rev. A*. – 1992. – Vol. 45. – P. 8129-8137.
- [4] Chen, Y.F. Spontaneous transverse pattern formation in a microchip laser excited by a doughnut pump profile / Y. F. Chen, Y. P. Lan // *Appl. Phys. B*. – 2002. – Vol. 75. – P. 453-456.
- [5] Pakhomov, A.V. Intrinsic performance-limiting instabilities in two-level class-B broad-area lasers / A.V. Pakhomov, N.E. Molevich, A.A. Krents, D.A. Anchikov // *Optics Communications*. – 2016. – Vol. 372. – P. 14-21.
- [6] Krents, A.A. Resonant excitation of transverse patterns in broad-area lasers by periodic temporal pump modulation / A.A. Krent, N.E. Molevich, D.A. Anchikov // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2017. – Vol. – 34. P. 1733-1739.
- [7] Yu, Y.T. Exploring lasing modes and polarization characteristics in broad-area square-shaped vertical-cavity surface emitting lasers with frequency detuning / Y.T. Yu, P.H. Tuan, C.P. Wen, K.F. Huang, Y.F. Chen // *Laser Physics Letters*. – 2014. – Vol. 11. – P. 115001.
- [8] Yu, Y.T. Exploring the influence of boundary shapes on emission angular distributions and polarization states of broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers / Y.T. Yu, P.H. Tuan, K.F. Huang, Y.F. Chen // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22. – P. 26939-26946.

# Transverse patterns in broad-area lasers with anisotropy

A.A. Krents<sup>1,2</sup>, N.E. Molevich<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Samara National Research University, Moskovskoe Shosse 34A, Samara, Russia, 443086

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute, Novo-Sadovaya Str. 221, Samara, Russia, 443011

**Abstract.** Spatiotemporal dynamics of broad-area lasers with anisotropy was investigated. Anisotropy in broad-area lasers leads to different thresholds for x- and y-polarized modes. Also, transverse wave numbers for x- and y-polarized modes can be different. Investigated regimes have been observed experimentally for VCSELs with cryogen cooling. Our theoretical results are in good agreement with experimental data.

**Keywords:** broad-area laser, transverse instabilities, anisotropy.