

09

## Стабилизация излучения широкоапертурного VCSEL дополнительным внешним оптическим пучком

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

<sup>1</sup> Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,  
443011 Самара, Россия

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королёва,  
443086 Самара, Россия  
e-mail: elisabetayarunova@yandex.ru

Поступило в Редакцию 21 января 2024 г.

В окончательной редакции 21 января 2024 г.

Принято к публикации 21 января 2024 г.

Теоретически исследована динамика широкоапертурного полупроводникового поверхностно излучающего лазера с вертикальным резонатором (VCSEL). Свободно генерирующий лазер подвержен модуляционной неустойчивости, приводящей к филаментации излучения. Предложено использовать метод инъекции внешнего оптического излучения для стабилизации динамики такого устройства. Показано, что пучок внешнего оптического излучения слабой амплитуды подавляет как модуляционную неустойчивость, развивающуюся в широкоапертурном VCSEL, так и неустойчивости, вызванные влиянием границ профиля тока накачки. Кроме того, варьирование ширины пучка внешнего оптического излучения позволяет получать различные стационарные пространственные структуры (кольца и гексагоны). Определены пороговые значения амплитуды внешнего оптического излучения, необходимые для стабилизации в зависимости от ширины пучка внешнего излучения и кривизны профиля тока накачки.

**Ключевые слова:** VCSEL, модуляционная неустойчивость, оптическая инъекция, стабилизация лазеров.

DOI: 10.61011/JTF.2024.03.57387.15-24

### Введение

Полупроводниковые лазерные диоды традиционной полосковой конструкции обладают широким спектром практических приложений. Однако немалое количество недостатков таких устройств стимулировало поиск альтернативных вариантов конструкций лазерных диодов, к числу которых относятся полупроводниковые лазеры с вертикальным оптическим микрорезонатором (VCSEL). В качестве основных особенностей VCSEL можно выделить групповую технологию изготовления и возможность тестирования приборов непосредственно на изготавливаемой плате. На данный момент подобные устройства являются достаточно востребованными для решения различных практических задач. В частности, VCSEL используются в быстродействующих оптоволоконных системах передачи и обработки информации, датчиках и сенсорах различного типа, высокопроизводительных компьютерных системах. В то же время из-за их малых размеров выходная мощность может быть недостаточной для эффективного использования. Для решения этой проблемы обычно предлагают увеличивать поперечную апертуру устройства. Но реализация подобного подхода, в свою очередь, приводит к значительному ухудшению качества пучка из-за вовлечения большого числа пространственно-поперечных мод [1–3].

Широкоапертурные лазеры, в свою очередь, могут быть разделены на динамические классы по характерным значениям скоростей релаксационных процессов

(классы А, В, С, D) [4]. Наиболее распространенными и востребованными в многочисленных приложениях являются лазеры динамического класса В. Для данного класса характерно, что скорость релаксации поляризации много больше скоростей релаксации инверсии и поля. В рамках данного исследования будет рассматриваться именно этот класс лазеров. Как уже ранее было сказано, взаимодействие большого числа поперечных мод ухудшает качество излучения, что обусловлено развитием различных пространственно-временных неустойчивостей. Известно, что для полупроводниковых широкоапертурных лазеров класса В характерно развитие волновой неустойчивости, которая приводит к филаментации излучения [5–7]. Кроме того, при наличии временной модуляции тока накачки в лазерах класса В может развиваться неустойчивость Фарадея, которая может приводить к нерегулярной динамике, либо к формированию пространственно-временных паттернов [8,9]. Для широкоапертурных поверхностно излучающих лазеров с вертикальным резонатором (VCSEL) класса В характерна модуляционная неустойчивость [10–13]. Однако этот же тип неустойчивости может встречаться и в лазерах класса А. Модуляционная неустойчивость также является причиной сильно нерегулярной динамики в системе, и может формировать стационарные пространственные структуры: страйпы и гексагоны [14–17].

Для широкого практического использования VCSEL класса В необходимы эффективные подходы к подавлению нерегулярной пространственно-временной динамики

ки. К настоящему моменту предложено достаточно много различных методов стабилизации лазерного пучка. Большое количество работ посвящено методам, основанным на пространственной модуляции тока накачки, показателя преломления и совместной модуляции этих двух параметров [13,18–22]. Также предлагалось использовать пространственно-временную модуляцию профиля тока накачки [10,11], но данный метод стабилизации наиболее эффективно работает в лазерах класса А, тогда как в лазерах класса В эффективен только в узком диапазоне параметров модуляции. В работе [23] был предложен другой альтернативный подход, основанный на использовании специально разработанных внутрирезонаторных фотонных кристаллов, вносящих модуляцию показателя преломления как в продольном, так и в поперечном направлении. При этом было получено существенное улучшение пространственного качества выходного пучка за счет пространственной фильтрации излучения. Недавно было предложено изменять геометрию резонатора [24], в частности его кривизну [25,26] для улучшения качества излучения лазеров.

Другое направление методов стабилизации — это схемы с обратной связью и дополнительным внешним оптическим излучением. Полупроводниковые лазеры с оптической инжекцией изучались достаточно широко, не только из-за их многочисленных приложений, но и из-за богатого разнообразия их динамического поведения. Непрерывное внешнее оптическое излучение может выполнять роль управляющего входного параметра и приводить к формированию оптических солитонов [15,27–29]. Также было показано, что внешнее оптическое излучение может стабилизировать динамику лазера [9,30–33]. Известен эффект „затягивания частоты“, позволяющий запирает по фазе и частоте ведущий лазер с ведомым, что может приводить к улучшению характеристик устройства в отношении частотного чирпа и уменьшать шумы [34–37]. В системах с обратной связью предлагалось использовать фильтрацию излучения с помощью преобразования Фурье с целью улучшения качества излучения [38].

Кроме того, внешнее дополнительное излучение позволяет получать пространственно-однородный пучок. Было показано, что внешнее оптическое излучение малой амплитуды подавляет филаментации излучения в полупроводниковых широкоапертурных лазерах класса В, вызванные как волновой неустойчивостью, так и фарадеевской неустойчивостью, связанной с временной модуляцией накачки [7,9,31].

В экспериментах для оптической инжекции невозможно полное совпадение частоты генерируемого излучения с внешним, но было показано, что наличие небольшой частотной отстройки не разрушает эффект стабилизации [32,33]. Эффект стабилизации достигался за счет подавления релаксационных колебаний, характерных именно для лазеров класса В.

В реальных широкоапертурных лазерах форма границ области накачки будет оказывать влияние на динами-

ку оптического поля. Для полупроводниковых лазеров класса В была обнаружена высокая чувствительность к границам области накачки для широко используемого профиля типа „top-hat“, что приводит к филаментарной динамике, индуцированной границами [5]. Было показано, что реалистичный случай оптической инжекции в виде пучка Гаусса не теряет эффективности в модели для широкоапертурного полупроводникового лазера класса В [31], подавляя как развитие волновой неустойчивости, так и филаментации, связанные с влиянием границ.

Для широкоапертурных VCSEL метод внешней оптической инжекции также может быть весьма эффективным. Показано, что слабая когерентная инжекция подавляет модуляционную неустойчивость в широкоапертурном VCSEL [14,39]. Однако влияние оптической инжекции на одновременное подавление модуляционной неустойчивости и неустойчивостей, вызванных влиянием границ в широкоапертурном VCSEL, ранее не изучалось.

Основная цель настоящей работы — показать, что нерегулярная динамика оптического поля широкоапертурного VCSEL, вызванная модуляционной неустойчивостью и неустойчивостями на границах профиля тока накачки, эффективно подавляется внешним пучком оптической инжекции слабой амплитуды, что позволяет получить пространственно-однородный лазерный пучок. В настоящей работе исследуется влияние ширины пучка инжекции на величину пороговой амплитуды инжекции, а также рассматривается влияние кривизны профиля тока накачки на эффективность метода. Кроме того, будет показано, что варьирование ширины пучка внешней оптической инжекции позволяет осуществлять переключения между различными поперечными стационарными распределениями поля.

Настоящая работа организована следующим образом. В разд. 1 представлена математическая модель, описывающая VCSEL с дополнительным внешним оптическим излучением. В разд. 2 показано стабилизирующее влияние оптической инжекции, а также приведены графические зависимости, позволяющие подобрать наиболее эффективные для стабилизации характеристики пучка внешнего оптического излучения. В разд. 3 демонстрируется возможность формирования различных стационарных распределений интенсивности (колец и гексагонов) в зависимости от ширины пучка внешнего оптического излучения. Полученные в настоящей работе результаты обсуждаются в заключительном разделе.

## 1. Математическая модель широкоапертурного поверхностно-излучающего лазера с внешним оптическим излучением

Динамика широкоапертурного VCSEL, излучающего на одной продольной моде, может быть описана с помо-

стью системы дифференциальных уравнений Максвелла-Блоха для безразмерных огибающих электрического поля  $E$  и инверсии населенности  $N$  [10,11]:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial t} = -[1 + i\theta + 2C(i\alpha - 1)(N - 1)]E + i\Delta_{\perp}E + E_{inj}, \\ \frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma[N - I + |E|^2(N - 1)] + \gamma d\Delta_{\perp}N. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\Delta_{\perp}$  — двумерный поперечный лапласиан, описывающий дифракцию и диффузию носителей в поперечном направлении. Носители в активной области генерируются током накачки  $I$ . Время  $t$  нормировано на время жизни фотона в резонаторе  $\tau_p = 11.7$  ns. Пусть  $L$  — длина полости резонатора, тогда пространственные координаты  $(x, y)$  нормированы на  $\sqrt{a} = \sqrt{L\lambda_0/2\pi T} = 4.39 \mu\text{m}$ , где  $\lambda_0$  — центральная длина волны, а  $T$  — коэффициент пропускания зеркал. Коэффициент диффузии определяется  $d = l_D^2/a$ , где  $l_D = 1 \mu\text{m}$  — характерная длина диффузии.  $\theta = \omega\tau_p$  — частотная отстройка резонатора. Введем динамическую константу  $\gamma = \tau_p/\tau_n$ , где  $\tau_n$  — скорость релаксации инверсии населенности. Нормирование огибающих проводилось следующим образом:  $E = \sqrt{\frac{enc\tau_n A}{\hbar\omega}}\tilde{E}$ ,  $N = \frac{\tilde{N}}{N_0}$ ,  $I = \frac{\tilde{I}\tau_n}{eV_a N_0}$ ,  $\tilde{E}$ ,  $\tilde{N}$ ,  $\tilde{I}$  — размерные переменные;  $V_a$  — объем активной среды,  $\tilde{N}_0$  — плотность носителей, при которых активная среда становится прозрачной,  $A$  — коэффициент усиления. Величина  $C = \frac{AL\tilde{N}_0}{2T}$  носит название параметра бистабильности. В таблице приведены значения типичных безразмерных физических параметров системы (1) [10,11], для которых проводились расчеты в настоящей работе.

Универсальным методом для исследования возможных динамических процессов в лазерах является исследование устойчивости однородного стационарного решения системы уравнений по отношению к бесконечно малым пространственно-временным возмущениям. В отсутствие внешнего оптического излучения однородное стационарное решение системы (1) имеет вид

$$N_0 = 1 + 1/2C, \quad E_0 = \sqrt{\frac{I - N_0}{N_0 - 1}}, \quad \theta = -\alpha. \quad (2)$$

Ранее в [14] была проведена линеаризация системы уравнений (1) вблизи решения (2) и получено куби-

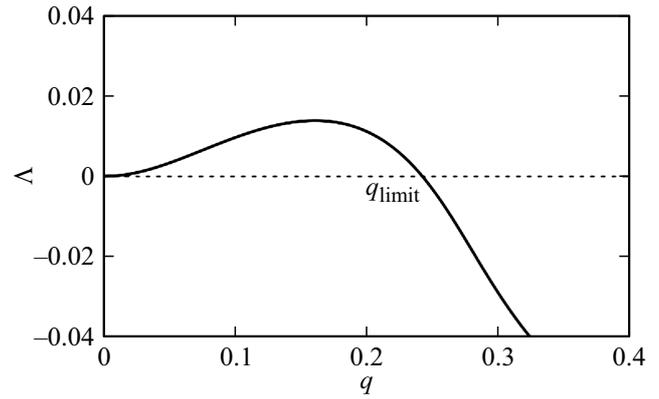


Рис. 1. Зависимость величины действительного корня  $\Lambda$  от волнового вектора  $q$  поперечных мод (дисперсионная кривая).

ческое дисперсионное уравнение относительно возмущений вида  $\exp(i(q_x x + q_y y) + \lambda t)$ . Коэффициенты этого уравнения зависят от  $q^2$ , стационарных значений  $N_0$ ,  $|E_0|^2$  и приведены в [14,39]. На рис. 1 показана зависимость величины действительного корня  $\Lambda$  полученного кубического дисперсионного уравнения от волнового вектора  $q$  поперечных мод (т.е. дисперсионная кривая) для параметров из таблицы. Существует диапазон волновых чисел  $0 < q < q_{\text{limit}}$ , для которых действительный корень положительный, что говорит о модуляционной неустойчивости пространственно-поперечных мод.

Волновые поперечные неустойчивости характеризуются оставшейся парой комплексно-сопряженных корней кубического дисперсионного уравнения. В данном случае действительные части комплексно-сопряженных корней для параметров системы из таблицы на всем пространстве волновых чисел отрицательные. Это означает, что в данной системе режим пространственно-однородной генерации (2) подвержен только одному типу неустойчивости — модуляционной.

Но такой вывод, о важности влияния только модуляционной неустойчивости на динамику лазерного поля, справедлив, если не учитывать влияние границ области накачки. Для лазеров класса В в работе [5] была обнаружена высокая чувствительность к границам области накачки, что может приводить к филаментациям, индуцированным именно границами при отсутствие достаточного сглаживания профиля накачки. Поэтому в широкоапертурных лазерах форма профиля накачки обычно близка к однородной в центральной части с относительно медленным (сглаженным) убыванием к краям апертуры.

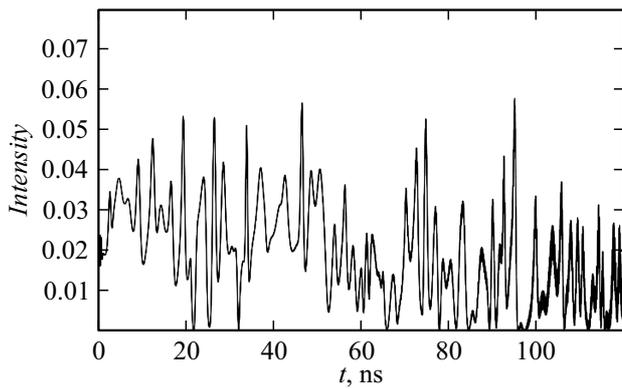
Для моделирования динамики VCSEL мы будем использовать профиль тока накачки, удовлетворяющий данным критериям. В частности, им хорошо соответствует супер гауссовский профиль, который имеет вид

$$I = I_0 \exp(-0.5((x^2 + y^2)/w_0^2)^n), \quad (3)$$

для которого выберем амплитуду тока накачки  $I_0 = 1.85$ ,  $w_0$  — определяет расстояние, на котором ток

Основные физические параметры

Физические параметры VCSEL, используемые для численных расчетов	
Параметр математической модели	Значение параметра
Параметр диффузии, $d$	0.052
Фактор Генри, $\alpha$	1.5
Частотная отстройка, $\theta$	-1.5
Динамическая константа, $\gamma$	0.1
Параметр бистабильности,	0.6



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности генерации от времени для параметров из таблицы и профиля накачки в виде (3) с  $I_0 = 1.85$ , шириной  $w_0 = 350 \mu\text{m}$  и  $n = 10$ .

накачки уменьшается в  $\sqrt{e}$  раз, а величина  $n$  — скорость (резкость) спада амплитуды профиля на краях апертуры по сравнению со значением на оси.

Для численного решения системы уравнений (1) использовалась неявная схема Кранка-Николсона, которая является безусловно устойчивой. В качестве начальных условий был выбран пространственно-однородный режим лазерной генерации (2) с добавлением шума малой амплитуды. В результате наличия в системе модуляционной неустойчивости и учета неустойчивостей, вызванных границами области накачки, развивается нерегулярная динамика как во времени, так и в поперечном сечении пучка (рис. 2). Разумеется, такая динамика оптического поля сильно ограничивает применение подобных лазеров. В разд. 2 показано, каким образом метод внешней оптической инжекции может улучшить оптическое качество широкоапертурных VCSEL.

## 2. Стабилизирующий эффект оптической инжекции

Как подробно показано в [14,39], внешняя оптическая инжекция может эффективно подавлять модуляционную неустойчивость и стабилизировать динамику VCSEL. Кратко рассмотрим, почему это происходит. Добавление внешнего оптического излучения амплитуды  $E_{inj0}$ , резонансного частоте лазерной генерации, сильно изменяет однородное стационарное решение для поля (2), которое теперь описывается неявным выражением (4):

$$|E_{inj0}|^2 = |E_0|^2 \left[ \left( -\alpha + 2C\alpha \left( \frac{I + |E_0|^2}{|E_0|^2 + 1} - 1 \right) \right)^2 + \left( 1 - 2C \left( \frac{I + |E_0|^2}{|E_0|^2 + 1} - 1 \right) \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Стационарное значение  $N_0$  по-прежнему определяется выражением (2).

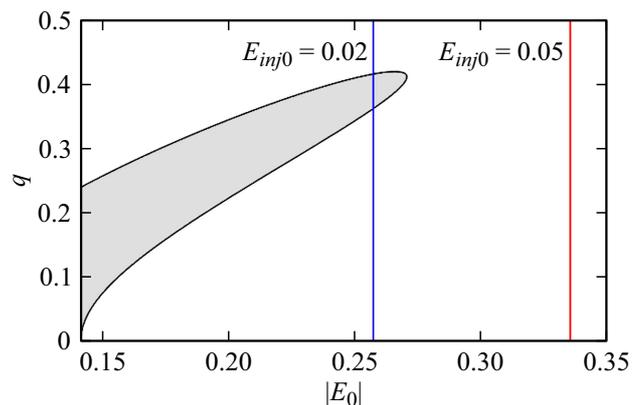
Неявное выражение (4) связывает значения амплитуды внешнего оптического излучения и соответствующие им новые стационарные значения. При  $E_{inj0} = 0$  из (4) получаем нетривиальное стационарное решение  $E_0$  вида (2). Для параметров из таблицы оно равно  $E_0 \approx 0.14$ .

Исследование корней кубического дисперсионного уравнения, получаемого при линейризации вблизи стационарного состояния (4), позволяет построить бифуркационную диаграмму (рис. 3) на плоскости поперечных волновых векторов  $q$  и стационарных значений  $E_0$  (4), определяемых в зависимости от амплитуды инжекции. Увеличение амплитуды внешней оптической инжекции изменяет однородное стационарное значение  $E_0$  и редуцирует область неустойчивых волновых чисел, при которых действительный корень  $\Lambda$  дисперсионного уравнения положителен. При рассматриваемых параметрах величин критическое значение амплитуды инжекции будет равняться  $E_{inj0} = 0.03$ . При  $E_{inj0} > 0.03$  области неустойчивых  $q$  не существует, т.е. происходит стабилизация лазерной генерации.

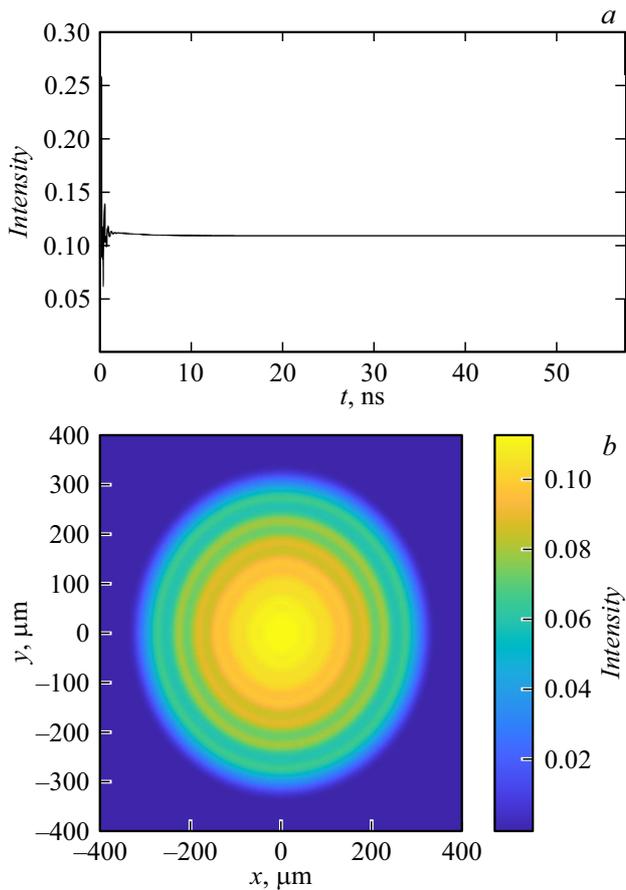
Эффективная стабилизация, описанная выше, достигнута в предположении плоских профилей накачки и оптической инжекции. Для практической оценки эффективности метода оптической инжекции желательно учесть как профиль токовой накачки лазера, так и влияние формы пучка внешнего излучения. С этой целью в настоящей работе был проведен численный расчет динамики лазера, описываемого системой уравнений (1), параметрами из таблицы, с профилем накачки (3) и пучком оптической инжекции вида

$$E_{inj} = E_{inj0} \exp(-(x^2 + y^2)/w^2), \quad (5)$$

где  $E_{inj0}$  — амплитуда излучения,  $w$  — ширина пучка.



**Рис. 3.** Бифуркационная диаграмма для волновых чисел  $q$  и модуля стационарных значений амплитуды оптического поля  $E_0$ . Область модуляционной неустойчивости закрашена серым. Синяя линия выделяет диапазон неустойчивых волновых чисел при амплитуде инжекции 0.02. Отсутствие пересечений красной линии (для амплитуды инжекции 0.05) с областью модуляционной неустойчивости говорит о стабилизации излучения.



**Рис. 4.** Распределение интенсивности для параметров из таблицы и профиля накачки в виде (3) с  $I_0 = 1.85$ , шириной  $w_0 = 350 \mu\text{m}$  и  $n = 10$  и формы пучка внешней оптической инжекции (5) с амплитудой  $E_{inj0} = 0.05$  и шириной  $w = 263 \mu\text{m}$  (a) временная зависимость (b) поперечное распределение интенсивности в момент времени 40 ns.

В результате численного решения системы дифференциальных уравнений (1) с учетом формы пучка внешнего оптического излучения и профиля тока накачки было показано, что неустойчивости по-прежнему эффективно подавляются (рис. 4, a) и достигается нефиламентированный выходной пучок. Учет реалистичных форм контакта тока накачки и пучка внешнего излучения не разрушает эффект стабилизации, а возникает устойчивое во времени распределение интенсивности, которое в поперечном сечении близко к однородному со слабой модуляцией (рис. 4, b).

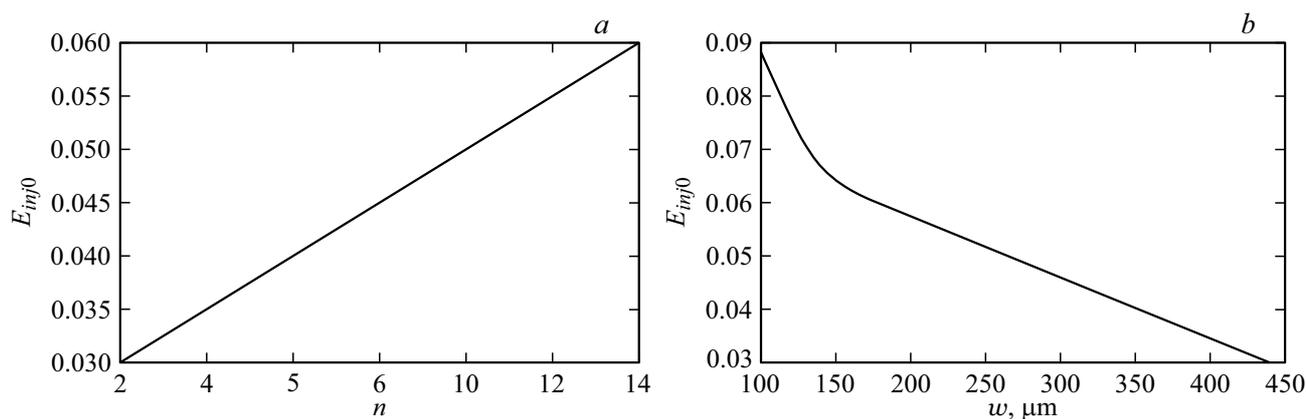
В то же время наши расчеты показывают, что пороговое значение амплитуды инжекции, при которой наблюдается стабилизация, существенно зависит от формы профиля накачки. В частности, при сглаживании острых краев профиля накачки (уменьшении показателя  $n$ ) пороговое значение инжекции уменьшается, что свидетельствует о снижении чувствительности к краевым эффектам. Полученная зависимость показана на рис. 5, a. При больших значениях  $n$  пучок принимает форму с

более плоской вершиной и острыми краями. При уменьшении степени  $n$  обнаружено общее снижение порога амплитуды оптической инжекции примерно в 2 раза. Также определена зависимость пороговой амплитуды инжекции от ширины инжекционного пучка (рис. 5, b). Как и следовало ожидать для неустойчивости, вызванной границами, порог стабилизирующей инжекции сильно зависит от амплитуды инжекционного пучка вблизи краев накачки. При увеличении ширины пучка инжекции пороговая амплитуда внешнего излучения быстро уменьшается и стремится к предельному значению  $E_{inj0} = 0.03$ , соответствующему плоскому фронту инжекции.

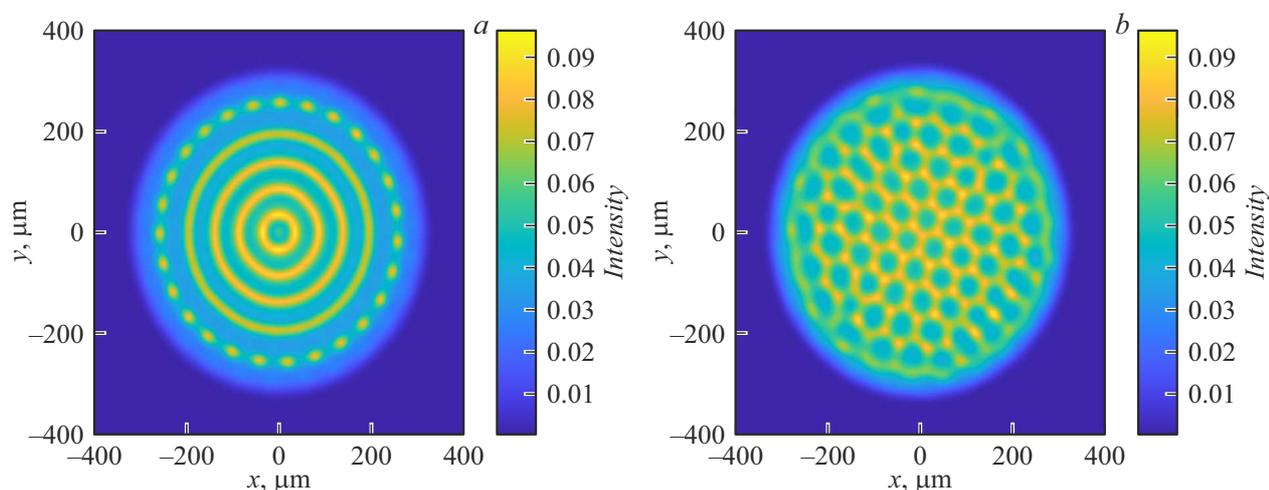
### 3. Формирование стационарных пространственных структур в широкоапертурном лазере с помощью внешней оптической инжекции

Модуляционная неустойчивость может приводить не только к пространственно-нерегулярной динамике, но и к формированию стационарных пространственных структур. Как показано в [14], правильным подбором амплитуды внешней оптической инжекции, которая представляется собой плоский фронт, в системе широкоапертурного VCSEL возможно формировать стационарные оптические поля в форме страйпов и гексагонов. Ранее на рис. 3 было показано, что внешнее оптическое излучение амплитудой  $E_{inj0} = 0.02$  сдвигает однородное стационарное решение  $E_0$  вдоль бифуркационной диаграммы (синяя линия), в результате чего значительно редуцируется область неустойчивых волновых чисел  $q$ , что благоприятствует формированию регулярных паттернов вместо хаотических филаментаций оптического поля.

Результаты численного моделирования показали, что учет форм профиля тока накачки (3) и пучка внешней оптической инжекции (5) не препятствует формированию стационарных регулярных пространственных структур. В рассматриваемой геометрии вместо страйпов были получены кольца. Кроме того, с помощью численного моделирования впервые обнаружено, что, изменяя ширину пучка внешнего оптического излучения, можно осуществлять переключение между кольцами и гексагонами. Например, было показано, что для пучка внешней оптической инжекции с амплитудой  $E_{inj0} = 0.02$  и шириной  $w = 263 \mu\text{m}$  формируется распределение интенсивности в виде пяти колец, что показано на рис. 6, a. Увеличивая ширину пучка внешней оптической инжекции до  $w = 439 \mu\text{m}$ , можно получить стационарное распределение в виде гексагонов, что показано на рис. 6, b. Механизмы возникновения таких структур и переключений между ними заслуживают дальнейшего изучения.



**Рис. 5.** *a* — зависимость пороговой амплитуды  $E_{inj0}$  инжекции (ширина пучка  $w = 263 \mu\text{m}$ ) от степени кривизны  $n$  профиля накачки, который задан в виде (3) с  $I_0 = 1.85$  и шириной  $w_0 = 350 \mu\text{m}$ ; *b* — зависимость пороговой амплитуды  $E_{inj0}$  от ширины пучка  $w$  внешнего излучения для профиля тока накачки (3) с  $I_0 = 1.85$ ,  $n = 10$  и  $w_0 = 350 \mu\text{m}$ .

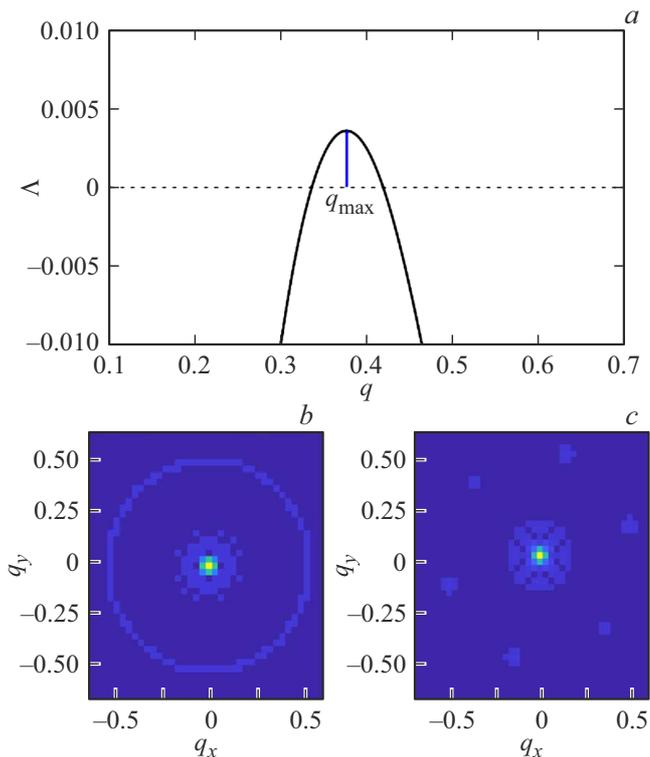


**Рис. 6.** *a* — стационарное распределение интенсивности в виде 5 колец при наличии внешнего оптического излучения в виде пучка Гаусса с амплитудой  $E_{inj0} = 0.02$  и шириной  $w = 263 \mu\text{m}$ ; *b* — стационарное распределение интенсивности в виде гексагонов при наличии внешнего оптического излучения в виде пучка Гаусса с амплитудой  $E_{inj0} = 0.02$  и шириной  $w = 439 \mu\text{m}$ .

Можно утверждать, что пространственный размер полученных структур коррелирует с результатами линейного анализа устойчивости динамической системы (1). Действительно, на рис. 7, *a* построена дисперсионная кривая для случая с инжекцией  $E_{inj0} = 0.02$ . На ней отмечено волновое число  $q_{\max} \approx 0.38$ , для которого значение действительного корня максимальное. Пространственная мода с наибольшим собственным значением приводит к ее усилению за счет подавления всех остальных растущих мод по схеме „победитель получает все“. Для случая пяти колец с помощью обратного преобразования Фурье получен пространственный спектр дальнего поля (рис. 7, *b*), на котором кроме центрального пика конечной ширины (обусловленной конечной шириной профиля накачки), хорошо виден вторичный максимум в виде кольца с радиусом 0.5. Радиус кольца находится в удовлетворительном согласии

(в пределах 20%) с результатами линейного анализа. Погрешность объясняется вкладом нелинейных эффектов взаимодействия гармоник при формировании таких существенно нелинейных стационарных пространственных структур. Пространственный спектр для гексагонов (рис. 7, *c*) также находится в удовлетворительном согласии с линейным анализом.

Таким образом, путем варьирования параметров внешнего оптического излучения можно получать стационарные пространственные структуры различной формы. Подобные пространственные распределения интенсивности могут использоваться во многих приложениях в том числе для оптической памяти. Изучение процессов формирования таких структур позволяет управлять пространственно-временным профилем интенсивности и генерировать оптическое излучение с требуемыми выходными характеристиками.



**Рис. 7.** *a* — дисперсионная кривая, демонстрирующая максимальный инкремент нарастания для амплитуды инжекции  $E_{inj0} = 0.02$ ; *b* — пространственный спектр для случая 5 колец; *c* — пространственный спектр для гексагонов.

## Заключение

В работе теоретически продемонстрировано, что внешнее оптическое излучение может эффективно стабилизировать динамику широкоапертурного полупроводникового лазера с вертикальным резонатором класса В. При этом были учтены неплоские профили тока накачки и пучка инжекции. На основе системы уравнений Максвелла-Блоха изучалась эффективность оптической инжекции для подавления как модуляционной неустойчивости, так и неустойчивостей, индуцированных границами тока накачки в лазере класса В. Предложенный метод внешней оптической инжекции позволяет изменить пространственно-временное распределение интенсивности генерируемого излучения от сильно нерегулярного до пространственно-однородного со слабой модуляцией в поперечном сечении пучка.

Кроме того, внешнее оптическое излучение позволяет получить стационарные пространственные оптические структуры различной формы. Изменение амплитуды и ширины пучка внешнего оптического излучения позволяет управлять типом стационарных пространственных структур.

Выявленный эффект стабилизации оказывается достаточно чувствительным к форме профиля тока накачки. Эффективность инжектируемого излучения возрастает

по мере сглаживания краев этого профиля. Получены зависимости пороговой амплитуды внешнего оптического излучения от степени кривизны профиля и ширины пучка внешней оптической инжекции.

Таким образом, в работе продемонстрировано, что внешнее излучение эффективно подавляет неустойчивости, что позволяет получить нефиламентированный выходной пучок независимо от влияния границ.

## Финансирование работы

Работа выполнялась в рамках государственных заданий СФ ФИАН и Самарского университета, поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект № FSSS-2023-0009).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] P.K. Jakobsen, J.V. Moloney, A.C. Newell, R. Indik. *Phys. Rev. A*, **45** (11), 8129 (1992). DOI: 10.1103/physreva.45.8129
- [2] A.P. Zaikin, N.E. Molevich. *Quant. Electron.*, **34** (8), 731 (2004). DOI: 10.1070/QE2004v034n08ABEH002663
- [3] D. Amroun, M. Brunel, C. Letellier, H. Leblond, F. Sanchez. *Phys. D*, **203**, 185 (2005). DOI: 10.1016/j.physd.2005.03.015
- [4] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (Наука, Физматлит, СПб., 1999)
- [5] A.V. Pakhomov, N.E. Molevich, A.A. Krents, D.A. Anchikov. *Opt. Commun.*, **372**, 14 (2016).
- [6] Д.А. Анчиков, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич. *Компьютерная оптика*, **41** (3), 363 (2017). DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-363-368 [D.A. Anchikov, A.A. Krents, N.E. Molevich. *Comp. Opt.*, **41** (3), 363 (2017). DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-363-368]
- [7] Д.А. Анчиков, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич. *Компьютерная оптика*, **40** (1), 31 (2016). DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-1-31-35 [D.A. Anchikov, A.A. Krents, N.E. Molevich. *Comp. Opt.*, **40** (1), 31 (2016). DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-1-31-35]
- [8] A.A. Krents, N.E. Molevich, D.A. Anchikov. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34** (8), 1733 (2017). DOI: 10.1364/JOSAB.34.001733
- [9] Е.А. Ярунова, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич. *Изв. вузов. Радиофизика*, **64** (4), 320 (2021). DOI: 10.52452/00213462\_2021\_64\_04\_320 [E.A. Yaronova, A.A. Krents, N.E. Molevich. *Radiophys. Quant. Electron.*, **64** (4), 290 (2021). DOI: 10.1007/s11141-021-10131-6]
- [10] W.W. Ahmed, S. Kumar, R. Herrero, M. Botey, M. Radziunas, K. Staliunas. *Phys. Rev. A*, **92** (4), 043829 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.043829
- [11] W.W. Ahmed, S. Kumar, R. Herrero, M. Botey, M. Radziunas, K. Staliunas. *Proc SPIE Nonlinear Optics Applications IV*, **9894** (2016). DOI: 10.1117/12.2227801
- [12] K. Panajotov, M. Tlidi. *Eur. Phys. J. D*, **59** (1), 67 (2010). DOI: 10.1140/epjd/e2010-00111-y

- [13] S. Kumar, R. Herrero, M. Botey, K. Staliunas. *Opt. Lett.*, **39** (19), 5598 (2014). DOI: 10.1364/ol.39.005598
- [14] E.A. Yarunova, A.A. Krents, N.E. Molevich. *Opt. Lett.*, **48** (15), 4021 (2023). DOI: 10.1364/OL.495570
- [15] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, F. Prati, L.A. Lugiato. *Phys. Rev. A*, **58** (3), 2542 (1998). DOI: 10.1103/physreva.58.2542
- [16] G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, T. Maggipinto, I.M. Perrini, L.A. Lugiato, *J. Opt. Soc. Am. B*, **16** (11), 2095 (1999). DOI: 10.1364/josab.16.002095
- [17] E.A. Yarunova, A.A. Krents, N.E. Molevich. *Opt. Memory*, **32** (Suppl 1), 46 (2023). DOI: 10.3103/S1060992X2305020X
- [18] R. Herrero, M. Botey, M. Radziunas, K. Staliunas. *Opt. Lett.*, **37** (24), 5253 (2012). DOI: 10.1364/ol.37.005253
- [19] M. Radziunas, R. Herrero, M. Botey, K. Staliunas. *J. Opt. Soc. Am. B*, **32** (5), 993 (2015). DOI: 10.1364/josab.32.000993
- [20] M. Radziunas, M. Botey, R. Herrero, K. Staliunas. *Appl. Phys. Lett.*, **103** (13), 2 (2013). DOI: 10.1063/1.4821251
- [21] W.W. Ahmed, S. Kumar, J. Medina, M. Botey, R. Herrero, K. Staliunas. *Opt. Lett.*, **43** (11), 2511 (2018). DOI: 10.1364/OL.43.002511
- [22] J. Medina Pardell, R. Herrero, M. Botey, K. Staliunas. *Phys. Rev. A*, **101** (3), 33833 (2020). DOI: 10.1103/physreva.101.033833
- [23] D. Gailevicius, V. Koliadenko, V. Purlys, M. Peckus, V. Taranenko, K. Staliunas. *Sci. Rep.*, **6** (1), 34173 (2016). DOI: 10.1038/srep34173
- [24] K. Kim, S. Bittner, Y. Jin, Y. Zeng, Q.J. Wang, H. Cao. *Opt. Lett.*, **48** (3), 574 (2023). DOI: 10.1364/OL.479901
- [25] K. Kim, S. Bittner, Y. Jin, Y. Zeng, S. Guazzotti, O. Hess, Q.J. Wang, H. Cao. *APL Photon.*, **7**, 056106 (2022). DOI: 10.1063/5.0087048
- [26] S. Bittner, K. Kim, Z. Yongquan, Q. Wang, H. Cao. *New J. Phys.*, **22** (8) 083002 (2020). DOI: 10.1088/1367-2630/ab9e33
- [27] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Tarengi, M. Brambilla. *Eur. Phys. J. D*, **15**, 257 (2001). DOI: 10.1007/s100530170174
- [28] M. Brambilla, L.A. Lugiato, F. Prati, L. Spinelli, W.J. Firth. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2040 (1997). DOI: 10.1103/physrevlett.79.2042
- [29] E.A. Ярунова, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич. *Ученые записки физ. фак. Московского ун-та*, **4**, 2341001 (2023).
- [30] S. Takimoto, T. Tachikawa, R. Shogenji, J. Ohtsubo. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **21** (15), 1051 (2009). DOI: 10.1109/LPT.2009.2022181
- [31] A.V. Pakhomov, R.M. Arkhipov, N.E. Molevich. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34** (4), 756 (2017). DOI: 10.1364/josab.34.000756
- [32] E.A. Ярунова, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич. *Кр. сообщ. по физике ФИАН*, **46** (4), 130 (2019). DOI: 10.3103/S1068335619040067 [E.A. Yarunova, A.A. Krents, N.E. Molevich, D.A. Anchikov. *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **46** (4), 130 (2019). DOI: 10.3103/S1068335619040067]
- [33] E.A. Ярунова, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич. *Кр. сообщ. по физике ФИАН*, **48** (2), 35 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621020081 [E.A. Yarunova, A.A. Krents, N.E. Molevich, D.A. Anchikov. *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **48** (2), 35 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621020081]
- [34] C. Chang, S. Member, L. Chrostowski, S. Member. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **9** (5), 1386 (2003). DOI: 10.1109/JSTQE.2003.819510
- [35] D. Parekh. *Optical Injection Locking of Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers: Digital and Analog Applications* (UC Berkeley, 2012)
- [36] G. Oppo, H.G. Solari. *Nonlinear Dynamics in Optical Systems*, Technical Digest Series. LD342 (1990). DOI: 10.1364/NLDOS.1990.LD342
- [37] R. Ye, W. Wang, J. Zhu, X. Zeng, Y. Cai, Shixiang, *Proc. SPIE*, **12757**, DOI: 10.1117/12.2690199
- [38] G.K. Harkness, R. Martin, G. Oppo, W.J. Firth. *Europ. Quant. Electron. Conf.*, Tech. Digest Series, paper QTuF6 (1998). DOI: 10.1109/eqec.1998.714743
- [39] E.A. Ярунова, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич. *Компьютерная оптика*, **47** (6), 920 (2023). DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1288 [E.A. Yarunova, A.A. Krents, N.E. Molevich. *Comp. Opt.*, **47** (6), 920 (2023). DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1288]