

Влияние слабой инжекции на пространственно-временные неустойчивости в широкоапертурном полупроводниковом лазере с вертикальным резонатором

Е.А. Ярунова^{1,2}, А.А. Кренц^{1,2}, Н.Е. Молевич^{1,2}

¹ Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, 443011, Россия, г. Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В работе теоретически исследована динамика широкоапертурного полупроводникового поверхностно излучающего лазера с вертикальным резонатором (VCSEL) с учетом фактора Генри. Выполнен линейный анализ устойчивости пространственно-однородного режима генерации, и показано, что в таких лазерах развивается модуляционная неустойчивость. Определен минимальный размер апертуры, при которой начинает развиваться неустойчивость оптического поля. Результаты подтверждены численным решением системы дифференциальных уравнений. Показано, что подавление модуляционной неустойчивости может достигаться при инжекции в резонатор внешнего оптического излучения малой амплитуды.

Ключевые слова: VCSEL, фактор Генри, оптическая инжекция, стабилизация лазеров.

Цитирование: Ярунова, Е.А. Влияние слабой инжекции на пространственно-временные неустойчивости в широкоапертурном полупроводниковом лазере с вертикальным резонатором / Е.А. Ярунова, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич // Компьютерная оптика. – 2023. – Т. 47, № 6. – С. 920-926. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1288.

Citation: Yarunova EA, Krents AA, Molevich NE. Influence of weak injection on spatiotemporal instabilities in a broad-area vertical-cavity semiconductor laser. Computer Optics 2023; 47(6): 920-926. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1288.

Введение

Широкоапертурные полупроводниковые и твердотельные лазеры подвержены различным пространственно-временным неустойчивостям. В работах [1–3] показано, что поперечные неустойчивости в широкоапертурных лазерах связаны с неустойчивостью режима пространственно-однородной генерации по отношению к малым пространственно-временным возмущениям. Например, в лазерах динамического класса В с однородной линией уширения развивается волновая неустойчивость [3–5], приводящая к филаментации излучения. Кроме того, временная модуляция параметра накачки в широкоапертурных лазерах также может приводить к возбуждению поперечных структур, что является следствием параметрической неустойчивости (неустойчивости Фарадея) [4, 6, 7].

Для широкоапертурных полупроводниковых поверхностно излучающих лазеров с вертикальным резонатором (VCSEL) характерен другой тип неустойчивостей – модуляционная неустойчивость [8, 9]. В оптике данная неустойчивость может приводить к формированию оптических паттернов [10, 11], генерации оптических солитонов [12, 13], возникновению оптических волн-убийц [14], что имеет множество применений, но также может приводить к филаментациям [15] и ухудшению качества пучка.

В связи с этим актуально исследовать методы улучшения пространственного и временного качества

излучения таких устройств. В последние годы были предложены различные методы стабилизации. Например, в работе [16] исследуется способ подавления модуляционной неустойчивости с помощью пространственной модуляции тока накачки в полупроводниковых лазерах полосковой геометрии, а в работах [17, 18] исследуется стабилизация излучения с помощью пространственно-временной модуляции накачки. Однако предложенные методы эффективны в очень узкой области параметров модулирующего сигнала. Также существуют более сложные схемы стабилизации, основанные на одновременной реализации пространственной модуляции тока накачки и изменения показателя преломления [19–21]. Теоретически обнаружено, что качество пучка может быть улучшено посредством фильтрации излучения, с помощью метазеркал [22], либо добавлением выносного профилированного зеркала [23]. Совсем недавно внимание было обращено на исследование влияния геометрии резонатора [24], в частности его кривизны, на пространственно-временную динамику широкоапертурных лазеров [25, 26]. Однако данные методы требуют изменения формы резонатора и, как следствие, создания нового устройства.

Также известно, что добавление внешнего оптического излучения является эффективным методом для подавления различных пространственно-временных неустойчивостей в широкоапертурных лазерах [7, 27–29].

В частности, в работах [7, 28] было показано, что когерентная инжекция внешнего излучения может

быть использована в широкоапертурных лазерах класса В для подавления волновой неустойчивости.

Проводилось исследование, учитывающее отстройку частоты инжектируемого излучения от частоты стационарной лазерной генерации, которое показало, что наличие отстройки не разрушает эффект стабилизации, а только увеличивает пороговое значение амплитуды инжектируемого поля [30]. В той же системе при временной модуляции накачки развивается параметрическая неустойчивость, которая также эффективно стабилизируется внешним оптическим излучением [7]. В работе [31] при стабилизации параметрической неустойчивости также учитывалась отстройка частоты, и результаты были аналогичными – метод оптической инжекции не теряет эффективность, но при этом рост глубины модуляции накачки увеличивает пороговое значение амплитуды инжекции, необходимой для стабилизации. Механизм подавления волновой и параметрической неустойчивостей вызван подавлением собственных релаксационных колебаний и, как следствие, подавлением неустойчивых поперечных мод.

В данной работе предлагается использовать когерентную внешнюю оптическую инжекцию для подавления модуляционной неустойчивости, возникающей в VCSEL. Стабилизация достигается посредством контролируемого с помощью инжекции изменения значения стационарного поля генерации, а не подавления релаксационных колебаний, как в случае с волновой и параметрической неустойчивостями.

Статья организована следующим образом. В параграфе 1 представлена математическая модель, описывающая VCSEL с дополнительным внешним оптическим излучением. В параграфе 2 проведен линейный анализ устойчивости системы, позволяющий исследовать тип неустойчивости. В параграфе 3 выполнялось численное моделирование системы в отсутствие внешнего оптического излучения. В параграфе 4 проверялась эффективность введения в лазерную систему оптической инжекции для подавления модуляционной неустойчивости. Параграф 5 посвящен вопросам стабилизации с учетом профиля тока накачки и формы пучка внешнего оптического излучения. Полученные в статье результаты обсуждены в заключительном параграфе.

1. Математическая модель

Динамика поверхностно излучающего лазера с вертикальным резонатором (VCSEL) может быть описана моделью, полученной в приближении медленно меняющихся амплитуд с учетом генерации на одной продольной моде, представленной в работах [17, 18]:

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

$$\gamma = \tau_p / \tau_n, \quad (2)$$

где E, N – безразмерные огибающие электрического поля и инверсии населенности соответственно, θ – частотная отстройка резонатора, τ_n – скорость релаксации инверсии населенности. Предполагается, что в оптической среде распространяется линейно поляризованное излучение. Время t обезразмерено на время жизни фотона в резонаторе $\tau_p = 2L / vT = 11,7nc$, где T – коэффициент пропускания зеркал, $v = c/n$, а n – коэффициент преломления среды, L – длина полости резонатора. Пространственные координаты (x, y) обезразмерены на $\sqrt{a} = \sqrt{L\lambda_0 / 2\pi T} = 4,39$ мкм, где λ_0 – центральная длина волны. В уравнениях (1) C – параметр бистабильности [32], Δ_{\perp} – двумерный поперечный Лапласиан, описывающий дифракцию и диффузию носителей в поперечном направлении. В приближении среднего поля с учетом генерации на одной продольной моде производной по продольной координате z можно пренебречь. Ток накачки I генерирует носители внутри активной области, а $d = l_D^2 / a$ – безразмерный коэффициент диффузии, где $l_D = 1$ мкм – характерная длина диффузии. α – параметр, в литературе известный как фактор уширения линии Генри (linewidth enhancement factor) [33–35]. E_{inj} – амплитуда внешнего оптического излучения.

Методика перехода от микроскопического описания зонной структуры полупроводников на основе матрицы плотности к модифицированной системе трех макроскопических уравнений Максвелла–Блоха была описана в работе [35]. Однако в данной работе рассматривается VCSEL, работающий при параметрах, соответствующих динамическому режиму лазеров класса В, для которого характерно $\gamma \ll 1$. Это позволяет рассматривать систему (1) с адиабатически исключенной поляризацией. В качестве базовых параметров системы нами были выбраны параметры, приведенные в работах [17, 18]: $\theta = -1,5$, $\alpha = 1,5$, $C = 0,6$, $d = 0,052$, $I = 1,85$, $\gamma = 0,1$. Ток накачки был установлен незначительно выше порога лазерной генерации, что позволяет подробно рассмотреть линейную стадию развития неустойчивостей.

2. Линейный анализ устойчивости

2.1. Стационарное решение

Для исследования устойчивости генерации VCSEL выполнялся стандартный линейный анализ. В отсутствие внешнего оптического излучения однородное решение системы уравнений (1) будем искать в виде:

$$\begin{cases} E = E_0 \exp(-i\xi t), \\ N = N_0. \end{cases} \quad (3)$$

После подстановки в систему (1) получим, что $\xi = \theta + \alpha$. Тогда при $\theta = -\alpha$ однородное стационарное решение имеет вид:

$$N_0 = 1 + 1/2C, E_0 = \sqrt{\frac{I - N_0}{N_0 - 1}} \quad (4)$$

Отметим, что правильным выбором опорной частоты мы всегда можем получить условие $\theta = -\alpha$, поэтому будем рассматривать только этот случай.

Порог лазерной генерации определяется выражением

$$I_p = 1 + 1/2C \quad (5)$$

2.2. Дисперсионное соотношение

Линейная устойчивость однородного стационарного решения (4) анализируется путем изучения ре-

$$\begin{aligned} a_1 &= 2(1 - 2C(N_0 - 1)) + \gamma(1 + |E_0|^2 + dq^2), \\ a_2 &= (1 - 2C(N_0 - 1))^2 + 2\gamma(1 + |E_0|^2 + dq^2)(1 - 2C(N_0 - 1)) + (\theta + q^2 + 2C\alpha(N_0 - 1))^2 + \gamma(N_0 - 1)4C|E_0|^2, \\ a_3 &= \gamma[(1 - 2C(N_0 - 1))^2 + (\theta + 2C\alpha(N_0 - 1) + q^2)^2](1 + |E_0|^2 + dq^2) - \\ &- 4C\gamma|E_0|^2(N_0 - 1)[(\theta + 2C\alpha(N_0 - 1) + q^2)\alpha - (1 - 2C(N_0 - 1))]. \end{aligned} \quad (8)$$

Для исследования вопроса устойчивости однородного стационарного решения численно найдем корни дисперсионного уравнения (7). При выбранных параметрах системы $|E_0| \approx 0,14$, а дисперсионное уравнение (7) имеет три корня $\psi_{1,2} = \Lambda_{1,2} \pm i\Omega_{1,2}$, $\psi_3 = \Lambda_3$. На рис. 1 построены дисперсионные кривые, показывающие, как корни характеристического уравнения ведут себя в пространстве волновых чисел q . Действительные части корней показаны сплошными кривыми, а мнимые части – штриховыми кривыми. Хорошо видно, что существует диапазон волновых чисел от нуля до значения $q_{\text{limit}} \approx 0,24$, для которых действительный корень Λ_3 больше нуля, и определяет инкремент нарастания малых возмущений, что свидетельствует о неустойчивости решения (4). Такой вид дисперсионных кривых соответствует наличию стационарного типа неустойчивости, в литературе известно как модуляционная неустойчивость [9].

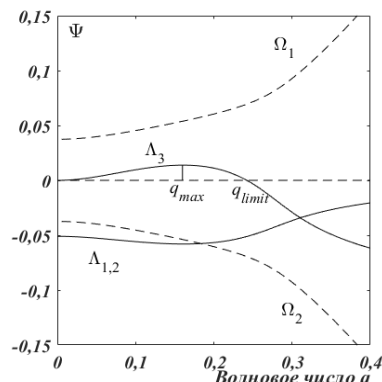


Рис. 1. Дисперсионные кривые

Для определения области неустойчивых волновых чисел воспользуемся тем, что из трех корней уравнения (7) при данных параметрах к неустойчивости приводит именно корень Λ_3 , являющийся действи-

акции системы на малые возмущения вблизи стационарных значений. Допустим, что

$$\begin{cases} E = E_0 + \delta E_0 \exp(\psi t + i(q_x x + q_y y)), \\ N = N_0 + \delta N_0 \exp(\psi t + i(q_x x + q_y y)), \end{cases} \quad (6)$$

где $\delta E_0, \delta N_0$ – малые возмущения соответствующих величин, q – двумерный волновой вектор возмущения. Подставляя выражения (6) в систему (1), получим следующее дисперсионное уравнение:

$$\psi^3 + a_1\psi^2 + a_2\psi + a_3 = 0, \quad (7)$$

где

Из рис. 1 видно, что существует волновое число, для которого $\Lambda_3 = 0$, что позволяет определить границы интервала неустойчивых волновых чисел $0 < q < q_{\text{limit}}$. Для этого воспользуемся дисперсионным соотношением (7), в которое подставим решение $\psi = 0$, что эквивалентно $a_3 = 0$. Отметим, что неустойчивая область по критерию Рауса–Гурвица определяется условием $a_3 < 0$.

Выражение для критического волнового числа для случая $\theta = -\alpha$ было получено в аналитическом виде:

$$q_{\text{limit}} = \sqrt{\frac{C}{d} - \frac{CI}{d} + \frac{\sqrt{(-2C + 2CI)^2 - 4d(2\alpha + 4\alpha C - 4\alpha CI)}}{2d}} \quad (9)$$

Значение q_{limit} , полученное аналитически, согласуется со значением, полученным графически на рис. 1. Как можно видеть из уравнения (8), условие $a_3 = 0$ и, соответственно, q_{limit} не зависят от параметра γ , то есть диапазон неустойчивых волновых чисел будет одинаковым для различных динамических режимов работы лазеров. Модуляционная неустойчивость может развиваться также в лазерах класса А, для которых, например, не свойственно развитие релаксационных колебаний. Это означает что данный тип неустойчивости не связан с собственными релаксационными колебаниями.

3. Результаты численного моделирования в отсутствие внешнего оптического излучения

Для численного решения системы уравнений (1) использовалась неявная схема Кранка–Николсона с периодическими граничными условиями, которая является безусловно устойчивой. В качестве начальных условий был выбран пространственно-однородный режим лазерной генерации (4) с добавлением Гауссо-

ва шума малой амплитуды. Интегрирование проводилось с временным шагом $\tau=0,01$, использовалась пространственная сетка из 1000 элементов. В результате численных расчетов было получено, что динамика системы зависит от размеров пространственной области. Моделирование пространственно-временной динамики при $L < L_{\min}$, $L_{\min} = 2\pi/q_{\text{limit}}$ показало, что режим пространственно-однородной генерации оказывается устойчивым, несмотря на наличие неустойчивых мод. Неустойчивые моды начинают развиваться только в случае $L > L_{\min}$. Тогда для лазера с длиной волны генерации, равной 850 нм, ширина активной области, на которой возможно развитие модуляционной неустойчивости при выбранных ранее параметрах системы (1), должна быть больше $L_{\min} \approx 115$ мкм.

На рис. 2 хорошо видно, что до 17 нс пространственный спектр для волновых чисел имеет только нулевую компоненту, то есть поперечный профиль остается однородным, а затем появляются дополнительные компоненты с волновыми числами $q_{\max} \approx 0,16$.

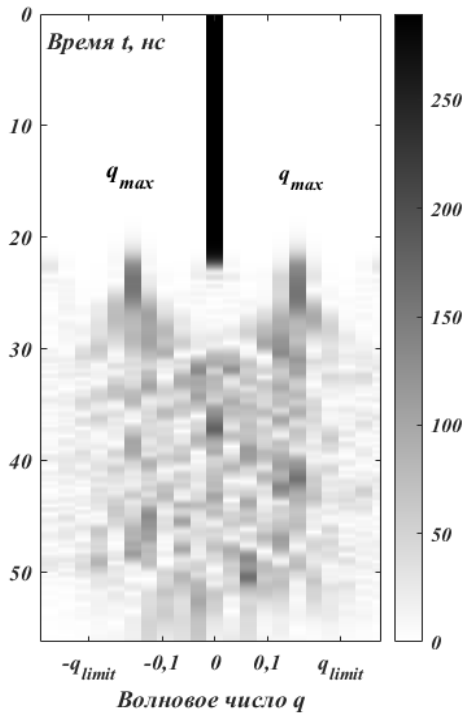


Рис. 2. Динамика дальнего поля лазера при $E_{inj} = 0$

Это волновое число соответствует точке, в которой корень характеристического уравнения Λ_3 имеет максимум, что отмечено на рис. 1. В дальнейшем развитие возмущений приводит к нерегулярной динамике, которая показана на рис. 3. Наблюдаемая динамика характеризуется нерегулярными изменениями интенсивности как во времени, так и в поперечном профиле выходного пучка.

4. Лазер с внешней оптической инжекцией

Как было показано в предыдущих параграфах, данный тип лазера подвержен модуляционной не-

устойчивости, которая приводит к нерегулярной динамике как во времени, так и в поперечном сечении пучка. Для подавления данной неустойчивости предлагается использовать дополнительное внешнее оптическое излучение амплитуды $E_{inj} \neq 0$. Тогда однородное стационарное решение принимает неявный вид и зависит от E_{inj} :

$$|E_{inj}|^2 = |E_0|^2 \left[(\theta + 2C\alpha(N_0 - 1))^2 + (1 - 2C(N_0 - 1))^2 \right], \quad (10)$$

$$N_0 = I + |E_0|^2 / |E_0|^2 + 1.$$

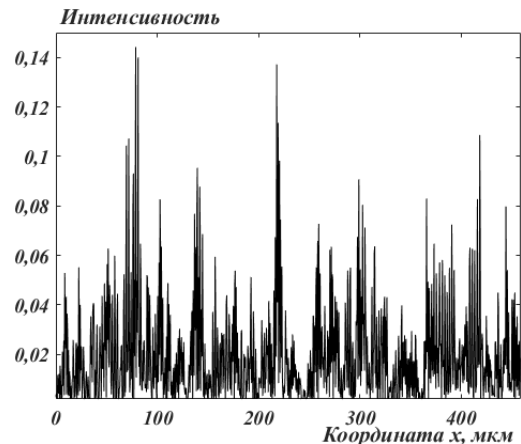


Рис. 3. Распределение интенсивности генерации $|E|^2$ в момент времени 46,8 нс при $E_{inj} = 0$

Используя в (7) условие $a_3 < 0$, была построена бифуркационная диаграмма (см. рис. 4). Данная диаграмма отображает область модуляционной неустойчивости в зависимости от волнового числа q и модуля амплитуды стационарного поля $|E_0|$. Для указанных параметров системы в отсутствие внешней оптической инжекции стационарное значение электрического поля согласно уравнению (4) имеет значение $E_0 \approx 0,14$. Таким образом, можно видеть на рис. 1 и 4, что неустойчивыми будут волновые числа от нуля до $q_{\text{limit}} \approx 0,24$, обозначенные сплошной линией. Поскольку стационарное значение $|E_0|$ зависит от инжекции $|E_{inj}|$, возможно подобрать инжекцию таким образом, что стационар переместится в область устойчивости. Численно было получено из (10), что, выбирая малую амплитуду внешнего оптического излучения $E_{inj} = 0,03$, мы получаем новое стационарное значение $|E_0| \approx 0,28$, которое находится в устойчивой области рис. 4. Соответствующие устойчивые волновые числа отмечены пунктирной линией.

Дисперсионные кривые с учетом внешнего оптического излучения представлены на рис. 5, где хорошо видно, что все пространственные гармоники теперь оказываются устойчивы, то есть все действительные части корней являются отрицательными во всем пространстве волновых чисел.

Подчеркнем, что уже слабая инжекция, то есть

$$|E_{inj}|^2 / |E_0|^2 \approx 0,011, \quad (11)$$

позволяет полностью подавить модуляционную неустойчивость. Это подтверждается также численным моделированием системы (1) с таким же уровнем инжекции (рис. 6).

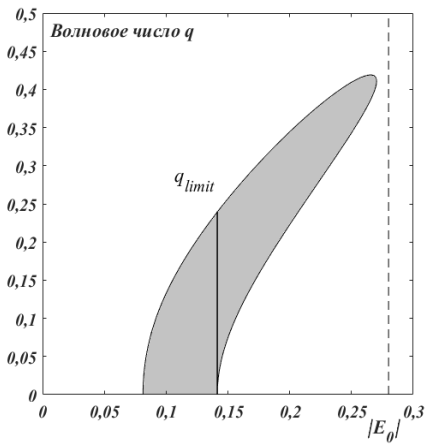


Рис. 4. Зависимость области модуляционной неустойчивости от волнового числа q и модуля амплитуды стационарного поля $|E_0|$. Незакрашенная область соответствует устойчивым волновым числам. Закрашенная область, наоборот, соответствует неустойчивым волновым числам

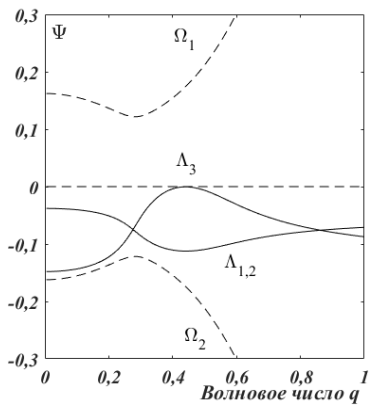


Рис. 5. Дисперсионные кривые при наличии оптической инжекции $E_{inj} = 0,03$

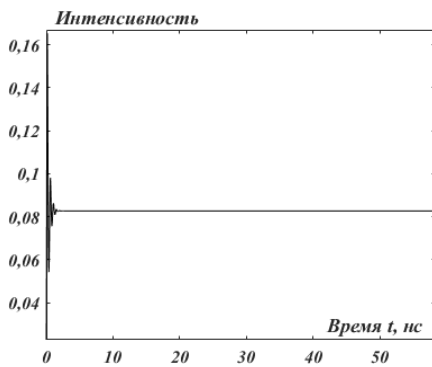


Рис. 6. Временная зависимость интенсивности лазерной генерации при наличии оптической инжекции $E_{inj} = 0,03$.

Таким образом, проведенное исследование демонстрирует, что при превышении некоторого определенного порога инжекции поперечная модуляция полностью подавляется и достигается высококогерентный нефиламентированный выходной пучок.

5. Учет влияния кривизны профиля тока накачки и формы пучка внешнего оптического излучения

Для практических приложений необходимо учитывать форму профиля контакта (тока накачки). В широкоапертурных лазерах накачка естественным образом обеспечивается на большой площади в поперечном сечении. Для этой цели широко используются профили тока, которые близки к однородным в центральной части и медленно уменьшаются к краям апертуры. В данной работе проведены расчеты для профиля тока накачки, имеющего вид $I = I_0 \exp(-0,5(x^2/w_0^2)^{10})$, для которого $I_0 = 1,85$, w_0 – определяет величину спада амплитуды профиля на краях апертуры по сравнению со значением на оси. Пространственно-временная динамика построена на рис. 7, на котором хорошо видна нерегулярность излучения лазера.

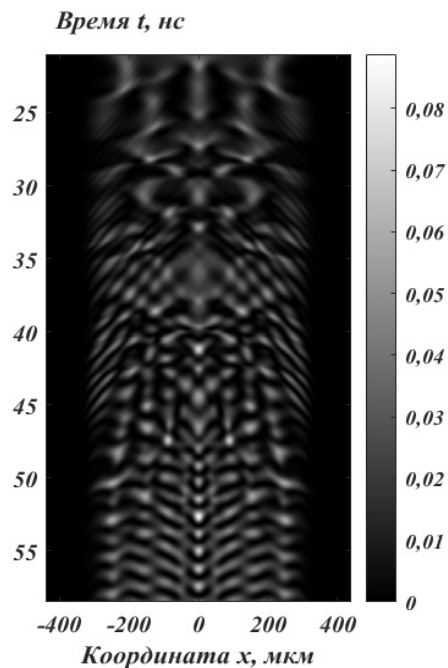


Рис. 7. Пространственно-временная динамика с учетом профиля накачки с $I_0 = 1,85$ и $w_0 = 350$ мкм при $E_{inj} = 0$

Также для инжектируемого внешнего оптического излучения необходимо учитывать более реальную форму пучка, например, в виде: $E_{inj} = E_{inj0} \exp(-x^2/w^2)$, где w – ширина пучка.

Из рис. 8 хорошо видно, что учет реалистичных форм контакта и профиля внешнего излучения не разрушает эффект стабилизации, а возникает устойчивое во времени распределение интенсивности, которое в поперечном сечении пучка близко к однородному со слабой модуляцией порядка двух процентов.

Заключение

В данной работе исследована система уравнений (1), описывающая поверхностно излучающий лазер с вертикальным резонатором. Были получены следующие результаты.

Во-первых, проведен линейный анализ устойчивости пространственно-однородного режима генерации лазера и определен пространственный спектр неустойчивых мод. С учетом этого были определены размеры апертуры, при которых пространственно-однородный режим генерации становится неустойчивым ($L > 115$ мкм для лазера с длиной волны генерации 850 нм и для базовых параметров, приведенных в параграфе 1).

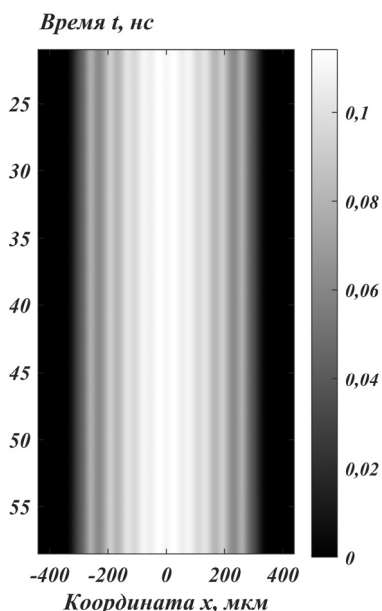


Рис. 8. Пространственно-временная динамика с учетом профиля накачки, а также с внешним оптическим излучением в виде Гауссова пучка с амплитудой $E_{inj0} = 0,05$ и шириной пучка $w = 263$ мкм

Во-вторых, для устранения модуляционной неустойчивости лазерной генерации впервые предложено управлять стационарным значением генерации с помощью слабой внешней оптической инжекции. Для этого построена бифуркационная диаграмма и найдены необходимые значения инжекции для смещения модуля амплитуды стационарного поля в устойчивую область. Показано, что для стабилизации достаточно, чтобы амплитуда инжекции была порядка 1% от модуля амплитуды стационарного поля. Стабилизация реализуется через иной механизм, в отличие от полученного ранее в случае волновой неустойчивости, так как модуляционная неустойчивость не связана с релаксационными колебаниями. Было получено, что внешнее оптическое излучение малой амплитуды позволяет полностью подавить модуляционную неустойчивость.

В-третьих, на основе численного моделирования было показано, что учет профиля контакта и формы пучка внешнего оптического излучения не нарушает эффективность метода.

Таким образом, предложенный метод управления стационарным оптическим полем с помощью слабой оптической инжекции для подавления модуляционной неустойчивости является эффективным и приво-

дит к стационарной однородной генерации широкоапертурного VCSEL.

Благодарности

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования (проекты № FSSS-2023-0009, 0023-2019-0003).

References

- [1] Jakobsen PK, Moloney JV, Newell AC, Indik R. Space-time dynamics of wide-gain-section lasers. *Phys Rev A* 1992; 45(11): 8129-8137. DOI: 10.1103/physreva.45.8129.
- [2] Cabrera E, Melle S, Calderón OG, Guerra JM. Dynamic transition from modelike patterns to turbulentlike patterns in a broad-area Nd:YAG laser. *Opt Lett* 2006; 31(8): 1067-1069. DOI: 10.1364/ol.31.001067.
- [3] Pakhomov AV, Molevich NE, Krents AA, Anchikov DA. Intrinsic performance-limiting instabilities in two-level class-B broad-area lasers. *Opt Commun* 2016; 372: 14-21. DOI: 10.1016/j.optcom.2016.03.089.
- [4] Anchikov DA, Krents AA, Molevich NE. Spatially inhomogeneous pattern formation due to parametric modulation in large broad-area lasers. *Computer Optics* 2017; 41(3): 363-368. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-363-368.
- [5] Anchikov DA, Krents AA, Molevich NE, Pakhomov AV. Spatio-temporal instabilities in large aperture lasers. *Computer Optics* 2017; 38(4): 681-685. DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-4-681-685.
- [6] Krents AA, Molevich NE, Anchikov DA. Resonant excitation of transverse patterns in broad-area lasers by periodic temporal pump modulation. *J Opt Soc Am B* 2017; 34(8): 1733-1739. DOI: 10.1364/JOSAB.34.001733.
- [7] Yarusova EA, Krents AA, Molevich NE. Spatiotemporal dynamics of broad-area lasers with the pump modulation and injection of external optical radiation. *Radiophys Quantum Electron* 2021; 64(4): 290-299. DOI: 10.1007/s11141-021-10131-6.
- [8] Panajotov K, Tlidi M. Spontaneous motion of cavity solitons in vertical-cavity lasers subject to optical injection and to delayed feedback. *Eur Phys J D* 2010; 59(1): 67-72. DOI: 10.1140/epjd/e2010-00111-y.
- [9] Kumar S. Suppression and control of modulation instability. The thesis for the Doctor's degree of Philosophy in Physical Science, Spain; 2017.
- [10] Staliunas K, Ctor V, Sá Nchez-Morcillo J. Spatial-localized structures in degenerate optical parametric oscillators. *Phys Rev A* 1998; 57(2): 1454-1457. DOI: 10.1103/physreva.57.1454.
- [11] Michaelis D, Peschel U, Lederer F. Multistable localized structures and superlattices in semiconductor optical resonators. *Phys Rev A* 1997; 56(5): R3366-R3369. DOI: 10.1103/physreva.56.r3366.
- [12] Brambilla M, Lugiato LA, Prati F, Spinelli L, Firth WJ. Spatial soliton pixels in semiconductor devices. *Phys Rev Lett* 1997; 79(11): 2042-2045. DOI: 10.1103/physrevlett.79.2042.
- [13] Tlidi M, Averlant E, Vladimirov A, Pimenov A, Gurevich S, Panayotov K. Localized structures in broad area VCSELs: experiments and delay-induced motion. In Book: Belhaq M, ed. *Structural nonlinear dynamics and diagnosis*. Cham: Springer; 2015: 417-437. DOI: 10.1007/978-3-319-19851-4_20.
- [14] Rimoldi C, Eslami M, Prati F, Tissoni G. Extreme events in a broad-area semiconductor laser with coherent injection. *Phys Rev A* 2021; 105: 023525. DOI: 10.1103/PhysRevA.105.023525.
- [15] Campillo AJ, Shapiro SL, Suydam BR. Periodic breakup of optical beams due to self-focusing. *Appl Phys Lett* 1973; 23(11): 628-630. DOI: 10.1063/1.1654772.

- [16] Herrero R, Botey M, Radziunas M, Staliunas K. Beam shaping in spatially modulated broad-area semiconductor amplifiers. *Opt Lett* 2012; 37(24): 5253-5255. DOI: 10.1364/ol.37.005253.
- [17] Ahmed WW, Kumar S, Herrero R, Botey M, Radziunas M, Staliunas K. Stabilization of flat-mirror vertical-external-cavity surface-emitting lasers by spatiotemporal modulation of the pump profile. *Phys Rev A* 2015; 92(4): 043829. DOI: 10.1103/physreva.92.043829.
- [18] Ahmed WW, Kumar S, Herrero R, Botey M, Radziunas M, Staliunas K. Suppression of modulation instability in pump modulated flat-mirror VECSELs. *Proc SPIE* 2016; 9894: 989406. DOI: 10.1117/12.2227801.
- [19] Ahmed WW, Kumar S, Medina J, Botey M, Herrero R, Staliunas K. Stabilization of broad-area semiconductor laser sources by simultaneous index and pump modulations. *Opt Lett* 2018; 43(11): 2511-2514. DOI: 10.1364/ol.43.002511.
- [20] Medina J, Ahmed W, Kumar S, Botey M, Herrero R, Staliunas K. Spatiotemporal stabilization proof of concept of Broad Area Semiconductor laser sources. 20th Int Conf on Transparent Optical Networks (ICTON) 2018: 1-3. DOI: 10.1109/ICTON.2018.8473604.
- [21] Medina J, Herrero R, Botey M, Staliunas K. Stabilized narrow-beam emission from broad-area semiconductor lasers. *Phys Rev A* 2020; 101(3): 033833. DOI: 10.1364/ol.43.002511.
- [22] Wang PY, Herrero R, Botey M, Cheng YC, Staliunas K. Translationally invariant metamirrors for spatial filtering of light beams. *Phys Rev A* 2020; 102(1): 013517. DOI: 10.1103/PhysRevA.102.013517.
- [23] Ahmed WW, Herrero R, Botey M, Wu Y, Staliunas K. Regularization of vertical-cavity surface-emitting lasers emission by periodic non-Hermitian potentials. *Opt Lett* 2019; 44(16): 3948-3951. DOI: 10.1364/OL.44.003948.
- [24] Bittner S, Kim K, Yongquan Z, Wang Q, Cao H. Spatial structure of lasing modes in wave-chaotic semiconductor microcavities. *New J Phys* 2020; 22(8): 083002. DOI: 10.1088/1367-2630/ab9e33.
- [25] Kim K, Bittner S, Jin Y, Zeng Y, Guazzotti S, Hess O, Wang QJ, Cao H. Sensitive control of broad-area semiconductor lasers by cavity shape. *APL Photonics* 2022; 7(5): 056106. DOI: 10.1063/5.0087048.
- [26] Kim K, Bittner S, Zeng Y, Guazzotti S, Hess O, Wang QJ, Cao H. Spatio-temporal dynamics of highly multimode semiconductor lasers. *Conf on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2020: 1-2*. DOI: 10.1364/CLEO_SI.2020.SF1E.6.
- [27] Takimoto S, Tachikawa T, Shogenji R, Ohtsubo J. Control of spatio-temporal dynamics of broad-area semiconductor lasers by strong optical injection. *IEEE Photonics Technol Lett* 2009; 21(15): 1051-1053. DOI: 10.1109/lpt.2009.2022181.
- [28] Anchikov DA, Krents AA, Molevich NE, Pakhomov AV. Suppression of spatio-temporal instabilities in broad-area class-B lasers. *Computer Optics* 2016; 40(1): 31-35. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-1-31-35.
- [29] Pakhomov AV, Arkhipov RM, Molevich NE. Stabilization of class-B broad-area laser emission by external optical injection. *J Opt Soc Am B* 2017; 34(4): 756-763. DOI: 10.1364/JOSAB.34.000756.
- [30] Yarusova EA, Krents AA, Molevich NE, Anchikov DA. Stabilization of broad-area laser emission by optical injection. *Bull Lebedev Phys Inst* 2019; 46(4): 130-132. DOI: 10.3103/S1068335619040067.
- [31] Yarusova EA, Krents AA, Molevich NE, Anchikov DA. Suppression of spatiotemporal instabilities in broad-area lasers with pump modulation by external optical injection. *Bull Lebedev Phys Inst* 2021; 48(2): 55-58. DOI: 10.3103/S1068335621020081.
- [32] Lugiato LA, Oldano C. Stationary spatial patterns in passive optical systems: two-level atoms. *Phys Rev A* 1988; 37(10): 3896-3908. DOI: 10.1103/physreva.37.3896.
- [33] Ohtsubo J. Semiconductor lasers and theory. In Book: Ohtsubo J. Semiconductor laser. Stability, Instability and Chaos. Ch 3. Berlin: Springer; 2013: 29-73. DOI: 10.1007/978-3-642-30147-6_3.
- [34] Henry C. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE J Quantum Electron* 1982; 18(2): 259-264. DOI: 10.1109/jqe.1982.1071522.
- [35] Yao J, Agrawal G, Gallion P, Bowden C. Semiconductor laser dynamics beyond the rate-equation approximation. *Opt Commun* 1995; 119(1-2): 246-255. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00245-4.

Сведения об авторах

Ярунова Елизавета Андреевна, 1996 года рождения, в 2019 году окончила Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева по направлению «Прикладная математика и физика». Аспирант кафедры физики Самарского университета. Область научных интересов: динамика лазеров, нелинейная оптика. E-mail: elisabetayarusnova@yandex.ru.

Кренц Антон Анатольевич, 1986 года рождения, в 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и физика». Кандидат физико-математических наук с 2012 года. Работает доцентом кафедры физики Самарского университета, научный сотрудник теоретического сектора СФ ФИАН. Область научных интересов: динамика лазеров, хаос, поперечная нелинейная оптика. E-mail: krenz86@mail.ru.

Молевич Нонна Евгеньевна, 1959 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующая теоретическим сектором СФ ФИАН и по совместительству профессор кафедры физики Самарского университета. Окончила с отличием МИФИ (г. Москва) в 1982 году. В 1988 году защитила кандидатскую диссертацию в ФИАН (г. Москва) по специальности «Радиофизика», включая квантовую, а в 2002 году – докторскую диссертацию в МИФИ (г. Москва) по специальности «Теоретическая физика». Область научных интересов – физика лазеров, нелинейная оптика и акустика, нелинейная динамика неравновесных газовых сред, солнечная и космическая плазма. ORCID: 0000-0001-5950-5394. E-mail: nonna.molevich@mail.ru.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 7 февраля 2023 г. Окончательный вариант – 5 мая 2023 г.

Influence of weak injection on spatiotemporal instabilities in a broad-area vertical-cavity semiconductor laser

E.A. Yarunova^{1,2}, A.A. Krents^{1,2}, N.E. Molevich^{1,2}

¹ *Lebedev Physical Institute, 443011, Samara, Russia, Novo-Sadovaya Str. 221;*

² *Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34*

Abstract

The dynamics of a broad-area vertical-cavity semiconductor surface-emitting laser (VCSEL) is theoretically investigated with due regard for the Henry factor. A linear analysis of the stability of a spatially homogeneous lasing regime is performed and the modulation instability is shown to develop in such lasers. The minimum size of the aperture at which the instability of the optical field begins to develop is determined. The results are confirmed by the numerical solution of a system of differential equations. It is shown that the suppression of the modulation instability can be achieved by injecting into the resonator an external low-amplitude optical radiation.

Keywords: VCSEL, Henry factor, optical injection, laser stabilization.

Citation: Yarunova EA, Krents AA, Molevich NE. Influence of weak injection on spatiotemporal instabilities in a broad-area vertical-cavity semiconductor laser. *Computer Optics* 2023; 47(6): 920-926. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1288.

Acknowledgements: The work was partly funded by the RF Ministry of Higher Education and Science under projects FSSS-2023-0009, 0023-2019-0003.

Authors' information

Elizaveta Andreevna Yarunova, (b. 1996), received his Master's degree in Applied Mathematics and Physics from Samara University in 2019. Postgraduate student of Physics department of Samara University. Research interests: laser dynamics, nonlinear optics. E-mail: elisabetayarunova@yandex.ru.

Anton Anatolyevich Krents (b. 1986) received his Master's degree in Applied Mathematics and Physics from S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (SSAU) in 2009. He received his Candidate degree in Physical and Mathematical Sciences in 2012. He works as an associate professor of Physics department at Samara University, researcher of Lebedev Physical Institute (Samara Branch). His research interests currently focus on laser dynamics, chaos and transverse nonlinear optics. E-mail: krenz86@mail.ru.

Nonna Evgenyevna Molevich (b. 1959) Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Theoretical Sector of the Branch of the Lebedev Physical Institute and Professor of Physics department at Samara University. Graduated with honors from MEPhI (Moscow) in 1982. In 1988 she defended her Ph.D. thesis at FIAN (Moscow) with a degree in Radiophysics, including quantum, and in 2002 she defended her doctoral dissertation at MEPhI (Moscow) with a degree in Theoretical Physics. The area of scientific interests is laser physics, nonlinear optics and acoustics, nonlinear dynamics of nonequilibrium gaseous media, solar and space plasma. ORCID: 0000-0001-5950-5394 E-mail: nonna.molevich@mail.ru.

Received February 7, 2023. The final version – May 5, 2023.
