

Конкуренция пространственных фурье-мод в широкоапертурном полупроводниковом лазере с вертикальным резонатором

Н.А.Лойко, И.В.Бабушкин

Исследован процесс формирования периодических структур в поперечном сечении излучения полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором. Показано, что селекция пространственных фурье-мод поля излучения происходит не только за счет известного механизма, связанного с дисперсией усиления, но также благодаря зависимости коэффициентов отражения брэгговских зеркал от угла наклона падающей волны. Учет данного механизма приводит к селекции стоячих поперечных волн, направление которых определяется направлением поляризации излучения. Изучено влияние на селекцию мод симметричности лазерного резонатора относительно активного слоя.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором, пространственные фурье-моды, брэгговские зеркала, пространственные структуры.

Полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (ПЛВР) являются перспективными источниками света для оптической обработки информации и волоконно-оптических систем связи из-за присущих этим лазерам преимуществ, обусловленных их уникальной геометрией: компактностью, циркулярно-симметричным профилем луча, возможностью плотной упаковки в двумерные излучательные системы, а также генерацией на одной продольной моде [1]. Одним из специфических свойств данных лазеров является также большое число Френеля, которое может достигать нескольких десятков единиц. При этом нет необходимости в использовании искривленных зеркал, как в случае лазеров с протяженными резонаторами [2].

Известно, что в широкоапертурных лазерах с плоскими резонаторами возможно формирование периодических структур в поперечном сечении пучка, таких как бегущие или стоячие волны, и локализованных структур типа оптических вихрей или пространственных солитонов [3–7]. В этом отношении ПЛВР является превосходным кандидатом с точки зрения исследования данных процессов, что важно для расширения области их применения, а также понимания фундаментальных аспектов формирования пространственных структур в диссипативных системах.

Теоретическое исследование лазеров с большим числом Френеля обычно основывается на полуклассическом описании процесса генерации с помощью уравнений Максвелла–Блоха для усредненных по продольным размерам резонатора характеристик поля излучения и среды [3–5]. В этой модели дискриминация пространственных фурье-мод (наклонных волн резонатора) обусловлена дисперсией усиления активной среды и определяется отстройкой частоты перехода в ней ω_a от частоты резона-

тора ω_c : $\delta = \omega_a - \omega_c$. Формирование неоднородного профиля излучения возможно только при условии $\delta > 0$, при котором возникают бегущие поперечные волны.

В данной работе показано, что селекция пространственных гармоник поля излучения в ПЛВР происходит также вследствие зависимости коэффициентов отражения брэгговских зеркал от угла наклона падающей волны. Учет данного механизма приводит к селекции стоячих поперечных волн, направление которых определяется направлением поляризации излучения. Возникающие при этом структуры подобны наблюдаемым экспериментально [8].

Процесс селекции мод может стать более сложным при учете поляризации поля излучения, свойственной для данного типа лазеров в силу их слабой анизотропии [9, 10]. Однако здесь мы будем рассматривать работу лазера вблизи порога генерации, когда линейно поляризованное в определенном направлении излучение устойчиво к возмущениям с ортогональной поляризацией (скалярный случай).

Наша модель основана на рассмотрении ПЛВР как тонкопленочной системы [11, 12], в которой учитывается последовательное прохождение излучения через отдельные элементы резонатора (рис.1). Мы полагаем, что активный слой толщиной l помещен между линейными средами с показателями преломления n_1 и n_2 . Резонатор сформирован верхним и нижним брэгговскими отражателями, состоящими из M_i пар чередующихся слоев с показателями преломления $n_3^{(i)}, n_4^{(i)}$ ($i = 1, 2$). Во многих используемых устройствах толщина активного слоя l меньше длины волны излучения. В этом случае дифракцией в активном слое можно пренебречь и представить поле в нем в виде суммы падающих на слой полей E_{in1} , E_{in2} и вторичного поля, создаваемого поляризацией среды [13]:

$$E(t, \mathbf{r}_\perp) = E_{in1}(t, \mathbf{r}_\perp) + E_{in2}(t, \mathbf{r}_\perp) + \frac{2\pi i \omega l}{c} P(t, \mathbf{r}_\perp). \quad (1)$$

Здесь E (E_{in}) и P – медленно меняющиеся по сравнению с периодом световой волны амплитуды электромагнит-

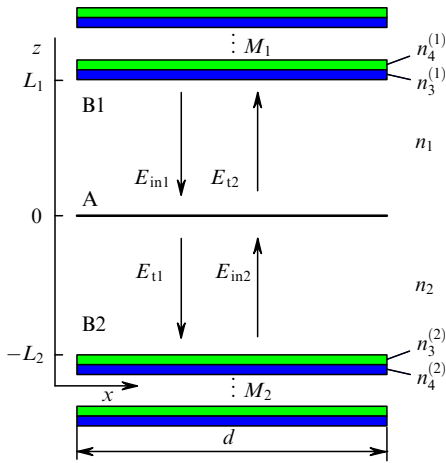


Рис.1. Модель лазера с вертикальным резонатором: А – тонкий активный слой толщиной l ; В1 и В2 – брэгговские отражатели, расположенные на расстояниях L_1 и L_2 от активного слоя. Каждый из брэгговских отражателей состоит из M_i ($i = 1, 2$) периодов, состоящих, в свою очередь, из четвертьволновых слоев $n_3^{(i)}$ и $n_4^{(i)}$. Пространство между брэгговскими отражателями и активным слоем заполнено средой с показателем преломления n_1 и n_2 соответственно; E_{in1}, E_{in2} – падающие на активный слой поля, E_{t1}, E_{t2} – прошедшие поля.

ных полей и поляризации активной среды соответственно; ω – частота поля излучения, совпадающая, как правило, с частотой резонатора ω_c ; $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$ – координата в плоскости поперечного сечения (активного слоя). Прошедшие через активный слой поля E_{t1}, E_{t2} связаны с падающими следующими соотношениями:

$$E_{t1,2}(t, \mathbf{r}_\perp) = E_{in1,2}(t, \mathbf{r}_\perp) + \frac{2\pi i \omega l}{c} P(t, \mathbf{r}_\perp). \quad (2)$$

Распространение излучения в резонаторе можно записать в операторном виде:

$$E_{in1,2}(t, \mathbf{r}_\perp) = \hat{F}_{1,2} E_{t1,2}(t, \mathbf{r}_\perp), \quad (3)$$

где

$$\hat{F}_{1,2} = \rho_{1,2} \exp(i2kL_{1,2}) \exp\left(i \frac{\Delta_\perp}{k} L_{1,2}\right) \hat{R}_{1,2} \quad (4)$$

– операторы распространения; $\rho_{1,2}$ – потери в результате прохождения излучения по линейной (в общем случае – поглощающей) среде между активным слоем и отражателем; $L_{1,2}$ – толщины линейных слоев, окружающих активную среду; Δ_\perp – поперечная часть лапласиана.

Первая часть операторов распространения, содержащая экспоненту, описывает прохождение света в линейном пространстве между активным слоем и зеркалами и является формальным решением уравнения дифракции в параксиальном приближении. Отметим, что Δ_\perp действует в пространстве \mathbf{k}_\perp таким образом, что $\Delta_\perp \propto |\mathbf{k}_\perp|^2$, где

$$\mathbf{k}_\perp = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix}$$

– поперечная составляющая полного волнового вектора \mathbf{k} светового поля; $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – его модуль.

Операторы $\hat{R}_{1,2}$ определяются в \mathbf{k}_\perp -пространстве как коэффициенты отражения брэгговских зеркал $R_{1,2}$ для каждой плоской волны с вектором \mathbf{k}_\perp . Они могут быть найдены путем разложения поля $E(\mathbf{k}_\perp)$ на ТЕ- и ТМ-составляющие, для которых известны коэффициенты от-

ражения тонкопленочных систем [14], и затем обратного перехода в (x, y) -базис [15]. Полагая, что поле излучения поляризовано в направлении x , получаем

$$R_i(\mathbf{k}_\perp) = r_{s,i}(\mathbf{k}_\perp) \varepsilon_{xx}^2 - r_{p,i}(\mathbf{k}_\perp) \varepsilon_{yy}^2, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{xx} = -k_y/k_\perp$, $\varepsilon_{yy} = k_x/k_\perp$; r_s и r_p – коэффициенты отражения для ТЕ- и ТМ-мод соответственно; $i = 1, 2$.

Комбинируя (1)–(3), нетрудно получить рекуррентное соотношение, связывающее поле излучения в активной среде через время полного прохода излучения по резонатору $\tau = \tau_1 + \tau_2$:

$$E(t, \mathbf{r}_\perp) = \hat{F}_1 \hat{F}_2 E(t - \tau, \mathbf{r}_\perp) + \frac{2\pi i \omega l}{c} [P(t, \mathbf{r}_\perp) + \hat{F}_1 P(t - \tau_1, \mathbf{r}_\perp) + \hat{F}_2 P(t - \tau_2, \mathbf{r}_\perp) + \hat{F}_1 \hat{F}_2 P(t - \tau, \mathbf{r}_\perp)]. \quad (6)$$

При выводе (6) учитывалась коммутативность операторов \hat{F}_1 и \hat{F}_2 , которая, как легко показать, имеет место в данном случае (т.е. порядок прохождения светом различных участков резонатора не играет роли). Времена запаздывания τ_1 и τ_2 , обусловленные конечностью времени прохождения по различным частям резонатора, определяются эффективными длинами этих частей, включающими в себя глубину проникновения излучения в брэгговские отражатели [16].

Отклик активной полупроводниковой среды описывается уравнениями Блоха для поляризации и плотности носителей заряда каждого оптического перехода из зоны проводимости в валентную зону, характеризуемого собственным волновым вектором [17]. При достаточно общих предположениях уравнения для полных поляризации и плотности носителей могут быть сведены к уравнениям, которые во многом подобны уравнениям, описывающим двухуровневую среду. Параметры этой среды зависят от плотности носителей и температуры [18]. Предполагая, что вблизи порога генерации зависимость от плотности носителей линейна, а остальные параметры, определяющие лоренцевский контур усиления, практически постоянны, мы будем основываться на уравнениях Блоха в двухуровневом приближении, которые в пределе достаточно широкого контура усиления переходят в скоростные феноменологические уравнения для полупроводниковых лазеров, адекватно описывающие многие свойства генерации последних. Это в значительной степени облегчает анализ и численный эксперимент, сохраняя основные черты рассматриваемого процесса и давая возможность понять роль дисперсии усиления и потерь в формировании пространственной структуры излучения.

Уравнения Блоха для поляризации P и плотности носителей N имеют вид

$$\frac{dP}{dt} = -\left(\frac{1}{T_2} + i\delta\right)P - \frac{|d|^2}{3\hbar} i(N - N_0)E, \quad (7)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N - J}{T_1} - \frac{i}{2\hbar}(E^*P - EP^*),$$

где T_1 и T_2 – времена релаксации плотности носителей и поляризации соответственно; N_0 – плотность носителей, необходимая для достижения состояния прозрачности; $|d|$ – модуль дипольного момента перехода; J – параметр накачки.

Поскольку условия, в которых находится каждая из поперечных гармоник поля $\mathbf{k}_\perp = (k_x, k_y)$ в резонаторе, различны и, соответственно, различны сдвиги их частот от частоты перехода активной среды и частоты резонатора для нулевой моды $\mathbf{k}_\perp = 0$, мы будем искать решение системы (6), (7) путем разложения поля $E(t, \mathbf{r}_\perp)$ и поляризации $P(t, \mathbf{r}_\perp)$ по пространственным гармоникам:

$$E(t, \mathbf{r}_\perp) = \int E(t, \mathbf{k}_\perp) \exp(-i\mathbf{r}_\perp \mathbf{k}_\perp) d\mathbf{k}_\perp,$$

$$P(t, \mathbf{r}_\perp) = \int P(t, \mathbf{k}_\perp) \exp(-i\mathbf{r}_\perp \mathbf{k}_\perp) d\mathbf{k}_\perp.$$

При этом будем полагать, что сравнительно быстрые изменения со временем порядка времени прохода излучения по резонатору связаны только с подстройкой фазы излучения, а амплитуды пространственных гармоник меняются сравнительно медленно. Тогда эти гармоники можно представить в виде «квазиплоских волн»:

$$E(t, \mathbf{k}_\perp) = e(t, \mathbf{k}_\perp) \exp\{-i[\Omega(\mathbf{k}_\perp)t - \mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp]\}, \quad (8)$$

$$P(t, \mathbf{k}_\perp) = p(t, \mathbf{k}_\perp) \exp\{-i[\Omega(\mathbf{k}_\perp)t - \mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp]\}.$$

Для стационарных состояний, т. е. для не зависящих от времени амплитуд e и p , подставляя (8) в (6) и (7), имеем

$$1 = \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp) \tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp) + \frac{2\pi\omega l |d|^2 T_2}{3c\hbar} \mathcal{L}_\omega(\mathbf{k}_\perp) \{ (1 + i\alpha) \times D [1 + \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp) \tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp) + \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp) + \tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp)] - i\alpha D_0 [1 + r_1(0)r_2(0) + r_1(0) + r_2(0)] \},$$

$$p = -\frac{|d|^2 T_2}{3\hbar} \mathcal{L}_\omega(\mathbf{k}_\perp) (i - \alpha) D e, \quad (9)$$

$$e^2 = \frac{3\hbar^2 (J - D)}{|d|^2 T_1 T_2 L_\omega D}.$$

Здесь $D = N - N_0$; J – соответствующим образом переопределенный параметр накачки; $\mathcal{L}_\omega(\mathbf{k}_\perp) = 1 / \{ 1 + [(\delta - \Omega(\mathbf{k}_\perp) T_2)^2] \}$ – лоренцев контур усиления; $\tilde{r}_j(\mathbf{k}_\perp) = r_j(\mathbf{k}_\perp) \times \exp[i\theta_j(\mathbf{k}_\perp)]$; $r_i(\mathbf{k}_\perp) = |R_i|$ – модули коэффициентов отражения от брэгговских структур; $s_i(\mathbf{k}_\perp)$ – их фазы, входящие в выражения для полных фаз $\theta_j(\mathbf{k}_\perp) = s_j(\mathbf{k}_\perp) + 2kL_j - |\mathbf{k}_\perp|^2 L_j / k + \Omega(\mathbf{k}_\perp) \tau_i$. Величина α характеризует относительное изменение показателя преломления и усиления при изменении числа носителей. В отличие от двухуровневой модели, где $\alpha = -\delta T_2$, для полупроводниковых сред этот параметр не зависит от знака отстройки частоты излучения от максимума линии усиления и отличается от нуля при $\delta = 0$. Этот факт используется нами при дальнейшем рассмотрении.

Последний член введен в первое уравнение системы (9) для того, чтобы исключить сдвиг частоты нулевой гармоники ($\mathbf{k}_\perp = 0$) в пороге ее генерации ($D = D_0$) за счет изменения показателя преломления активной среды при изменении числа носителей. Соответствующий член должен быть добавлен и в уравнение (6). При размещении активного слоя в пучности стоячей волны в резонаторе величина $s_j(0) + 2kL_j = j\pi$, где j_i – целые числа. Полагая также, что выполнены резонансные условия, т. е.

$j_1 + j_2$ есть четное число и, соответственно, $\Omega(0) = 0$, получаем

$$D_0 = \frac{3c\hbar [1 - r_1(0)r_2(0)]}{2\pi\omega l |d|^2 T_2 \mathcal{L}_\omega(0) [1 + r_1(0)r_2(0) + r_1(0) + r_2(0)]}. \quad (10)$$

Найденные на основании (9) значения D определяют порог генерации для каждой поперечной моды. Очевидно, что в первую очередь должны развиваться гармоники, для которых D минимально, причем если поперечный волновой вектор для данной гармоники не равен нулю, это должно приводить к возникновению пространственных структур.

Рассмотрим сначала простейший случай, когда коэффициенты отражения зеркал не зависят от угла падения волны. Тогда относительный порог возбуждения пространственной фурье-моды с определенным волновым вектором определяется отстройкой соответствующей частоты от максимума линии усиления:

$$\frac{D}{D_0} = \frac{\mathcal{L}_\omega(0)}{\mathcal{L}_\omega(\mathbf{k}_\perp)} = \frac{\{[\delta - \Omega(\mathbf{k}_\perp)] T_2\}^2 + 1}{(\delta T_2)^2 + 1}. \quad (11)$$

Из выражения (11) следует известный результат [2–5]: в случае положительной отстройки ($\delta > 0$) минимальный порог возбуждения имеет гармоника с $\Omega(\mathbf{k}_\perp) = \delta$. Данный механизм селекции пространственных мод связан с дисперсией усиления. При этом порог генерации для каждой моды зависит только от $|\mathbf{k}_\perp|$, т. е. не существует предпочтительного направления для получающихся пространственных структур. Порог усиления каждой моды $\mu = J/D_0$ для данного случая представлен на рис.2 штрихпунктирной линией (показано сечение ($k_x = 0$)). При отрицательной отстройке профиль поля излучения вблизи порога генерации должен быть однородным.

Теперь будем считать, что частотная зависимость восприимчивости активной среды отсутствует, тогда указанная селекция определяется только зависимостью коэффициентов отражения брэгговских зеркал от \mathbf{k}_\perp . В результате получим

$$\frac{D}{D_0} = \frac{[1 - \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp) \tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp)] [1 + r_1(0)r_2(0) + r_1(0) + r_2(0)]}{[1 - r_1(0)r_2(0)] [1 + \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp) \tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp) + \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp) + \tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp)]}. \quad (12)$$

Как известно, зависимость коэффициента отражения

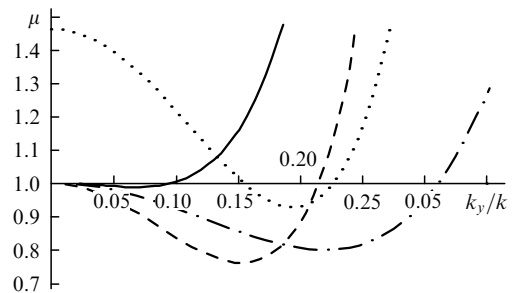


Рис.2. Зависимости порогового усиления μ от параметра угла наклона пространственной моды к оси резонатора k_y/k для сечения $k_x = 0$ и параметров $\delta T_2 = 0.5$ (обычные (не брэгговские) зеркала с соответствующим коэффициентом отражения, штрихпунктирная линия), -0.1 (сплошная линия), 0.5 (штриховая линия) и 0.5 (несимметричный резонатор, пунктир). Остальные параметры: $\alpha = 3$, $\kappa = T_1 \times \tau^{-1} [1 - r_1(0)r_2(0)] = 300$, $L_1 = L_2 = \lambda$, $n_1 = n_2 = 3.2$, $n_3^{(1)} = n_3^{(2)} = 3.0$, $n_4^{(1)} = n_4^{(2)} = 3.56$, $n_1^{(1)} = n_1^{(2)} = 3.2$, $M_1 = M_2 = 16$. Все кривые симметричны относительно начала координат k_y .

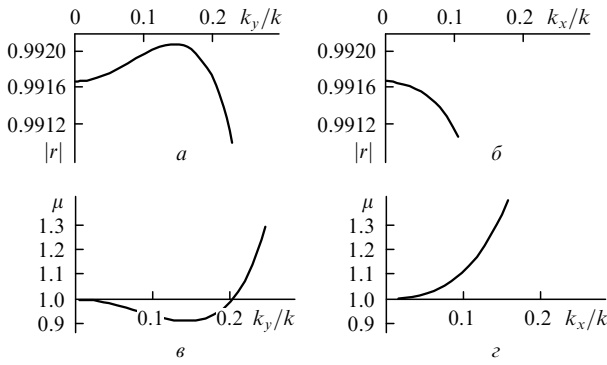


Рис.3. Угловые зависимости коэффициентов отражения брэгговских зеркал (а, б) и порогового тока накачки в отсутствие лоренцевского фактора (в, г) в сечении $k_x = 0$ (а, в) и $k_y = 0$ (б, г). Кривые симметричны относительно начала координат $k_y = 0$.

$r_i(\mathbf{k}_\perp)$ для линейно поляризованного света является анизотропной. Наилучшие условия отражения имеют гармоники, волновой вектор которых перпендикулярен направлению поляризации излучения, т. е. при $k_x = 0, k_y \neq 0$ (рис.3.а, б). Такая анизотропия приводит к появлению минимумов в пороге генерации для ненулевых пространственных гармоник. При этом в соответствии с коэффициентами отражения минимум порога генерации наблюдается для гармоник, перпендикулярных направлению поляризации излучения (рис.3.в, г). В отличие от предыдущего случая, селекция гармоник вблизи порога генерации за счет данного механизма менее жесткая, т. е. глубина минимумов существенно меньше, чем при действии механизма, связанного с дисперсией усиления.

Взаимодействие обоих механизмов селекции пространственных гармоник поля излучения может быть как конструктивным (когда оба механизма усиливают друг друга), так и деструктивным. На рис.2 представлены зависимости усиления накачки для пространственных гармоник в сечении $k_x = 0$ (т. е. в сечении, в котором порог генерации достигает своего абсолютного минимума) для различных параметров системы. В резонансном случае ($\delta = 0$) или при отрицательной отстройке минимумы, определяемые брэгговским механизмом селекции пространственных мод, исчезают, если линия усиления достаточно узкая. В случае широкой линии усиления они лишь сдвигаются в сторону $k_y = 0$ и их глубина уменьшается (см. рис.2, сплошная кривая).

Пример конструктивного взаимодействия представлен на рис.2 штриховой линией, для которой $\delta > 0$. Минимум порога генерации понижается и сдвигается в сторону меньших k_y , соответствующих максимуму в кривой отражения зеркал по сравнению со случаем, когда брэгговский механизм дисперсии не учитывается (см. рис.2, штрихпунктирная линия). При этом порог генерации для нулевой пространственной гармоники не изменяется. На рис.4 показана полная пространственная картина порога генерации для данного случая. Видно, что сильная анизотропия, характерная для брэгговского механизма, остается и при совместном действии обоих механизмов, в то время как глубина минимума и его положение в плоскости (k_x, k_y) определяются, в основном, влиянием дисперсионного механизма. Таким образом, при совместном действии двух механизмов анизотропия, вносимая брэгговскими зеркалами, усиливается благодаря дисперсии.

Рассмотрим теперь влияние положения активного

слоя в резонаторе на порог генерации поперечных мод. Анализ системы уравнений (9) показывает, что если коэффициенты отражения для обеих брэгговских структур одинаковы, то некоторое смещение активного слоя относительно пучности стоячей волны в резонаторе приводит к изменению только амплитуд, увеличивая пропорционально порог возбуждения всех гармоник. Более сильное нарушение симметрии, которое можно создать, например, путем введения поглощающего слоя в одну из частей резонатора, приводит также к фазовому рассогласованию. Последнее влечет за собой дополнительный сдвиг частот всех пространственных гармоник. В результате эффективная отстройка боковой моды $\delta - \Omega(\mathbf{k}_\perp)$ может стать меньше эффективной отстройки нулевой гармоники даже при $\delta < 0$. Соответствующая мода будет иметь минимальный порог возбуждения. При положительном δ минимумы в зависимости $D(\mathbf{k}_\perp)$ могут стать более выраженными (ср. штрихпунктирную и точечную кривые на рис.2), однако порог для нулевой моды сдвигается в результате того, что условия для ее генерации уже не являются наилучшими.

Чтобы упростить численное интегрирование уравнений (1)–(7), учтем иерархию характерных времен в системе, типичных для полупроводниковой среды и микрорезонатора, а именно, характерное время пробега светового поля по резонатору $\tau \sim 10^{-14}$ с, время релаксации поляризации $T_2 \sim 10^{-12}$ с и, наконец, время релаксации населенности носителей $T_1 \sim 10^{-9}$ с.

Для исключения из системы масштабов времени, связанных с временем прохода поля по резонатору, примем во внимание сделанное выше предположение о малости изменения амплитуды поля за время τ . При этом $e(t + \tau) = e(t) + \tau de(t)/dt$, и разностное уравнение (6) сводится к дифференциальному.

Полагая также, что в силу малости времени релаксации поляризации полупроводниковой среды возможно квазистационарное приближение для каждой из ее пространственных компонент, уравнение для поляризации заменим соотношением

$$P = -\frac{|d|^2 T_2}{3\hbar} (i - \alpha) \hat{\mathcal{L}}_\omega(DE). \tag{13}$$

С учетом этих приближений уравнения для нормированных амплитуды поля излучения $E \rightarrow (|d|^2 T_2 / 3\hbar^2)^{1/2} E$ и плотности носителей $D \rightarrow D/D_0$ принимают вид

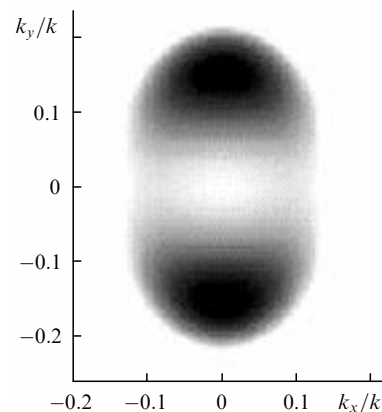


Рис.4. Угловые зависимости порогового тока накачки для параметров рис.2 и $\delta T_2 = 0.5$ на плоскости (k_x, k_y) .

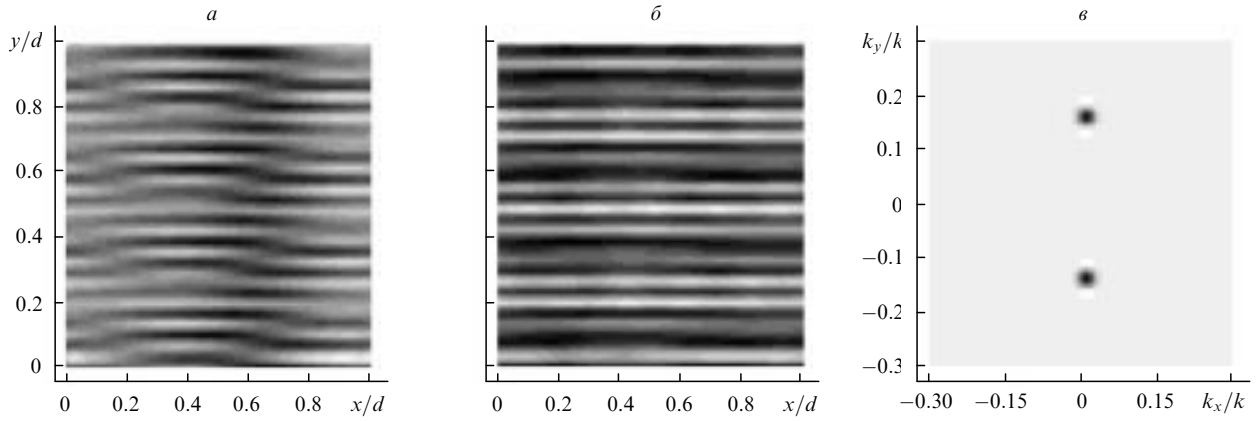


Рис.5. Полосы, получаемые при численном интегрировании системы в ближнем поле в фиксированный момент времени (а), и усредненные за промежуток времени $t/T_1 \sim 10$ структуры в ближнем (б) и дальнем (в) полях. Все параметры те же, что и на рис.4; $\mu = 0.8$.

$$\begin{aligned} \frac{dE(t, \mathbf{r}_\perp)}{dt} = & -\kappa \hat{M}E(t, \mathbf{r}_\perp) - i \hat{\Omega}E(t, \mathbf{r}_\perp) - i\kappa\alpha E(t, \mathbf{r}_\perp) \\ & + \kappa(1 + i\alpha) \hat{G}(DE(t, \mathbf{r}_\perp)), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{dD(t, \mathbf{r}_\perp)}{dt} = & -D(t, \mathbf{r}_\perp) + \mu - \text{Im}[(i - \alpha)E^*(t, \mathbf{r}_\perp) \\ & \times \hat{\mathcal{L}}_\omega(D(t, \mathbf{r}_\perp)E(t, \mathbf{r}_\perp))]. \end{aligned}$$

Здесь время t нормировано на время релаксации плотности носителей T_1 ; $\kappa = T_1 \tau^{-1} [1 - r_1(0)r_2(0)]$.

Действие операторов, входящих в систему уравнений (14), определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{\Omega} & \propto \Omega(\mathbf{k}_\perp), \quad \hat{M} \propto \frac{1 - \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp)\tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp)}{1 - r_1(0)r_2(0)}, \\ \hat{G} & \propto \frac{1 + \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp) + \tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp) + \tilde{r}_1(\mathbf{k}_\perp)\tilde{r}_2(\mathbf{k}_\perp)}{1 + r_1(0) + r_2(0) + r_1(0)r_2(0)} \frac{\mathcal{L}_\omega(\mathbf{k}_\perp)}{\mathcal{L}_\omega(0)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Частоты $\Omega(\mathbf{k}_\perp)$ полагаем равными их стационарным значениям; $\hat{\mathcal{L}}_\omega \propto \mathcal{L}_\omega(\mathbf{k}_\perp)$.

Если пространственные эффекты не учитываются, система уравнений (14) сводится для единственной моды с $\mathbf{k}_\perp = 0$ к обычной системе скоростных уравнений, широко используемой для описания динамики излучения. При учете всех пространственных мод их конкуренция, рассмотренная выше, приводит к появлению минимума в пороге для $\mathbf{k}_\perp \neq 0$, и пространственно-однородное состояние ($E = 0, D = \mu$) теряет устойчивость. При этом устойчивым становится состояние с $\mathbf{k}_\perp \neq 0$. В силу анизотропии системы непосредственно вблизи порога генерации должны возникать поперечные волны с \mathbf{k}_\perp , соответствующим минимуму порога генерации [19].

Численное интегрирование системы (14) производилось с помощью метода Рунге – Кутты с использованием быстрого преобразования Фурье на каждом шаге интегрирования (для расчета действия входящих в правую часть (14) операторов). Условия на границе предполагались периодическими.

При уровне накачки вблизи порога генерации после некоторого переходного процесса динамика системы стабилизировалась и возникали пространственные структуры, показанные на рис.5,а в ближнем поле. Картина,

усредненная за время, соответствующее наибольшему периоду колебаний $t/T_1 \sim 10$, показана на рис.5,б и в (ближнее и дальнее поля). Структуры представляют собой стоячие волны с периодом, соответствующим модам с минимальным порогом усиления. При этом их направление совпадает с направлением поляризации света, что соответствует экспериментальным данным, приведенным в [8].

Полосы на рис. 5,а испытывают малые по амплитуде установившиеся колебания, показанные для одной из точек пространственного распределения на рис.6,а, б. Видно, что существуют три характерные для этих колебаний частоты: колебания с периодом $\sim 10^{-1}$ характеризуют биения пространственных мод \mathbf{k}_\perp с разными частотами $\Omega(\mathbf{k}_\perp)$. Эти биения практически не присутствуют в динамике поведения D . Колебания с периодами ~ 1 и ~ 10 определяют продольные и поперечные колебания полной пространственной структуры. Период ~ 1 близок к периоду релаксационных осцилляций. Отметим, что интенсивность пиков в дальнем поле (рис.5,в) также колеблется с этим периодом, причем оба пика находятся в противофазе. Интересно, что слабая продольная и поперечная модуляция пространственных структур наблюдается и в эксперименте.

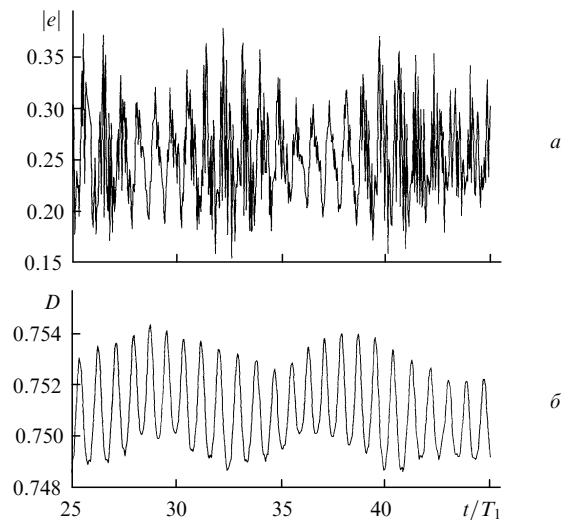


Рис.6. Установившаяся временная динамика интенсивности поля (а) и плотности носителей (б) в одной из точек поперечной структуры, показанной на рис.5.

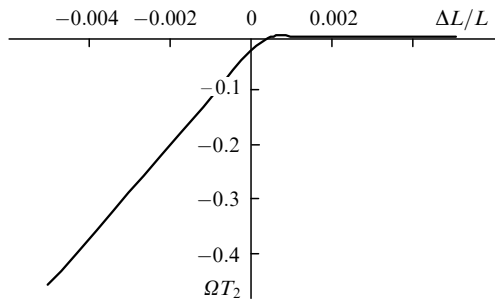


Рис.7. Зависимость сдвига частоты Ω от изменения длины резонатора ΔL (Ω и ΔL представлены в относительных единицах).

В работе [8] не приводятся значения k_{\perp} для получающихся пространственных структур, однако там показано, что при изменении длины резонатора (что эквивалентно изменению δ) и отстройке $\delta > 0$ частота излучаемого света равна частоте перехода полупроводниковой среды, а при $\delta < 0$ частота генерации следует за изменением частоты резонатора. Это находится в согласии с дисперсионным механизмом образования пространственных структур. Поскольку в нашей системе глубина и положение минимума генерации определяются в основном также отстройкой δ , то имеет место аналогичная картина. На рис.7 представлена зависимость частоты генерации от длины резонатора. Видно, что для $\delta < 0$ ($\Delta L/L < 0$) частота следует за частотой резонатора и для $\Delta L/L > 0.0005$ совпадает с частотой перехода. То, что для узкого интервала $0.0005 > \Delta L/L > 0$ этого не происходит, определяется влиянием брэгговского механизма дисперсии, который в этом случае еще не полностью подавляется лоренцевским контуром.

Таким образом, в данной работе показано, что в широкоапертурном ПЛВР селекция пространственных фурье-мод может происходить вследствие как хорошо известного механизма дисперсии усиления, так и дисперсии коэффициентов отражения брэгговских зеркал, формирующих резонатор лазера. Влияние первого дисперсионного механизма является определяющим с точки зрения положения и глубины минимума порога генерации для соответствующих пространственных гармоник, тогда как действие брэгговского механизма приводит к появлению анизотропии в пороге генерации. При этом наименьший порог имеют пространственные гармоники, волновой вектор которых перпендикулярен направлению поляризации излучения.

Дисперсия усиления в значительной степени зависит

от места размещения активного слоя в резонаторе. Это связано с зависимостью набега фаз поля в различных частях резонатора от продольной длины этих частей, что определяет сдвиги частот пространственных гармоник. Два механизма селекции могут ослаблять или усиливать друг друга, приводя к менее или более выраженной селекции пространственных гармоник.

Результаты численного моделирования показывают, что вблизи порога генерации возникают стационарные поперечные структуры, имеющие вид полос, направление которых параллельно направлению поляризации излучения. Продвижение в область больших накачек требует рассмотрения векторного характера поля излучения, а также более адекватного описания взаимодействия полупроводниковой среды с излучением.

Авторы выражают благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за поддержку работы.

1. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *Proc. SPIE* **3003** (1997).
2. Huyet G., Martinoni M.C., Tredicce J.R., Rica S. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 4027 (1995).
3. Couillet P., Gil L., Rocca F. *Optics Comms*, **73**, 403 (1989).
4. Lugiato L.A., Oppo J.R., Tredicce G.L., Narducci L.M., Pernigo M.A. *J. Opt.Soc.Amer. B*, **7**, 1019 (1990).
5. Jakobsen P.K., Moloney J.V., Newell A.C., Indik R. *Phys.Rev. A*, **45**, 8129 (1992).
6. Staliunas K., Weiss C.O. *Physica D*, **81**, 79 (1995).
7. Brambilla M., Lugiato F.A., Prati F., Spinelli L., Firth W.J. *Phys. Rev. Letts*, **79**, 2042 (1997).
8. Hegarty S.P., Huyet G., McInerney J.G., Hou H.Q., Choquette K.D. *Phys.Rev. Letts*, **82** 1434 (1999).
9. Chang-Hasnain C.J., Harbison J.P., Hasnain G., von Lehmen A., Florez L.T., Stoffel N.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1402 (1991).
10. Choquette K.D., Richie D.A., Leibenguth R.E. *Appl.Phys.Letts*, **64**, 2062 (1994).
11. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **19**, 979 (1992).
12. Logvin Yu.A., Loiko N.A., Turovets S.I., Spencer P.S., Shore K.A. *Laser Physics*, **7**, 1160 (1997).
13. Benedict M., Malyshev V.A., Trifonov E.D. et al. *Phys.Rev.A*, **43**, 3845 (1991).
14. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука, 1973).
15. Babic D.J., Dagli Yo., Chung N., Bowers J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1950 (1993).
16. Ebeling K.J. *Proc. V Scottish Univ. Summer School in Physics* (St. Andrews, 1998, v. 50).
17. Chow W.W., Koch S.W., Sargent III M. *Semiconductor laser physics* (N.Y., Springer, 1994).
18. Ning C.Z., Indik R.A., Moloney J.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1543 (1997).
19. Walgraef D. *Spatio-temporal pattern formation* (N.Y., Springer-Verlag, 1997).