

УДК 530.182

РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ С СИЛЬНЫМ НЕОДНОРОДНЫМ УШИРЕНИЕМ АКТИВНОЙ СРЕДЫ И СЛАБОЙ РАСПРЕДЕЛЁННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ВОЛН

*Е. Р. Кочаровская *, Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

На основе численного моделирования в рамках одномерной задачи выяснено влияние отношения скоростей релаксации поля в резонаторе и поляризации активных центров на динамические свойства лазеров с распределённой обратной связью волн. Использована модель двухуровневой активной среды с сильным неоднородным уширением спектральной линии при непрерывной широкополосной накачке, обеспечивающей генерацию двух или нескольких мод в окрестности запрещённой брэгговской полосы частот резонатора. Изучены особенности эволюции динамического спектра и осциллограмм излучения, ожидаемые при уменьшении добротности брэгговского резонатора. Показано, в частности, что при реализации преобладающей роли процессов сверхизлучения в лазере возникают уникальные возможности управления качественными и количественными характеристиками генерации, такими как ширина спектра, длительность и степень когерентности различных импульсных составляющих выходящего излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1–5], динамика лазеров в существенной мере зависит от релаксационных процессов, сопровождающих генерацию излучения. В простейшей двухуровневой модели лазера (см. раздел 1) эти процессы характеризуются временами продольной (T_1) и поперечной (T_2) релаксации, обратными скоростям некогерентной релаксации возбуждённого энергетического уровня и поляризации активных центров на рабочем переходе соответственно, а также временем T_2^* , обратным неоднородному уширению спектральной линии среды, т. е. разбросу частот активных центров $\Delta\omega_{21} = 2/T_2^*$. В интересующем нас случае сильного неоднородного уширения $T_2^* \ll T_2 < 2T_1$. Кроме того, эволюция электромагнитного поля в резонаторе лазера характеризуется временем жизни фотона T_E , которое может быть разным для различных мод и определяется их «холодной» (т. е. находимой без учёта резонансного вклада активной среды) добротностью.

По соотношению релаксационных времён T_1 , T_2 и T_E выделяют четыре динамических класса лазеров [1–3]. В лазере класса В наименьшим является время затухания поляризации (дипольных колебаний) активных центров T_2 , поэтому она адиабатически отслеживает изменение электромагнитного поля и может быть исключена из динамических уравнений, которые тогда принимают простейший балансный вид [1, 4, 6–9].

В лазере класса D наименьшим из указанных является время жизни фотона. Оно задаёт межмодовый частотный интервал порядка π/T_E для интересующих нас низкодобротных резонаторов с коэффициентом связи (отражения) волн менее или порядка 50 %, когда выход излучения является достаточно свободным и обеспечивает наличие коллективного спонтанного излучения [2, 3, 10] (о физическом смысле явления сверхизлучения см. также работы [11, 12]). При этом время T_E определяется длиной резонатора B , т. е. $T_E \approx B\sqrt{\epsilon}/c$. Здесь c — скорость света в вакууме, ϵ — действительная часть диэлектрической проницаемости среды, заполняющей резонатор. Адиабатическое исключение поля из уравнений, описывающих лазер класса D, неосуществимо,

* katya@appl.sci-nnov.ru

т. к., несмотря на малость однородного уширения спектральной линии ($1/T_2 \ll \pi/T_E$), возможны когерентное взаимодействие мод и быстрое изменение поля в них, вызванные большой скоростью индуцированных процессов, которая превышает скорость релаксации поля $1/T_E$ при достаточно большой амплитуде мод (см. оценки инкрементов мод в разделе 2 и анализ их особенностей в разделе 3). Такие лазеры могут быть сверхизлучающими, т. е. при наличии непрерывной накачки генерировать импульсы коллективного спонтанного излучения, сопровождающиеся сменой знака инверсии населённостей уровней рабочего перехода (см. раздел 5).

В лазере класса С, где по определению времена T_2 и T_E не сильно различаются, тоже возможна когерентная динамика мод, однако она скорее имеет характер автомодуляции с периодом порядка $T_E \sim T_2$, не приводит к изменению знака инверсии среды и не сопровождается ярко выраженными импульсами излучения, подобным импульсам коллективного спонтанного излучения (см. раздел 4). Эти лазеры изучались экспериментально и численно в случае небольшого неоднородного уширения $1/T_2^* \lesssim 1/T_2$ (см., например, [13–18]).

Нас будет интересовать, прежде всего, случай сильного неоднородного уширения активной среды, причём в условиях достаточно слабой релаксации инверсии, определяемой в том числе и скоростью непрерывной накачки рабочих уровней активных центров:

$$T_1 \gg T_2 \gtrsim T_E \gg T_2^*. \quad (1)$$

До последнего времени этот случай был мало исследованным (см. [1, 8, 9, 13–15, 19–21]), однако теперь он становится актуальным благодаря созданию сред, в которых возможна реализация импульсного сверхизлучения (суперфлюоресценции). Так, импульс суперфлюоресценции или иницированного сверхизлучения, генерируемый активным образцом вслед за коротким импульсом некогерентной или когерентной накачки, удалось получить в молекулярных J- и H-агрегатах [22–25], атомных газах щелочных редкоземельных металлов [26–30], твердотельных матрицах с высокой концентрацией активных центров [31, 32], замагниченных квантовых ямах [33, 34], гетероструктурах с квантовыми точками [35], вырожденных полупроводниках (для электронов и дырок вблизи поверхности Ферми) [36].

Реализация сверхизлучающего лазера с непрерывной накачкой требует большой концентрации N_0 активных центров в подобных средах, которые благодаря межцентровому взаимодействию неизбежно характеризуются сильным неоднородным уширением спектральной линии (правое неравенство в (1)). Тем не менее условие лазерной генерации [2, 3]

$$T_E > (T_2^* \omega_c^2)^{-1} \quad (2)$$

в них может быть выполнено при достаточно большой величине так называемой кооперативной частоты $\omega_c = \sqrt{2\pi d^2 N_0 \omega_{21} / (\hbar \varepsilon)}$, остающейся много меньшей величины неоднородного уширения $2/T_2^*$. Здесь d — дипольный момент активного центра на частоте рабочего перехода ω_{21} , $\hbar$ — постоянная Планка; ориентация диполей для простоты считается одинаковой. При этом необходимая для нестационарной генерации скорость релаксации инверсии может быть довольно умеренной, т. е. время T_1 — довольно большим (левое неравенство в (1); см. разделы 5 и 6).

Мы будем исследовать те особенности нестационарной двух- и многомодовой генерации, которые ожидаются при переходе от лазера класса В к лазеру класса D с однородным брэгговским резонатором в отсутствие отражений (зеркал) на торцах и сбоях фазы периодической модуляции волноводных свойств вдоль лазера. Указанный переход отвечает существенному уменьшению добротности брэгговского резонатора с понижением отношения T_E/T_2 в несколько раз в окрестности единичного значения и формально предполагает значительное превышение накачкой порога генерации, когда исходное неравенство в (2) является достаточно сильным. Впрочем, в процессе

данного перехода накачку можно существенно ослаблять, не препятствуя возникновению качественно новых особенностей генерации лазера. Переход от класса В к классу D возможен и путём изменения других параметров лазера, например сокращения его длины, ослабления распределённой обратной связи волн или увеличения времени релаксации поляризации T_2 , скажем, за счёт понижения температуры активного образца. Так или иначе в результате, как будет показано, происходит существенное обогащение динамического спектра излучения.

В лазере класса D этот спектр оказывается весьма чувствителен к изменению свойств резонатора и/или накачки (см. раздел 6), что обеспечивает возможность эффективного управления спектрально-временными и корреляционными характеристиками получаемого излучения. Отмеченное обстоятельство позволяет надеяться на востребованность пока ещё не созданных лазеров класса D для решения задач обработки информации, спектроскопии и диагностики различных сред и протекающих в них процессов [2, 37].

Немаловажной является и открывающаяся возможность получения весьма коротких и мощных импульсов сверхизлучения мод при непрерывной накачке, возникающего при выполнении условия (2) благодаря известной брэгговской селекции мод [38-45] несмотря на большое неоднородное уширение рабочей линии активной среды (правое неравенство в (1)). Последнее, как известно, подавляет сверхизлучение волн непрерывного спектра [10] в однородной среде (в отсутствие периодической модуляции её свойств вдоль трассы распространения излучения) и существенно изменяет характер импульсов модового сверхизлучения по сравнению со случаем однородного уширения [2, 37, 46]. Примеры численного расчёта модового сверхизлучения в лазерах класса D с однородно и неоднородно уширенным рабочим переходом активной среды даны в работах [20, 21, 47, 48].

На коротких промежутках времени, когда высвечивается мощный импульс коллективного спонтанного излучения, такие «сверхизлучательные» моды «выжигают» глубокие провалы инверсии населённостей активной среды вплоть до отрицательных значений в узких спектральных интервалах, расположение которых диктуется спектром мод брэгговской структуры (см. разделы 2 и 3). Примером возможной реализации лазера класса D является полупроводниковый лазер на гетероструктуре с субмонослойными квантовыми точками и латеральной модуляцией обкладочных волноводных слоёв, обеспечивающей распределённую обратную связь волн [49-51]. Варьируя его параметры, можно эффективно менять такие характеристики излучения, как число генерируемых продольных мод, ширину их спектра и взаимную разность фаз, длительность и амплитуду импульсов и их цугов, степень когерентности излучения тех или иных импульсов (и мод).

В разделе 1 данной статьи представлена используемая модель лазеров, применимая для всех указанных классов. В разделе 2 суммированы общие свойства мод таких лазеров, как «холодных» (т. е. в отсутствие инверсии активной среды), так и «горячих» (т. е. при заданной инверсии, однородной по спектральной линии и в пространстве). В разделе 3 сравниваются уширения спектра мод и создаваемые ими провалы спектра инверсии, имеющие место в установившихся режимах генерации лазеров класса D и В. Особенности лазера класса С кратко изложены в разделе 4. В разделе 5 рассмотрены свойства сверхизлучательных импульсов в лазере класса D с непрерывной накачкой. Раздел 6 посвящён описанию основных режимов и корреляционных свойств многомодовой генерации лазера класса D, возникающих благодаря уникальному явлению модового сверхизлучения. В Заключение отмечены основные особенности и перспективы реализации сверхизлучающих лазеров.

1. МОДЕЛЬ ЛАЗЕРОВ КЛАССОВ В, С и D

Будем рассматривать простейшую одномерную модель лазера с однородной активной средой и брэгговским резонатором, формируемым распределённой обратной связью волн за счёт слабой (с амплитудой $\bar{\beta} \ll 1$) гармонической модуляции (с периодом π/k_0) действительной части диэлектрической проницаемости этой среды $\varepsilon = \bar{\varepsilon} \text{Re}[1 + 4\bar{\beta} \exp(2ik_0z)]$. В данной модели лазерные моды представляют собой суперпозицию двух встречных волн электромагнитного поля, каждая из которых благодаря брэгговскому перерасеянию состоит из двух пространственных гармоник с близкими волновыми числами, немного отстроенными от брэгговского резонанса. Так, распределение электрического поля имеет вид

$$E(z, t) = \text{Re} \{ [A_+(z, t) \exp(ik_0z) + A_-(z, t) \exp(-ik_0z)] \exp(-i\omega_0t) \}.$$

Эта суперпозиция согласована с поляризацией P и инверсией населённости N активных центров среды, распределённых по частотам Δ в соответствии с неоднородным уширением рабочей спектральной линии, описываемым профилем $f(\Delta)$:

$$P = \text{Re} \{ [P_+(z, t, \Delta) \exp(ik_0z) + P_-(z, t, \Delta) \exp(-ik_0z)] \exp(-i\omega_0t) \},$$

$$\frac{N}{N_0 f(\Delta)} = n(\Delta) + \text{Im} [n_z(\Delta) \exp(2ik_0z)].$$

Здесь все поля и поляризации предполагаются одинаково (линейно) поляризованными, t и z — время и координата вдоль лазера соответственно ($-B/2 \leq z \leq B/2$), $k_0c/\sqrt{\bar{\varepsilon}} = \omega_0$ — частота брэгговского резонанса, которая считается совпадающей с центром неоднородно уширенной линии¹.

С использованием ниже замены комплексных переменных A_+ , A_- , P_+ и P_- не чувствительной к общему для них сдвигу фаз, динамика лазеров в общем случае описывается стандартными полуклассическими уравнениями Максвелла—Блоха [1, 2, 9, 21, 37, 49] для безразмерных амплитуд поля встречных волн $a_+ = A_+ \bar{\varepsilon}/(2\pi d N_0)$ и $a_- = A_- \bar{\varepsilon}/(2\pi d N_0)$, спектральной плотности поляризации среды $p_+ = P_+/[d N_0 f(\Delta)]$ и $p_- = P_-/[d N_0 f(\Delta)]$ (т. е. дипольного момента единицы её объёма), а также связанных с ними двух компонент инверсии населённости среды — плавно неоднородной $n(\Delta)$ и промодулированной в пространстве $n_z(\Delta)$ из-за самосогласованных биений встречных волн (период этой модуляции в условиях интересующей нас брэгговской селекции мод близок к периоду π/k_0 заданной пространственной модуляции диэлектрической проницаемости активного образца):

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) a_{\pm} = i\beta a_{\mp} + \frac{i}{\sqrt{I}} \int_{-\infty}^{+\infty} p_{\pm}(\Delta) f(\Delta) d\Delta,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\Delta \right) p_{\pm}(\Delta) = -\sqrt{I} \left[in(\Delta) a_{\pm} + \frac{n_z(\Delta)}{2} a_{\mp} \right],$$

¹ Несовпадение частоты ω_0 с центром неоднородно уширенной линии в пределах меньше $1/T_2^*$ сказывается лишь на деталях перехода от стационарной к нестационарной генерации, которые связаны с возникновением двухмодовой генерации из одномодовой и далее не рассматриваются. В численном моделировании ниже безразмерные величины неоднородного уширения и времён релаксации выбраны в соответствии с типичными параметрами гетероструктур на субмонослойных квантовых точках [47–53], в которых получена генерация в режиме лазера класса В и возможна сверхизлучательная генерация в режиме лазера класса D. Отметим, что в работах [2, 18, 19, 35, 46, 47] имеется опечатка: перед интегралом в приводимой ниже системе уравнений (3) пропущен множитель $1/\sqrt{I}$.

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\Delta\right) p_-(\Delta) &= -\sqrt{I} \left[in(\Delta) a_- - \frac{\tilde{n}_z(\Delta)}{2} a_+ \right], \\
\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1\right) [n(\Delta) - n_p] &= \sqrt{I} \operatorname{Im} [\tilde{a}_+ p_+(\Delta) + \tilde{a}_- p_-(\Delta)], \\
\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1\right] n_z(\Delta) &= \sqrt{I} [\tilde{a}_- p_+(\Delta) - a_+ \tilde{p}_-(\Delta)],
\end{aligned} \tag{3}$$

где тильда означает комплексное сопряжение. Для простоты промодулированная в пространстве компонента поляризации, аналогичная компоненте инверсии n_z , здесь не учитывается, т. к. её влияние сильно подавлено в интересующих нас условиях большого неоднородного уширения рабочего перехода. Неоднородное уширение спектральной линии для определённости будем считать симметричным относительно брэгговского резонанса и задавать функцией Лоренца вида $f(\Delta) = \Delta_0 / [\pi(\Delta^2 + \Delta_0^2)]$, где $\Delta = (\omega - \omega_0) / \omega_c$ — нормированная отстройка частоты ω перехода активного центра от центральной частоты линии, а $\Delta_0 = 1 / (T_2^* \omega_c)$ — так же нормированная полуширина линии, $I = \omega_c^2 / \omega_0^2 \ll 1$, $\beta = \bar{\beta} / \sqrt{I}$ — безразмерная амплитуда брэгговской модуляции диэлектрической проницаемости (т. е. отношение полуширины запрещённой зоны к кооперативной частоте), $\tau = t\omega_c$ и $\zeta = z\omega_c \sqrt{\epsilon} / c$ — безразмерные время и продольная координата, $\Gamma_1 = (T_1 \omega_c)^{-1}$ и $\Gamma_2 = (T_2 \omega_c)^{-1}$ — безразмерные скорости релаксации инверсии и поляризации активного центра соответственно, n_p — инверсия, создаваемая накачкой. Граничные условия на краях образца с безразмерной длиной $L = B\omega_c \sqrt{\epsilon} / c$, нормированной на кооперативную длину $B_c = c / (\omega_c \sqrt{\epsilon})$, соответствуют свободному (т. е. без отражений на краях) выходу излучения:

$$a_+(\zeta = -L/2) = 0, \quad a_-(\zeta = L/2) = 0.$$

Для численного моделирования использовались модифицированный метод Рунге—Кутты четвёртого порядка и сеточный метод, причём для определённости предполагалось, что в исходном состоянии среда инвертирована, процесс генерации стартует с малых шумов поляризации и начальные условия имеют вид $n = 1$, $n_z = 0$, $p_+ = p_- = 10^{-4}$, $a_+ = a_- = 0$. Проведённая проверка показала, что обсуждаемые в статье характеристики установившейся генерации не зависят от начальных условий и могут быть получены для других начальных условий, например нулевых для инверсии, и с малыми сторонними шумами электромагнитного поля. Самосогласованная решётка инверсии среды $n_z(\zeta, \tau, \Delta)$ оказалась важной для количественного описания динамики лазеров классов D и C, однако качественно на эту динамику она обычно не влияет (см., например, раздел 3).

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МОД ОБРАЗЦА АКТИВНОЙ СРЕДЫ, ОБЛАДАЮЩЕГО ПЕРИОДИЧЕСКОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Динамически богатые режимы генерации, допускаемые сформулированными выше ограничениями (1) и (2), наиболее естественным образом проявляются при одинаковом порядке безразмерных величин коэффициента распределённой обратной связи волн β , обратной длины резонатора $1/L$ и обратной ширины спектральной линии [2, 37, 49]:

$$\Gamma_2 < \beta \sim \frac{1}{L} \sim \frac{1}{2\Delta_0} \ll 1. \tag{4}$$

Правое неравенство соответствует малости кооперативной частоты по сравнению с величиной неоднородного уширения. Левое неравенство гарантирует возможность генерации соседних лазерных мод независимыми подансамблями активных центров, разнесённых по частоте не менее

чем на величину однородного уширения спектральной линии Γ_2 (согласно [2, 37, 49] такая генерация превалирует над однонаправленной суперфлюоресценцией при длине лазера $L \lesssim \Delta_0/\sqrt{n_p}$). При этом параметр $b = \beta L$, характеризующий интегральный коэффициент брэгговских отражений встречных волн, оказывается порядка единицы, отвечая низкодобротному резонатору с $T_E \sim L/\omega_c$. Представление о спектре и инкрементах «горячих» электромагнитных мод образца активной среды с сильным неоднородным уширением, снабжённого резонансной брэгговской структурой, даёт анализ линеаризованных уравнений (3) в простейшем случае заданной (однородной по образцу и спектрально независимой) инверсии населённостей уровней $n = \text{const}$ при $n_z = 0$. Встречные волны с амплитудами $a_+(\zeta)$ и $a_-(\zeta)$, формирующие моду, состоят из двух пространственных гармоник с близкими волновыми числами $k_0 c/\omega_c \sqrt{\varepsilon} \pm \kappa$ (см., например, [38, 39, 44, 54]). Дискретные значения указанных безразмерных отстроек κ комплексных волновых чисел от брэгговского волнового числа $k_0 c/(\omega_c \sqrt{\varepsilon})$ определяются характеристическим уравнением, содержащим безразмерную отстройку частоты $\Omega = (\omega - \omega_0)/\omega_c$:

$$\left[\Omega + \frac{n}{\Omega + i(\Gamma_2 + \Delta_0)} \right] + \kappa \frac{1 + \exp(2i\kappa L)}{1 - \exp(2i\kappa L)} = 0. \quad (5)$$

Оно следует из граничных условий и неявно учитывает распределённые отражения внутри образца. Совместное решение следующего из системы (3) дисперсионного уравнения

$$\beta^2 + \kappa^2 = \left[\Omega + \frac{n}{\Omega + i(\Gamma_2 + \Delta_0)} \right]^2 \quad (6)$$

и характеристического уравнения (5) позволяет найти комплексную отстройку частоты моды Ω как функцию комплексной отстройки её волнового числа κ .

В свою очередь, дискретные значения указанной отстройки κ в единицах обратной длины резонатора полностью определяются параметром $b = \beta L$ и никак не зависят от однородно заполняющей резонатор активной среды. Сказанное легко проверяется подстановкой выражения в квадратные скобки из уравнения (5) в уравнение (6). Результат

$$\exp(2i\kappa L) = \frac{(\pm \sqrt{\kappa^2 + \beta^2} + \kappa)^2}{\beta^2} \approx \begin{cases} (1 \mp \kappa/\beta)^2 \approx 1 \mp 2\kappa/\beta, & |\kappa| \ll \beta; \\ (2\kappa/\beta)^2, & |\kappa| \gg \beta \end{cases}$$

показывает, что достаточно высокодобротные «холодные» моды с $T_E \gg L/\omega_c$ и близкими амплитудами брэгговских гармоник в каждой из двух встречных составляющих $a_+(\zeta)$ и $a_-(\zeta)$ имеются только при $b \gg 1$. Однако и в этом случае число $\bar{M}$ таких мод невелико ($\bar{M} \sim b/\pi$), а их частоты в отсутствие инверсии находятся вблизи брэгговской запрещённой зоны:

$$\Omega^2 = \kappa^2 + \beta^2, \quad \kappa L \approx \pi m(1 - i/b), \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \bar{M}. \quad (7)$$

Остальные «холодные» моды в данном случае ($|m| > \bar{M}$) и все моды в случае $b \lesssim 1$ являются низкодобротными с $T_E \sim B \sqrt{\varepsilon}/[c \ln(1 + \pi/b)] \lesssim L/\omega_c$ и имеют существенно различные амплитуды брэгговских гармоник в каждой из двух встречных составляющих $a_+(\zeta)$ и $a_-(\zeta)$. При этом величина $\text{Im}[\kappa L] \approx -\ln(2\pi |m|/b)$ лишь логарифмически мала по сравнению с величиной $\text{Re}[\kappa L] \approx \pi m$, так что поле таких мод сосредоточено на краях резонатора и мало в его центральной части, а пространственные осцилляции этого поля из-за биений брэгговских компонент вдоль резонатора выражены слабо² (см. рис. 1).

² В высокодобротных модах подобные осцилляции ярко выражены, а поле распределено по резонатору более-

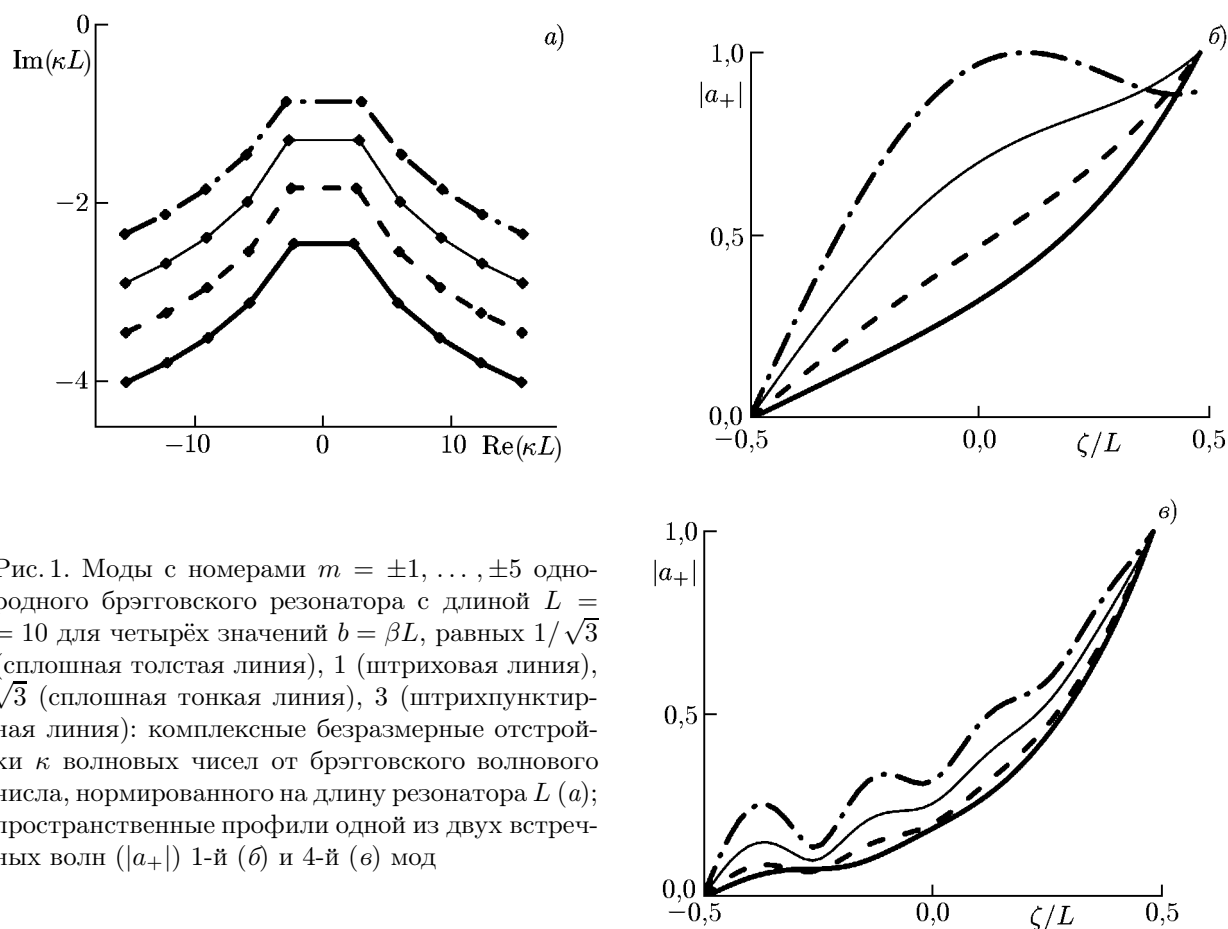


Рис. 1. Моды с номерами $m = \pm 1, \dots, \pm 5$ однородного брэгговского резонатора с длиной $L = 10$ для четырёх значений $b = \beta L$, равных $1/\sqrt{3}$ (сплошная толстая линия), 1 (штриховая линия), $\sqrt{3}$ (сплошная тонкая линия), 3 (штрихпунктирная линия): комплексные безразмерные отстройки κ волновых чисел от брэгговского волнового числа, нормированного на длину резонатора L (a); пространственные профили одной из двух встречных волн ($|a_+|$) 1-й (б) и 4-й (в) мод

Согласно уравнениям (5) и (6) наличие активной среды ($n \neq 0$) изменяет частоты мод (особенно их инкременты), которые принято тогда называть «горячими» (см. их сравнение с «холодными» модами на рис. 2). Некоторые из них (с положительными инкрементами $\text{Im}\Omega > 0$) являются неустойчивыми и в результате генерации влияют на инкременты и пространственную структуру полей всех мод посредством деформации среднего по времени пространственно-частотного распределения инверсии, вносимой постоянно действующей накачкой. Тем не менее зачастую условия возникновения различных режимов генерации и их качественные особенности можно понять на основе анализа «горячих» мод с использованием первых двух уравнений системы (3) при фиксированной инверсии $n(\Delta) = n = \text{const}$, т. е. для брэгговского резонатора, заполненного однородно инвертированной активной средой с лоренцевским неоднородным уширением спектральной линии. Согласно численным расчётам, для большинства лазерных режимов решётки инверсии n_z , создаваемая встречными волнами, оказывается небольшой по амплитуде (по сравнению с величиной β) и имеющей переменную фазу. Это исключает заметное влияние этой решётки на свойства отдельных мод, определяемые усреднёнными по времени характеристиками среды. В итоге, как ясно из соотношения (6), в простейшем приближении для интересующих

менее однородно за счёт сильной брэгговской связи встречных волн, мешающей выходу излучения из резонатора и развитию импульсов сверхизлучения, т. е. способствующей стационарной генерации (ср. [38–41, 44, 45]). Заметим, что при усложнении рассматриваемой схемы лазера класса D (раздел 1), например за счёт использования трёх- или многоуровневой активной среды, резонансной накачки и дополнительных резонаторов или специальной селекции мод, возможна реализация стационарной сверхизлучательной генерации одной или нескольких лазерных мод (ср. [28, 30, 55, 56]).

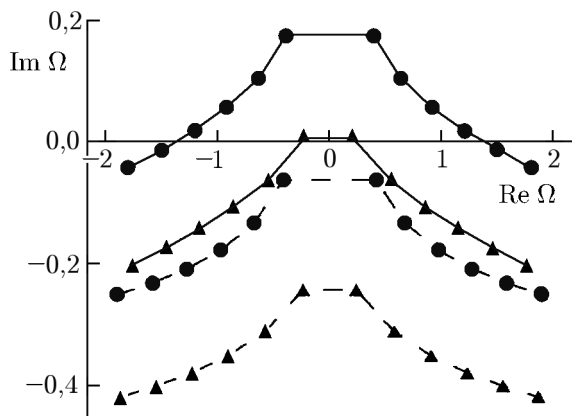


Рис. 2. Нормированные мнимая и действительная части отстройек частот мод брэгговского резонатора с длиной $L = 10$, заполненного активной средой с нулевой инверсией ($n = 0$: пунктирные линии, «холодная» мода) и полной инверсией ($n = 1$: сплошные линии, «горячая» мода) при большом неоднородном уширении спектральной линии $\Delta_0 = 4 \gg \Gamma_2 \approx 0,01$, для значений $b = \beta L$, равных $1/\sqrt{3}$ (символы ▲) и $\sqrt{3}$ (●)

обогащающая динамический спектр генерации уже при небольшом превышении порога.

Поменять класс лазера с В на D можно несколькими способами, например сокращением длины активной среды и, следовательно, уменьшением добротности резонатора. Получающийся тогда брэгговский низкодобротный резонатор отвечает не слишком большим значениям длины L и амплитуды брэгговской модуляции β , когда величина βL , а с ней и резонансный коэффициент отражения волн $R_0 = \tanh(\beta L)$ меньше или порядка единицы и в запрещённую полосу частот с шириной 2β не попадает ни одна мода. При этом вне запрещённой зоны для достаточно высокого уровня накачки n_p имеется богатый спектральный набор генерируемых мод с номерами m , обладающих положительным инкрементом Γ (на рис. 2 это $m = \pm 1, \dots, \pm 4$): $\text{Im}\Omega_m \approx n_p/\Delta_0 - \ln[2\pi|m|/(\beta L)]/L > 0$, где Ω_m — нормированная отстройка частоты моды с номером m . Отсюда легко оценивается число неустойчивых мод $M \sim \beta L/[\pi \exp(-n_p/\Delta_0)]$. Пороговое значение длины резонатора, начиная с которого возникает лазерная генерация наиболее добротных мод, оказывается примерно равным $L_{th} \approx 2\Delta_0/n_p$ (первый лазерный порог).

3. ДИНАМИЧЕСКОЕ УШИРЕНИЕ СПЕКТРА МОД И ВЫЖИГАНИЕ ПРОВАЛОВ В СПЕКТРЕ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЁННОСТЕЙ УРОВНЕЙ

Выше порога генерации увеличение длины резонатора, распределённой обратной связи в нём, уровня накачки или изменение других параметров активной среды так или иначе ведут к нестационарной генерации мод, т. е. к динамическому уширению спектра их излучения (рис. 3в). Для лазера класса D длина, отвечающая второму порогу, т. е. порогу нестационарной генерации, и даже сверхизлучательному порогу, может несильно отличаться от указанной L_{th} , тогда как для лазера класса В длина, отвечающая второму порогу, гораздо больше L_{th} . Действительно, в лазере класса D уже при небольшом превышении над первым порогом генерации время релаксации поляризации может оказаться больше обратного инкремента моды: $T_2 > (\omega_c^2 T_2^* - T_E^{-1})^{-1}$. То-

нас «горячих» мод в центре неоднородно уширенной линии ($|\Omega| \ll \Delta_0$) присутствие активной среды сводится к добавлению величины n/Δ_0 , задаваемой инверсией, к мнимым частям частот «холодных» мод (7).

Обладая большей добротностью, две центральные моды, расположенные на краях запрещённой зоны, имеют наибольший инкремент. Именно они, модифицируясь на нелинейной стадии благодаря зависимости инверсии от координаты и частоты, обеспечивают стационарную генерацию бигармонического поля в лазере класса В, где $b \gg 1$, или формируют наиболее мощные сверхизлучательные импульсы в лазере класса D, где $b \lesssim 1$. Важнейшим отличием лазеров этих двух классов даже при близких инкрементах мод, при указанных условиях не зависящих от релаксационного параметра Γ_2 , является более медленная релаксация поляризации в активной среде лазера класса D, позволяющая развиваться коллективному процессу сверхизлучения и существенно

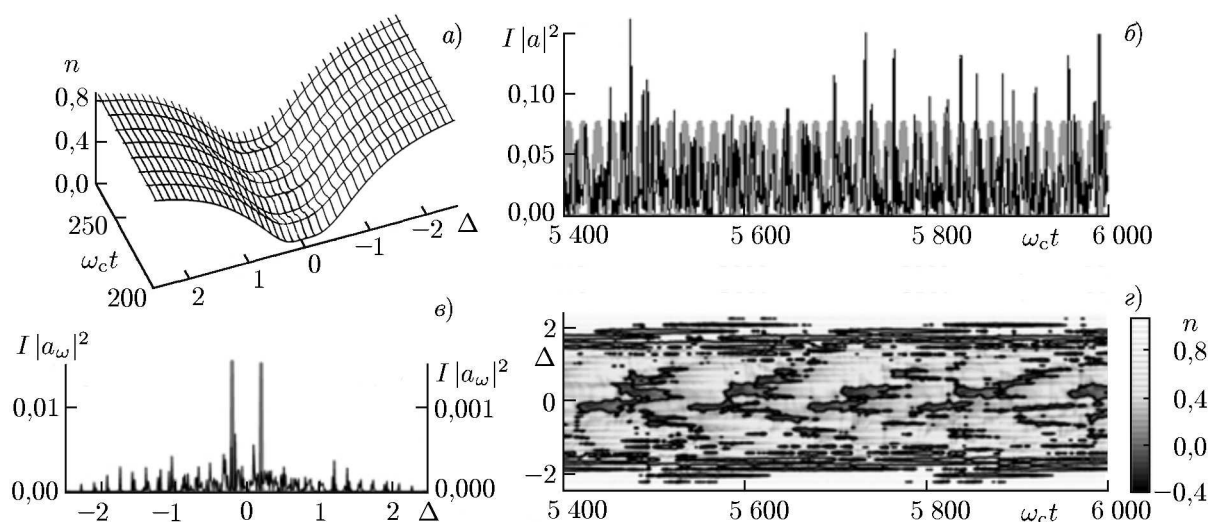


Рис. 3. Генерация в лазерах классов В и D с отличающимися величинами однородного уширения спектральной линии, $\Gamma_2 = 0,3$ (серые линии на панелях б и в) и $\Gamma_2 = 0,03$ (чёрные линии на панелях б и в) соответственно, и одинаковыми прочими параметрами: величина неоднородного уширения $\Delta_0 = 4$, уровень накачки $n_p = 1$, скорость релаксации инверсии $\Gamma_1 = 0,01$, длина активной среды $L = 16$, полуширина запрещённой зоны $\beta = 0,1$, параметр $b \equiv \beta L = 1,6$. Панели (а) и (д) — динамические спектры инверсии $n(\Delta, \tau)$ в лазерах классов В и D соответственно. Панель (б) — осциллограммы интенсивности поля $I|a|^2$ на торце лазера, нормированной на квадрат частоты Раби: биения двух мод в лазере класса В (серая линия) и квазипериодическая генерация импульсов сверхизлучения в лазере класса D (чёрная линия). Панель (в) — спектр установившейся генерации $I|a_\omega|^2$: двухмодовый лазер класса В (серая линия, левая ось ординат) и многомодовый лазер класса D (чёрная линия, правая ось ординат). Средние мощности выходящего излучения для данных лазеров классов D и В приблизительно равны

гда стационарная генерация отдельной моды становится невозможной, выполняется необходимое условие коллективного спонтанного излучения [10, 32] $T_2 T_2^* \omega_c^2 > 1$ (ср. неравенства (1) и (2)) и неизбежно появляются когерентные импульсы сверхизлучения (рис. 3б, чёрная линия), сопровождающиеся быстрым, импульсным изменением инверсии на временах менее или порядка T_2 , не связанных с накачкой (в дополнение к медленной модуляции инверсии за счёт накачки на временах порядка $T_1 \gg T_2$).

Напротив, в лазере класса В инкремент мод не достигает уровня скорости релаксации поляризации $1/T_2$ ни вблизи порога генерации, где он может достигать величины $\omega_c^2 T_2^* \sim T_E^{-1} \lesssim T_2^{-1}$, ни при дальнейшем многократном его превышении, поскольку тогда, несмотря на увеличение накачки или длины резонатора, инверсия в активном образце насыщается (т. е. перестаёт увеличиваться благодаря её индуцированному снятию полем моды). При этом нестационарность генерации и динамическое уширение спектра мод обусловлены нелинейными эффектами их биений, ведущими к модуляции поля на гармониках разностной частоты мод, см. рис. 3а, а при многократном превышении порога генерации — ещё и различными неустойчивостями мод (параметрической, модуляционной и пр.)³.

³ Такие неустойчивости связаны с известным расщеплением Раби генерируемой моды, делающим возможным её параметрический распад в соседние моды, и с решёткой инверсии, вызванной пространственными биениями встречных волн в составе каждой моды и способствующей перерасеянию мод, автомодуляции излучения и развитию неоднородных возмущений поля мод и инверсии среды [1, 4–6, 9, 57]. Аналогичные неустойчивости, конечно, могут присутствовать и в лазере класса D, существуя наряду с неустойчивостями сверхизлучательного типа; при этом, в отличие от лазера класса В с теми же параметрами, кроме меньшей величины T_2/T_E , даже двукрат-

Каждой из мод в лазере отвечает свой провал в спектре инверсии активной среды, который зависит, как и поле моды, от координаты вдоль низкодобротного резонатора и, вообще говоря, является нестационарным. Как показано на рис. 3а и з, при сравнимых средних мощностях излучения в лазере класса В амплитуды мод гораздо выше и провалы в спектре инверсии значительно шире, чем в лазере класса D. Благодаря им подавляется генерация соседних мод, так что полное излучение с торцов образца (рис. 3б, серая линия) формируется биениями всего двух наиболее добротных квазистационарных мод с амплитудами a_1 и a_2 . При увеличении уровня накачки или длины лазера в генерацию могут войти и другие, соседние, моды, причём в зависимости от добротности резонатора — высокой или низкой — это может быть как квазистационарная, так и существенно нестационарная генерация. В первом случае для мод на частотах Ω_i с не слишком большими амплитудами a_i , где $i = 1, 2, \dots$, когда характерная величина провала инверсии $\Delta_S = \sqrt{\Gamma_2^2 + I|a_i|^2} \Gamma_2/\Gamma_1$ не превышает межмодовое расстояние π/L , профиль спектра инверсии имеет вид [1, 37]

$$n(\Delta) = \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 n_p}{\Gamma_1 \Gamma_2 + \frac{I|a_i|^2}{1 + [(\Delta - \Omega_i)/\Gamma_2]^2}}.$$

Если же амплитуды a_i велики, т. е. $\Delta_S \gtrsim \pi/L$, то провалы спектра инверсии от соседних мод перекрываются и образуют общий провал более сложной формы, как, например, на рис. 3а. При многократном превышении пороговых значений инверсии и/или длины лазера класса В может возникнуть автомодуляция амплитуд центральных добротных мод [1, 37] и/или генерация, в том числе сверхизлучательная, низкодобротных мод на частотах вне области провала спектра инверсии, ведущие к усложнению нестационарной динамики.

Согласно расчётам в лазерах класса В с резонаторами с не слишком высокой добротностью, скажем $b < 10$, переотражения на пространственной решётке инверсии n_z , возникающей под действием встречных волн, обладающей периодом в половину длины волны и имеющей слабую пространственную модуляцию, могут на десятки процентов увеличивать амплитуды мод, не меняя их спектральное положение и динамический спектр.

В лазерах класса D уже весьма малая пространственная модуляция решётки инверсии n_z приводит к потере строгой периодичности следования цугов сверхизлучательных импульсов. Возникающие переотражения являются нестационарными и влияют на фазовые свойства излучения, снижая его когерентность и внося случайность в процесс формирования и высвечивания каждого отдельного импульса и цуга в целом.

Квазипериодическая генерация лазера класса D может иметь весьма развитый спектр (рис. 3б и в, чёрные линии). Он включает не только расположенные около запрещённой зоны наиболее добротные моды, формирующие импульсы сверхизлучения и поэтому спектрально уширенные. Имеются и моды с более узкой спектральной шириной, тем не менее значительно превышающей однородное уширение, которые возникают на нелинейной стадии генерации вдали от запрещённой зоны благодаря пространственно-временной модуляции спектрально неоднородной инверсии под действием сверхизлучательных мод и межмодового комбинационного взаимодействия. Подобная многомодовая генерация обеспечивает большую среднюю мощность излучения лазера класса D, несмотря на меньшую (при прочих равных параметрах) амплитуду поля отдельных мод по сравнению с амплитудой каждой из двух основных мод рассмотренного лазера класса В.

Сверхизлучение в отдельно взятом спектральном канале неоднородно уширенной активной среды, определяемом какой-либо модой резонатора, во многом аналогично модовому сверхизлу-

ное (не многократное) увеличение накачки или длины лазера может значительно менять спектральную картину излучения и во много раз увеличивать число генерируемых мод.

чению в среде с однородным уширением линии [2, 37]. В инвертированной среде лазера при малом уровне излучения поле моды экспоненциально нарастает за время меньшее времени релаксации поляризации и практически вся запасённая энергия образца в данном спектральном канале активной среды высвечивается в виде короткого и мощного импульса когерентного излучения с интенсивностью, которая пропорциональна квадрату числа активных центров, участвующих в излучении рассматриваемой моды, т. е. находящихся в данном спектральном канале. В результате этого сверхизлучательного процесса инверсия в канале становится отрицательной (узкие чёрные провалы с длительностью менее или порядка $\omega_c T_2$ на динамическом спектре на рис. 3г), но затем восполняется накачкой за время порядка T_1 и после достижения достаточного уровня снова запускает коллективный процесс сверхизлучения.

Ширина указанного спектрального канала в среде с сильным неоднородным уширением определяется так называемой действующей кооперативной частотой $\tilde{\omega}_c$, задаваемой активными центрами данного спектрального канала, в котором развивается сверхизлучательная неустойчивость и все спектральные компоненты поля когерентны [3, 49]:

$$\tilde{\omega}_c \approx \omega_c \sqrt{n} / \Delta_0. \quad (8)$$

Как только под действием накачки число инвертированных активных центров спектрального канала становится достаточным для того, чтобы действующая кооперативная частота $\tilde{\omega}_c$ превысила скорость релаксации поля в резонаторе $1/T_E$ на величину, превышающую скорость релаксации поляризации T_2^{-1} , активные центры, фазирзуемые действием общего поля излучения, начинают формировать импульс модового сверхизлучения. Это приводит к коллективному снятию их инверсии при наступлении нелинейной стадии. Именно действующая кооперативная частота $\tilde{\omega}_c$ определяет скорость нарастания неустойчивых «горячих» мод и минимальную длительность пиков их сверхизлучения.

Изучение динамических спектров генерации лазеров класса В и D показывает качественные отличия в спектральном уширении мод. В лазере класса В уширение спектра отдельных мод поля много меньше ширины провала спектра в инверсии и оба эти уширения существенно зависят от величины однородного уширения рабочего перехода. В лазере класса D благодаря малости однородного уширения рабочего перехода подобная зависимость пропадает, а ширина спектра моды и соответствующая ширина провала спектра инверсии, имеющего динамический характер, в типичных условиях оказываются одного порядка и определяются действующей кооперативной частотой, которая по порядку величины близка к частоте Раби в максимуме поля моды.

4. ПРОМЕЖУТОЧНОЕ ПОЛОЖЕНИЕ И ОСОБЕННОСТИ ЛАЗЕРА КЛАССА С

В лазере класса С, имеющем относительно высокодобротный резонатор, уже небольшое увеличение накачки и/или длины активного образца выше порога генерации позволяет превысить второй лазерный порог, отделяющий стационарную генерацию от автомодуляции. Последняя, как правило, имеет более сложный характер, чем в лазере класса В, и сопровождается возникновением дополнительных спектральных компонент поля. Они связаны не только с биениями двух основных мод, частоты которых расположены по краям брэгговской запрещённой зоны, но и с их уширением Раби из-за возросшей интенсивности излучения, а также с нестационарным комбинационным взаимодействием мод посредством четырёхволнового смешения [1, 4, 6, 8, 14]. В отличие от большинства режимов работы лазера класса В, здесь неприменимы простейшие балансные уравнения, отвечающие пренебрежению производной по времени во втором уравнении системы (3). Балансные уравнения неприменимы и для описания ряда особенностей динамики и синхронизации мод лазера класса В, обусловленных конечной (малой) величиной отношения

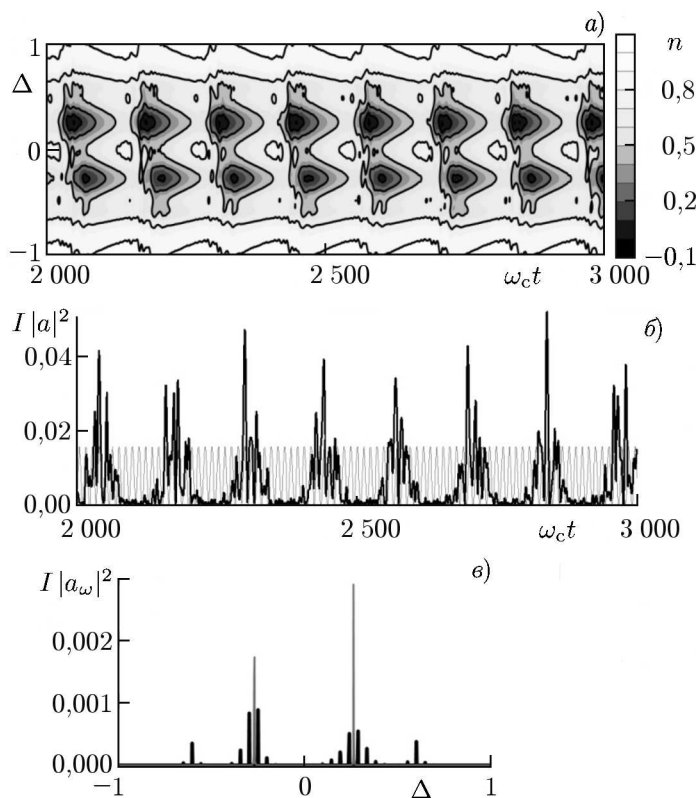


Рис. 4. (а) Динамический спектр инверсии $n(\Delta, \tau)$ в лазере класса С со следующими параметрами: уровень накачки $n_p = 1$, скорость релаксации инверсии $\Gamma_1 = 0,01$, длина активной среды $L = 10$, полуширина запрещённой зоны $\beta = 0,1$, параметр $b \equiv \beta L = 1$, значения однородного и неоднородного уширения спектральной линии $\Gamma_2 = 0,1$ и $\Delta_0 = 4$ соответственно. (б) Осциллограмма интенсивности поля $I|a|^2$ на торце лазера класса С, нормированной на квадрат частоты Раби (чёрная линия), на фоне биений двух мод (серая линия) лазера класса В с однородным уширением $\Gamma_2 = 0,2$. (в) Спектральная мощность поля $I|a_\omega|^2$ на торце лазера класса С

рывного спектра.

В отношении коллективного спонтанного излучения в лазере класса С, сравнивая его с лазером класса D, можно утверждать, что, несмотря на нестационарное «выжигание» глубоких провалов спектра инверсии населённости вплоть до практически нулевого значения, высвечивание поля происходит довольно медленно, с характерным временем изменения амплитуды более или порядка T_2 . Это означает, что сверхизлучение отсутствует, хотя поведение поляризации и скорость её релаксации в существенной мере определяют динамику лазера в целом.

В предшествующих теоретических исследованиях когерентной динамики мод — как регулярной, так и стохастической — в лазерах со сравнительно низкодобротными резонаторами (классов В и С) неоднородное уширение спектральной линии либо совсем не учитывалось (см., напри-

T_2/T_E и требующих использования так называемых обобщённых балансных уравнений, которые также учитывают неоднородность поля в резонаторе и корректно описывают резонанс Раби, в частности в условиях неустойчивости Ризкена—Нуммедала—Грэхема—Хакена [9, 19, 58].

Сравнивая характерные динамические спектры лазеров различных классов — В (рис. 3а), С (рис. 4а) и D (рис. 3г и 5а), можно проследить усложнение динамики снятия инверсии и высвечивания поля по мере изменения отношения времён релаксации поляризации T_2 и жизни фотона T_E . Для лазера класса В типична квазистационарная двухмодовая генерация, которая сопровождается не играющей принципиальной роли модуляцией инверсии на разностной частоте мод (см. обсуждение в начале раздела 3). Лазер класса С, характеризуясь близкими временами релаксации поляризации и жизни фотона ($T_2 \approx T_E$), занимает промежуточное место в классификации [1, 2, 4, 5, 14, 17, 57]. В интересующем нас случае большого неоднородного уширения активной среды ему свойственен цуговой характер генерации импульсов (рис. 4б) даже при небольшом превышении второго лазерного порога. При этом число генерируемых мод не ограничивается одной парой около запрещённой зоны и возникает значительное уширение спектра отдельных мод из-за их автомодуляции (рис. 4в). Вместе с тем за счёт относительно высокой добротности резонатора в нём, как и в лазере класса В, сильно подавлена генерация волн непре-

мер, [17, 18, 59, 60]), либо учитывалось в предположении о доминирующей величине однородного уширения: $1/T_2 \gtrsim 1/T_2^*$ (см., например, [7–9, 61]). Эти исследования в той или иной мере позволили объяснить экспериментально наблюдаемую динамику таких известных лазеров класса С, как ксенонового, гелий-неонового и аммиачного, а также других аналогичных им молекулярных газовых лазеров дальнего инфракрасного диапазона длин волн (см., например, [1, 13–16, 19]). Характерные для подобных лазеров режимы пульсаций многомодового излучения при непрерывной накачке обусловлены большим числом степеней свободы, связанных с динамикой поляризации активной среды. В частности, наблюдаемые хаотические пульсации часто интерпретируются как проявление динамической стохастичности в условиях сравнимых скоростей релаксации поля и поляризации. При этом роль селекции мод (в нашем случае брэгговской), тем более при наличии преобладающего неоднородного уширения активной среды, ранее не анализировалась.

Как будет ясно из следующих двух разделов, в лазерах класса D релаксация поляризации активных центров не играет заметной роли в формировании отдельных импульсов сверхизлучательных мод, однако в существенной мере определяет их долговременную пиковую структуру и генерацию остальных квазистационарных мод (представленных, например, на рис. 3б), которые испытывают модуляцию под действием поля сверхизлучательных мод, изменяющих инверсию в широких спектральных полосах на временах более или порядка T_E . Возникающие в этих условиях режимы генерации ещё не изучались.

5. ИМПУЛЬСЫ МОДОВОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ — ОСНОВНОЙ ЭЛЕМЕНТ ДИНАМИКИ ЛАЗЕРОВ КЛАССА D

Происхождение импульсов сверхизлучения можно проследить с помощью динамических спектров инверсии рабочего перехода, которые полностью согласованы с временной динамикой спектра поля [2, 21, 37]. В широкой области параметров, как показывает сравнение динамических спектров инверсии и интенсивности поля на торце лазера, эти импульсы генерируются и высвечиваются независимо, каждый в своём спектральном канале, образуя цуги, вообще говоря, содержащие по несколько импульсов в полосе частот каждой сверхизлучательной моды (например, как импульсы первого цуга на рис. 5б). Благодаря широкому спектру импульсы сверхизлучения из различных спектральных каналов, относящихся к соседним «горячим» модам или даже разделённых запрещённой брэгговской зоной, могут высвечиваться синхронно на протяжении целого ряда цугов импульсной генерации. Несколько одновременно высвечиваемых когерентных импульсов из разных спектральных областей на краю образца интерферируют и могут порождать более высокие и короткие импульсы излучения (см. импульсы последнего цуга на рис. 5б). При этом полные спектры сверхизлучательных мод оказываются сильно уширенными (рис. 5в).

Динамика снятия и восполнения инверсии населённостей (рис. 5а) согласована с нестационарным уширением спектра «горячих» электромагнитных мод. Первым в цуге высвечивается сверхизлучательный импульс на частоте, близкой к частоте неустойчивой моды, которая вычислена по линейной теории (рис. 5в, штриховая линия с треугольниками); ему соответствует глубокий провал в спектре инверсии (тёмная область на вершине «подковы» в центре широких спектральных полос около запрещённой зоны на рис. 5а). Если частота Раби $\Omega_R = \sqrt{I} |a_{\max}|$, задаваемая пиковым значением поля $a_{\max}$ в сверхизлучательном импульсе, больше действующей кооперативной частоты $\tilde{\Omega}_c = \tilde{\omega}_c/\omega_c$, т. е. $\Omega_R > \tilde{\Omega}_c$, то возможно создание и усиление поля за пределами отработанного спектрального канала, т. е. в области, где ещё сохранились инвертированные активные центры. Как видно из рис. 5а и б, последующие сателлитные импульсы сверхизлучения могут «выжигать» глубокие и короткие по времени провалы спектра инверсии, соответствующие коллективному спонтанному излучению этих активных центров. Количество

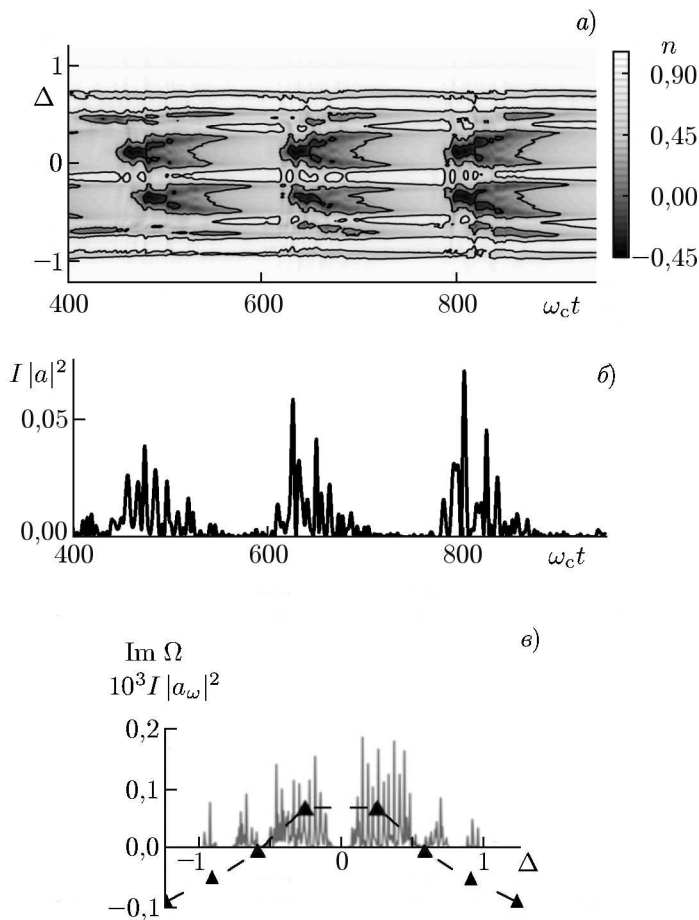


Рис. 5. (а) Динамический спектр инверсии населённости уровней $n(\Delta, \tau)$. (б) Осциллограмма интенсивности поля $I|a|^2$ на торце лазера, нормированной на квадрат частоты Раби. (в) Спектральная мощность поля $I|a_\omega|^2$ (серая линия) на торце лазера класса D со следующими параметрами: уровень накачки $n_p = 1$, скорость релаксации поляризации $\Gamma_1 = 0,01$, длина активной среды $L = 10$, полуширина запрещённой зоны $\beta = 0,1$, параметр $b \equiv \beta L = 1$, значения однородного и неоднородного уширения спектральной линии $\Gamma_2 = 0,02$ и $\Delta_0 = 4$ соответственно; штриховой линией с треугольниками показаны инкременты и декременты $\text{Im}\Omega$ «горячих» мод брэгговской структуры на линейной стадии генерации при $n = n_p$

импульсов-спутников ограничено, с одной стороны, наличием брэгговской запрещённой зоны, а с другой — затуханием поляризации в активной среде и конечным межмодовым интервалом. Кроме того, возникает сильная неоднородность поля, которая вместе с волнами непрерывного спектра создаёт сильный спектральный градиент инверсии, способный эффективно увеличить инкременты соседних мод, что позволяет им развиваться на нелинейной стадии.⁴ Поля этих мод малы по сравнению с полями в пиках импульсов сверхизлучательных мод и являются более или менее квазистационарными, испытывающими сравнительно медленную модуляцию.

Согласно изложенному сценарию пуг излучения формируется первыми короткими и мощными импульсами сверхизлучательной природы, следующими за ними менее мощными импульсами спутников и завершающими пуг маломощными, плохо сформированными импульсами биевых волн непрерывного спектра и промодулированных мод с окраин спектра генерации. Отличительной особенностью лазеров класса D является быстрое появление (и исчезновение) в активной среде областей с отрицательной инверсией, которые могут служить насыщающимися поглотителями поля и вести к сильному взаимодействию мод между собой, а также с волнами непрерывного спектра [2, 37].

⁴ Указанные на рис. 5в декременты этих мод вычислялись согласно линейной теории с однородной инверсией $n = n_p$, т. е. без учёта спектральных и пространственных неоднородностей населённости уровней.

6. ХАРАКТЕРНЫЕ РЕЖИМЫ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ МНОГОМОДОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Стационарный и автомодуляционный режимы, подобные типичным режимам для не слишком длинных лазеров класса В, в рассматриваемых лазерах класса D с распределённой обратной связью возможны только при крайне малом превышении порога генерации ($L \approx L_{th}$). Тогда генерируемое когерентное поле с низкой интенсивностью представляет собой биения двух мод, расположенных симметрично по краям запрещённой зоны частот (см. рис. 6б). Каждая из этих мод является квазистационарной (на рис. 6а показана интенсивность поля одной из мод). Уже при небольшом увеличении уровня накачки n_p , длины резонатора L или коэффициента брэгговской связи волн β лазер класса D быстро переходит в режим генерации квазипериодической последовательности отдельных импульсов сверхизлучения или интерферирующих цугов таких импульсов, т. е., в отличие от лазера класса В, второй лазерный порог (т. е. порог нестационарной генерации) в нём практически неотличим от первого. При дальнейшем увеличении указанных параметров динамика лазера усложняется, биения мод дополняются сверхизлучательными импульсами, спектр обогащается дополнительными модами, которые могут возбуждаться как в автомодуляционном, так и в сверхизлучательном режимах. При наличии большого числа сверхизлучательных мод возникает квазихаотический режим, в котором цуги импульсов от различных сверхизлучательных спектральных каналов перекрываются (см. рис. 6ж, з и и). Для достаточно больших уровня накачки n_p и скорости релаксации инверсии Γ_1 любой режим сверхизлучательной генерации качественно отличается от автомодуляционного режима в лазерах классов В и С, демонстрируя существенно более короткие импульсы с длительностью $\Delta\tau \ll T_2$, цуги с дрейфом частоты и более широкий спектр мод⁵ [2, 21, 37].

Наиболее показательной в лазере класса D является генерация цугов импульсов (рис. 4 и рис. 6г, д и е), отличающаяся большой пиковой мощностью, чёткой модовой структурой спектра и периодически высокой когерентностью излучения. Этот режим наблюдается для двух или небольшого числа (как на рис. 5) сверхизлучательных мод, генерирующихся почти синхронно и высвечивающих высококогерентные импульсы в цугах с большой скважностью, что обеспечивает резкие всплески в функции корреляции

$$K(\tau) = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} a(t)a^*(t+\tau) dt}{\int_{-T/2}^{T/2} |a(t)|^2 dt}, \quad (9)$$

где a — амплитуда одной из двух встречных волн, T — временное окно.

Если же мод много, скажем 8 и более, то обычно режим является квазихаотическим (рис. 3б, в и г и рис. 6ж, з и и): импульсы с большой мощностью следуют неупорядоченно и широкополосный многомодовый спектр приобретает характер непрерывного (особенно вблизи брэгговской запрещённой зоны, где усиление максимально). При этом наличие нескольких сверхизлучательных

⁵ Если время релаксации инверсии существенно (на два и более порядков) превышает время релаксации поляризации, то сверхизлучательная генерация, как правило, подобна автомодуляции в лазере класса С. В этом случае относительно медленно меняющееся многомодовое поле является достаточно плавно неоднородным в пространстве и по частоте и благодаря большой амплитуде успевает индуцированным образом снимать избыточную (по отношению к уровню стационарной генерации) инверсию населённостей, обусловленную накачкой. Это обстоятельство в итоге не даёт формироваться импульсам коллективного спонтанного излучения.

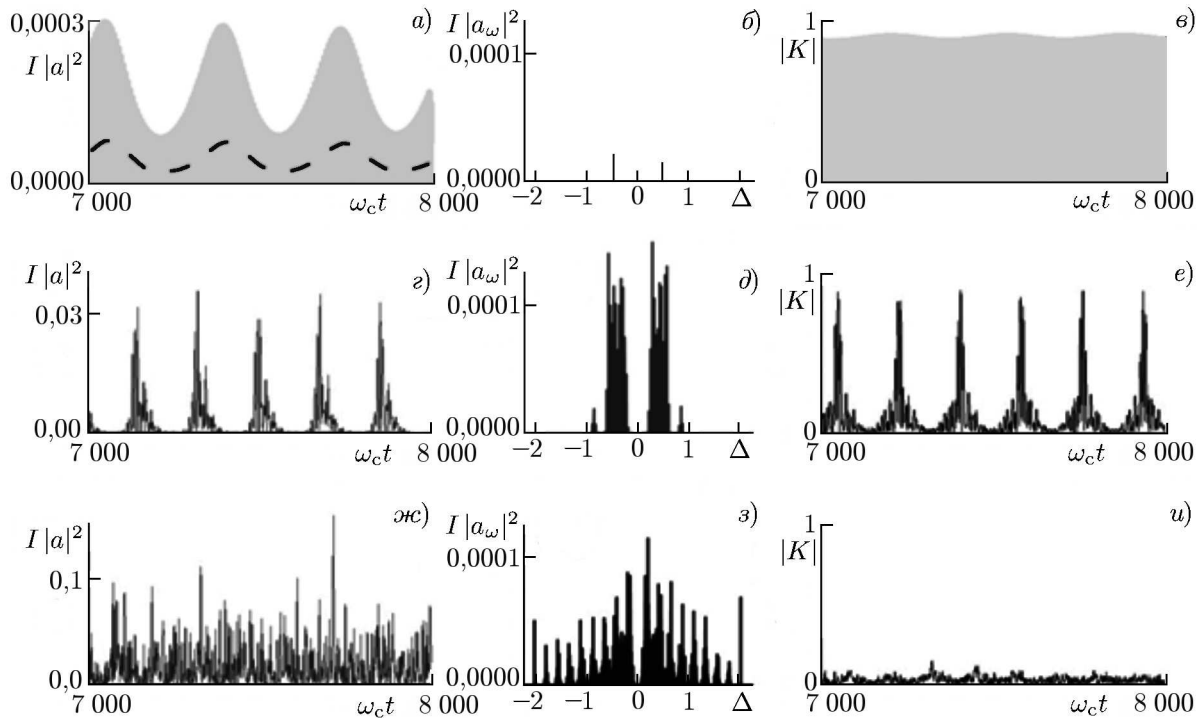


Рис. 6. Типичные режимы генерации лазера класса D с параметрами $n_p = 1$, $\Gamma_1 = 0,01$, $\Gamma_2 = 0,03$, $\beta = 0,2$, $\Delta_0 = 4$ для различных длин активной среды: $L = 5,2$ (а, б, в), $L = 7$ (г, д, е), $L = 12$ (ж, з, и). Осциллограммы интенсивности поля $I|a|^2$ на торце лазера, нормированной на квадрат частоты Раби (а, г, ж), спектральные мощности поля установившейся генерации $I|a_\omega|^2$ (б, д, з), корреляционные функции $|K|$ (см. (9); в, е, и). Графики на панелях а и в сформированы очень частыми, неразрешимыми на рисунках, биениями двух равноправных квазимонохроматических полей (двух мод на спектрограмме б) с периодом, определяемым временем обхода резонатора, а плавная автомодуляция интенсивности каждого из этих полей, показанная пунктиром на панели а, обуславливает периодическое изменение максимальных значений полной интенсивности и функции корреляции

спектральных каналов, генерирующих цуги импульсов практически независимо друг от друга, сбивает когерентность излучения, и тогда корреляция многократно ослабевает (до нескольких процентов на рис. 6и). Лазер переходит в квазихаотический режим генерации последовательности часто следующих коротких предельно мощных импульсов сверхизлучения. В этом режиме, теряя высокую когерентность, выходящее излучение лазера класса D сильно уширяется по спектру и многократно увеличивается по средней мощности. Динамический спектр в квазихаотическом режиме (рис. 3г) не так хорошо структурирован, как в квазипериодическом (рис. 4а и 5а), но сохраняет свои основные черты, в частности автомодуляционные свойства и подковообразное уширение в сверхизлучательных спектральных каналах. Таким образом, лазер класса D позволяет эффективно и в широких пределах перестраивать мощность, когерентность, импульсный и спектральный составы излучения путём относительно небольшого изменения параметров резонатора, активной среды и накачки. Вблизи порога генерации две практически монохроматические высококогерентные моды из-за низкой добротности резонатора имеют малую мощность. Переход в сверхизлучательный квазипериодический цуговой режим сопровождается сильным изменением корреляционных свойств излучения: возникают периодические колебания когерентности, которым соответствуют глубокие провалы спектра инверсии населённостей, появляющиеся в результате коллективного высвечивания электромагнитного поля активными центрами. Области

с низкой и отрицательной инверсией активно поглощают электромагнитное поле и тем самым на время прерывают высвечивание излучения из образца. Каждый раз, когда уровень инверсии дорастает до требуемого для начала генерации сверхизлучательного импульса или цугов импульсов, когерентность резко увеличивается с первыми импульсами цуга и также резко спадает при высвечивании менее мощных сателлитов (рис. 6е).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа является одним из первых шагов в численном исследовании динамики лазеров класса D с распределённой обратной связью волн и большим неоднородным уширением спектральной линии активной среды, а также в сравнении различных режимов генерации этих лазеров между собой и с известными режимами генерации лазеров класса B. Особое внимание уделено влиянию отношения скорости релаксации поля мод к скорости релаксации поляризации активных центров и возможности достижения уникального режима сверхизлучательной генерации в лазерах с низкодобротными резонаторами, допускающих эффективную перестройку качественных и количественных характеристик генерируемого импульсного излучения. Показано, что изменением в разы уровня непрерывной накачки, длины активной среды или времени релаксации поляризации можно на несколько порядков изменить мощность импульсов выходящего излучения, многократно расширить или сузить его спектр и увеличить или уменьшить степень его когерентности.

Рассмотренные режимы могут быть реализованы при непрерывной накачке лазеров на целом ряде сверхизлучающих активных сред, прежде всего полупроводниковых, т. к. благодаря технологическому прогрессу стали доступны гетероструктуры с большой спектральной и пространственной плотностью электронно-дырочных состояний и не слишком малыми (пикосекундными) временами релаксации их поляризации (когерентности), см., например, [2, 49, 50, 54, 55]. Подобные структуры могут позволить менять класс лазера (B, C и D) и управлять режимом генерации, что представляет интерес для прикладных проблем информационной оптики и фундаментальных проблем физики многочастичных систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00714) и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН III.7 «Фундаментальные основы и экспериментальная реализация перспективных полупроводниковых лазеров в интересах промышленности и технологий».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ханин Я. И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 1999. 368 с.
2. Kocharovsky V. V., Belyanin A. A., Kocharovskaya E. R., Kocharovsky V. V. // *Advanced Lasers: Laser Physics and Technology for Applied and Fundamental Science*. Springer Series in Optical Sciences. 2015. V. 193. P. 49.
3. Belyanin A. A., Kocharovsky V. V., Kocharovsky V. V. // *Quantum Semiclass. Opt. (JEOS, Part B)*. 1997. V. 9, No. 1. P. 1.
4. Arecchi F. T., Harrison R. G. *Instabilities and Chaos in Quantum Optics*. London: Springer Verlag, 2011. 268 p.
5. Ohtsubo J. *Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos*. Springer Series in Optical Sciences, 3rd ed. 2013. V. 111, 570 p.
6. Weiss C. O. *Instabilities and Chaos in Quantum Optics II*. N.Y.: Plenum Press, 1988. P. 41.
7. Casperson L. W., Tarroja M., Fe H. // *JOSA B*. 1991. V. 8. P. 250.

8. Prati F., Pessina E. M., de Varcacel G. J., Roldan E. // Opt. Commun. 2004. V. 237. P. 189.
9. Roldan E., de Varcacel G. J., Prati F., et al. Trends in Spatiotemporal Dynamics in Laser. Instabilities, Polarization Dynamics, and Spatial Structures. Trivandrum: Research Signpost, India, 2005. P. 1.
10. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // УФН. 1989. Т. 159, № 2. С. 193.
11. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1565.
12. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // УФН. 1986. Т. 150. С. 455.
13. Weiss C. O., Vilasecar R., Abraham N. B., et al. // Appl. Phys. B. 1995. V. 61. P. 223.
14. Chenkosol P., Casperson L. W. // JOSA B. 2007. V. 24. P. 1199.
15. Chenkosol P., Casperson L. W. // JOSA B. 2003. V. 20. P. 2539.
16. Tarroja M., Fe H., Sharafi M., Casperson L. W. // JOSA B. 1989. V. 6. P. 1564.
17. Font J. L., Vilaseca R., Prati F., Roldan E. // Opt. Commun. 2006. V. 261. P. 336.
18. Jahanpanah J., Eslami H. R. // Opt. Commun. 2013. V. 293. P. 102.
19. Voigt T., Lenz M. O., Mitschke F., et al. // Appl. Phys. B. 2004. V. 79. P. 175.
20. Ginzburg N. S., Kocharovskaya E. R., Sergeev A. S., Telnykh A. A. // Proc. SPIE. 2008. V. 7138. Photonics, Devices, and Systems IV. P. 71381C.
21. Кочаровская Е. Р., Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. С. 722.
22. Meinardi F., Cerminara M., Sassella A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. Art. no. 247401.
23. Lanzani G. The photophysics behind photovoltaics and photonics. N.Y.: John Wiley and Sons, 2012. P. 47.
24. Arias D. H., Stone K. W., Vlaming S. M., et al. // J. Phys. Chem. B. 2013. V. 117. P. 4553.
25. Akselerod G. M., Young E. R., Stone K. W., et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. Art. no. 035209.
26. Slama S., Krenz G., Bux S., et al. // Phys. Rev. A. 2007. V. 75, Art. no. 063620.
27. Meiser D., Ye Jun, Carlson D. R., Holland M. J. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. Art. no. 163601.
28. Meiser D., Holland M. J. // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. Art. no. 033847.
29. Greenberg J. A., Gauthier D. J. // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. Art. no. 013823.
30. Bohnet J. G., Chen Z., Weiner J. M., et al. // Nature. 2012. V. 484. P. 78.
31. Florian R., Schwan L., Schmid D. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. P. 2709.
32. Malcuit M. S., Maki J. J., Simkin D. J., Boyd R. W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1189.
33. Jho Y. D., Wang X., Kono J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. no. 237401.
34. Jho Y. D., Wang X., Reitze D. H., et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. no. 155314.
35. Scheibner M., Schmidt T., Worschech L., et al. // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 106.
36. Kim J.-H., Noe II G. T., McGill S. A., et al. // Scientific Reports. 2013. V. 3. P. 3283.
37. Кочаровский Вл. В., Калинин П. А., Кочаровская Е. Р., Кочаровский В. В. // Нелинейные волны 2012. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2013. С. 398.
38. Kogelnik H., Shank C. V. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, No. 5. P. 2327.
39. Flanders D. C., Kogelnik H., Shank C. V., Stanley R. D. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. P. 651.
40. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 1320.
41. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР. 1981. Вып. 2. С. 237.
42. Zhu L., Scherer A., Yariv A. // IEEE J. Quantum Electron. 2007. V. 43. P. 934.
43. Mock A., Lu L., Hwang E. Y., et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2009. V. 15. P. 892.
44. Akiba S. Encyclopedic Handbook of Integrated Optics. CRC Press-Taylor and Francis Group. Boca Raton London New York. 2005. 507 p.
45. Turitsyn S. K., Babin S. A., Churkin D. V., et al. // Phys. Reports. 2014. V. 542. P. 133.
46. Kocharovsky V. V., Kocharovsky Vl. V., Golubyatnikova E. R. // Computers Math. Applic. 1997. V. 34. P. 773.

47. Гинзбург Н. С., Кочаровская Е. Р., Сергеев А. С. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2008. Т. 72. С. 243.
48. Кочаровская Е. Р., Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2010. Т. 74. С. 946.
49. Кочаровский Вл. В., Гарасёв М. А., Калинин П. А., Кочаровская Е. Р. // Труды II Симпозиума по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур 16–18 ноября 2009 года, Москва—Звенигород. С. 68.
50. Krestnikov I. L., Ledentsov N. N., Hofmann A., Bimberg D. // Phys. Stat. Sol. (a). 2001. V. 183. P. 207.
51. Qiao P., Lu C.-Y., Bimberg D., Chuang S. L. // Opt. Express. 2013. V. 21. P. 30 336.
52. Kuzmenkov A. G., Ustinov V. M., Sokolovskii G. S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 121 106.
53. Germann T. D., Strittmatter A., Pohl J., et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 101 123.
54. Yariv A., Yeh P. Optical Waves and Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation. New York: Wiley, 2003. 590 p.
55. Haake F., Kolobov M. I., Seeger S., et al. // Phys. Rev. A. 1996. V. 54. P. 1 625.
56. Yu D., Chen J. // J. Phys. B. 2010. V. 40. Art. no. F105; Phys. Rev. A. 2010. V. 81. Art. no. 053809.
57. Chenkosol P., Casperson L. W. // JOSA B. 2009. V. 26. P. 939.
58. de Varcарcel G. J., Roldan E., Prati F. // Opt. Commun. 2003. V. 216. P. 203.
59. Jahanpanah J., Rahdar A. A. // Opt. Laser Technol. 2012. V. 44. P. 2 135.
60. Ikeda K., Otsuka K., Matsumoto K. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1989. V. 99. P. 295.
61. Casperson L. W. // JOSA B. 1988. V. 5. P. 958.

Поступила в редакцию 20 февраля 2016 г.; принята в печать 16 апреля 2016 г.

REGIMES OF GENERATION IN LOW-Q DISTRIBUTED FEEDBACK LASERS WITH STRONG INHOMOGENEOUS BROADENING OF AN ACTIVE MEDIUM

E. R. Kocharovskaya, N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, V. V. Kocharovsky, and Vl. V. Kocharovsky

We study the influence of the ratio between the field relaxation velocities in a cavity and polarization in an active center on the dynamic properties of the distributed-feedback lasers by means of 1D numerical simulation. The model of a two-level active medium with strong inhomogeneous broadening of the spectral line under CW wide-band pumping that provides two- or several-mode lasing in the vicinity of the Bragg photonic band gap is used. Evolution of the dynamic spectra and oscillograms of the laser emission with decreasing Q-factor of the Bragg resonator is analyzed. It is shown, in particular, that under conditions of the leading part of the superradiant effects, there are unique opportunities for control of both quantitative and qualitative characteristics of lasing, including the spectral width, duration, and coherence length of various pulse components of the output radiation.