

Механизмы генерации дискретного и сплошного спектров и слабо и сильно асимметричные моды в сверхизлучающем лазере с низкодобротным комбинированным резонатором

© Е.Р. Кочаровская¹, Вл.В. Кочаровский^{1,2}

¹ Институт прикладной физики Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 20 июня 2024 г.

Принята к публикации 20 июня 2024 г.

С использованием уравнений Максвелла–Блоха проведено численное моделирование нестационарных (одно- и многомодовых) режимов асимметричной генерации сверхизлучающего лазера с однородно уширенной спектральной линией двухуровневой активной среды, помещенной в низкодобротный комбинированный резонатор Фабри-Перо с одинаковыми зеркалами и распределенной обратной связью встречных волн. Установлено, что в общем случае лазерное излучение не является зеркально-симметричным и его спектр содержит дискретную и сплошную компоненты. Выявлены основные механизмы их происхождения и на ряде примеров показана возможность одновременной генерации одной мощной сильно асимметричной поляритонной моды в центре спектральной линии и нескольких более слабых, но практически симметрично излучающих поляритонных мод (гармоник) за ее пределами.

Ключевые слова: сверхизлучающий лазер, решетка инверсии населенностей, поляритонные моды, автомодуляция, дискретный спектр, сплошной спектр, низкодобротный комбинированный резонатор, распределенная обратная связь.

DOI: 10.61011/FTP.2024.04.58546.6356H

1. Введение

Автомодуляция и спектр сверхизлучающих лазеров даже с однородно уширенной спектральной линией двухуровневой активной среды определяются не только взаимодействием мод электромагнитного поля резонатора $E(z, t)$ благодаря известной квадратичной нелинейности насыщения этой среды [1–5]. Прежде всего характер генерируемого излучения диктуется согласованными пространственно-временными колебаниями ее поляризации $P(z, t)$, т.е. плотности оптических дипольных моментов активных центров, и инверсии населенностей энергетических уровней этих центров $D(z, t)$. Для таких лазеров, в отличие от традиционных лазеров, нестандартная иерархия $T_E \ll T_2 \lesssim T_1$ времен некогерентного затухания (релаксации) поля, поляризации и инверсии населенностей, соответственно обеспечивают появление новых режимов одномодовой автомодуляции и многомодовой лазерной динамики, описываемой полуклассическими уравнениями Максвелла–Блоха (см., например, [4–7]).

Один из подобных эффектов связан с полуволновой решеткой [5–7] инверсии населенностей, формируемой встречными волнами в комбинированном резонаторе Фабри-Перо с распределенной обратной связью (ФП-РОС). Эта решетка нелинейным образом меняет добротность лазерных поляритонных мод, исходно задаваемую резонатором, являющимся низкодобротным

согласно определению сверхизлучающего лазера. Даже в рассматриваемом далее случае симметричного резонатора решетка может быть зеркально-несимметричной и приводить к асимметричному излучению.

Вблизи порога генерации лазерная поляритонная мода обычно является стационарной и имеет очень узкий спектр с шириной меньше величины $T_2^{-1} \ll T_E^{-1}$. При не очень большом превышении лазерного порога сверхизлучательная генерация, как правило, по-прежнему обусловлена одной поляритонной модой на частоте вблизи центра спектральной линии активной среды ω_{21} , но имеет нелинейную неоднородную структуру, которая отлична от задаваемой резонатором ФП-РОС благодаря брэгговскому рассеянию и одновременно усилению на указанной решетке, и может быть подвержена регулярной автомодуляции. При большом превышении порога в зависимости от параметров лазера его динамика может стать сложной и нерегулярной, приводя к асимметричному когерентному излучению с несколькими временными масштабами и различными особенностями дискретного и сплошного спектра. Такие режимы генерации свойственны активным средам, в том числе полупроводниковым, с достаточно слабым неоднородным уширением спектральной линии активных центров, например, примесей, экситонов, электронов и дырок в замагниченных квантовых ямах, электронов в квантовых каскадных лазерах, атомов в оптических ловушках [8–14].

Настоящая работа посвящена анализу ряда механизмов формирования такого рода излучения, не типичного для обычных лазеров, на основе численного решения нелинейных и линеаризованных уравнений Максвелла–Блоха. Уточнив модель лазера в разд. 2, мы кратко характеризуем в разд. 3 найденные нами ключевые механизмы автомодуляции. Там же даны параметры лазеров, для которых в следующих разд. 4 и 5 приведены результаты демонстрационных расчетов динамики и спектров при различных уровнях накачки. Заключение содержит общие выводы и открытые вопросы.

2. Модель сверхизлучающего лазера с симметричным резонатором

Динамика состояния протяженной системы двухуровневых активных центров с частотой перехода ω_{21} и дипольным моментом d в присутствии непрерывной некогерентной накачки в резонаторе ФП-РОС описывается полуклассическими уравнениями Максвелла–Блоха [6,7]. В них электромагнитное поле и поляризация среды (плотность оптических дипольных моментов) представлены как пара встречных волн с плавно меняющимися комплексными амплитудами:

$$E = \text{Re} [A_+(z, t) \exp(ik_0z - i\omega_0t) + A_-(z, t) \exp(-ik_0z - i\omega_0t)] / \sqrt{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

$$P = \text{Re} [P_+(z, t) \exp(ik_0z - i\omega_0t) + P_-(z, t) \exp(-ik_0z - i\omega_0t)] \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (2)$$

Несущими выбраны брэгговская частота РОС ω_0 (для определенности совпадающая с парциальной частотой одной из мод резонатора Фабри-Перо с действительным коэффициентом отражения зеркал R) и связанное с ней волновое число

$$k_0 = \omega_0 c^{-1} \sqrt{\varepsilon_0}, \quad (3)$$

определяемое полуволновым пространственным периодом $\lambda_0/2 = \pi/k_0$ модуляции лазерного волновода или эквивалентной ей модуляции диэлектрической проницаемости матрицы активной среды с эффективной амплитудой b_p (ε_0 — среднее значение этой диэлектрической проницаемости, c — скорость света в вакууме):

$$\varepsilon_M = \varepsilon_0 \text{Re} [1 + 4b_p \exp(2ik_0z)]. \quad (4)$$

Инверсия населенностей двухуровневых активных центров в уравнениях представлена в виде суммы плавно неоднородной компоненты $n(z, t)$ и полуволновой решетки $n_z(z, t)$:

$$D(z, t) = n(z, t) + \text{Im} [n_z(z, t) \exp(2ik_0z)]. \quad (5)$$

Временные и пространственные масштабы коллективного поведения сверхизлучающей системы активных

центров задаются кооперативной частотой

$$\nu_c = \sqrt{\frac{2\pi d^2 \omega_{21} N_0}{\varepsilon_0 \hbar}} \quad (6)$$

и кооперативной длиной $B_c = c/\nu_c \sqrt{\varepsilon_0}$ (N_0 — концентрация активных центров, \hbar — постоянная Планка). Эти величины используются при нормировании всех частотных, временных и пространственных величин: спектральной отстройки $\Delta = (\omega - \omega_0)/\nu_c$, скорости некогерентной релаксации поля, инверсии населенностей и поляризации $\Gamma_{E,1,2} = 1/(\nu_c T_{E,1,2})$, длины лазера $L = B/B_c$ (считается, что длина B кратна $\lambda_0/2$), времени $\tau = \nu_c t$ и координаты $\xi = z/B_c$. Безразмерная амплитуда модуляции диэлектрической проницаемости $\beta = b_p \omega_0/\nu_c$ служит коэффициентом связи встречных волн поля (коэффициентом РОС). Амплитуды волн поляризации и поля удобно нормировать в расчете на один активный центр: $p_{\pm} = P_{\pm}/(dN_0)$, $\alpha_{\pm} = A_{\pm}/(2\pi dN_0) = dA_{\pm}/(\hbar \nu_c \varepsilon_0)$.

Пространственно-временная динамика поля дается уравнениями Максвелла:

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right] \alpha_+ + i\beta \alpha_- = ip_+,$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \xi} \right] \alpha_- + i\beta^* \alpha_+ = ip_-, \quad (7)$$

в которых для определенности коэффициент РОС далее полагается действительным: $\beta = \beta^*$. Компоненты инверсии населенностей подчиняются оптическим уравнениям Блоха:

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] (n - n_p) = \text{Im} [\alpha_+ p_+ + \alpha_- p_-],$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] n_z = \alpha_-^* p_+ - \alpha_- p_-^*, \quad (8)$$

при этом изменение первой, плавно неоднородной, определяется работой электромагнитного поля над поляризацией каждой из двух встречных волн независимо, а изменение второй, решеточной, — перекрестным взаимодействием встречных волн поля и поляризации, обеспечивающим полуволновую пространственную структуру (5).

Укороченные уравнения для комплексных амплитуд встречных волн поляризации

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 - i\Phi \right] p_+ = -in\alpha_+ - \frac{n_z}{2} \alpha_-,$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 - i\Phi \right] p_- = -in\alpha_- + \frac{n_z}{2} \alpha_+, \quad (9)$$

учитывающие сдвиг $\Phi = (\omega_{21} - \omega_0)/\nu_c$ брэгговской частоты РОС ω_0 относительно частоты двухуровневого перехода ω_{21} , включают нелинейное резонансное перераспределение встречных волн на создаваемой ими комплексной решетке инверсии населенностей.

Динамика сверхизлучательного состояния лазера с низкодобротным комбинированным резонатором ФП-РОС исследовалась с помощью численного решения нелинейных и линеаризованных уравнений Максвелла–Блоха для различных уровней однородной непрерывной накачки n_p с использованием модифицированного метода Рунге–Кутты 4-го порядка и сеточного метода с одинаковыми граничными условиями на противоположных торцах резонатора: $\alpha_+(-L/2) = R\alpha_-(-L/2)$ и $\alpha_-(L/2) = R\alpha_+(L/2)$. В начальный момент времени задавались только малые шумы поляризации активной среды $|p_{\pm}| \sim 10^{-4}$, а электрическое поле и решетка инверсии населенностей считались отсутствующими: $\alpha_{\pm} = 0$, $n_z = 0$, что, как было проверено, не влияло на характеристики интересующих нас установившихся режимов генерации.

В качестве характерных значений, свойственных сверхизлучающим лазерам, были выбраны следующие скорости релаксации поляризации и инверсии населенностей: $\Gamma_2 = 2\Gamma_1 = 0.02 \ll \Gamma_E \lesssim 1$. Тогда, согласно расчетам, при уровне накачки n_p , достаточно сильно превышающем первый порог генерации лазера $n_0 \approx \Gamma_2\Gamma_E$, встречные импульсы сверхизлучения, возникающие не совсем одновременно на переходном этапе процесса, спонтанно формируют существенно неоднородную полуволновую решетку инверсии населенностей. Эта решетка может быть не только стационарной зеркально-симметричной (ниже второго лазерного порога, предельного для стационарной генерации), но и нестационарной зеркально-несимметричной, обеспечивающей сильно асимметричное излучение симметричного лазера в установившемся режиме. Последнее характеризуется отклонением от единицы фактора асимметрии интенсивности излучения:

$$r = \max \left[\frac{|\alpha_{\pm}(\xi = \pm L/2)|^2}{|\alpha_{\mp}(\xi = \mp L/2)|^2} \right]. \quad (10)$$

3. Автомодаляция и многомодовая генерация в сверхизлучающих лазерах

Сначала, учитывая ограниченный объем статьи, качественно охарактеризуем основные механизмы (сценарии) нестационарной генерации сверхизлучающего лазера, выявленные нами в рамках сформулированной модели. В конце раздела укажем конкретные параметры модели, для которых в следующих разделах дано более подробное описание свойств автомодаляции и спектра излучения в типичных режимах.

I. Прежде всего, как и в обычных лазерах с высокодобротными резонаторами [1–5], где $T_E^{-1} < T_2^{-1}$, автомодаляция в одномодовом режиме генерации, т.е. колебания амплитуды и фазы одной поляритонной моды, для рассматриваемых симметричных сверхизлучающих лазеров при не очень большом превышении второго порога может быть связана со стандартной квадратичной

нелинейностью насыщения в уравнениях Блоха (8) для двухуровневых активных центров. В случае практически симметричного профиля этой основной „центральной“ моды, модифицированного самосогласованной решеткой инверсии населенностей, данный механизм автомодаляции дает $r = 1$ и особенно эффективен в условиях возбуждения одной или нескольких поляритонных „боковых“ мод спектра лазера. За их резонансное возбуждение в отсутствие у них положительного инкремента даже при уровне инверсии населенностей n_p , допускаемом накачкой, т.е. превышающем средний $\langle \bar{n} \rangle_{\tau}$ по резонатору и времени в установившемся режиме генерации, отвечает та же квадратичная нелинейность. Действительно, согласно (9), она может приводить к возбуждающим, согласованным раби-осцилляциям [1,15–17] поляризации в уравнениях для поля (7), если в значительном объеме резонатора амплитуда полного поля $\alpha = \alpha_+ \exp(ik_0z) + \alpha_- \exp(-ik_0z)$ обеспечивает величину частоты раби-осцилляций инверсии населенностей $\Omega_R = dE/\hbar$ (т.е. $\Omega_R = |\alpha(\xi, \tau)|v_c\sqrt{\epsilon_0}$), примерно равную разности частот какой-либо боковой и центральной мод. Впрочем, реализация такого режима автомодаляции может потребовать „тонкой“ настройки параметров лазера, включая его длину и уровень накачки, так как неизбежная особенно симметричная решетка инверсии населенностей является стабилизирующим фактором, а за разрушение стационарного состояния центральной поляритонной моды прежде всего ответствен механизм, связанный со сверхизлучением импульсов — периодических (см. III) или нерегулярных (см. IV).

II. При большем превышении второго порога в широкой области параметров лазера мощная центральная мода оказывается сильно асимметричной из-за асимметричного расположения согласованной с ней неоднородной решетки инверсии населенностей, локализованной преимущественно вблизи одного из зеркал даже в симметричном резонаторе, и фактор асимметрии излучения лазера может быть большим: $r > 1$. В этом случае, более общем, чем I, пространственные структуры центральной моды и асимметричной решетки синхронно колеблются, т.е. подвержены автомодаляции, благодаря тому же раби-механизму возбуждения менее мощных поляритонных боковых мод. Встречные волны в последних практически не испытывают резонансного рассеяния на указанной решетке, период структуры которой отличается от периода их структуры, и дают почти зеркально-симметричное излучение из симметричного резонатора, определяющего их неоднородный профиль согласно отличию коэффициента отражения зеркал R от 1 ($R \lesssim 0.5$). Для этого и предыдущего случаев типичен дискретный спектр излучения лазера, причем боковые компоненты спектра могут располагаться даже вне спектральной линии шириной $2T_2^{-1}$, поскольку полная ширина поляритонного спектра мод в сверхизлучающей среде ограничена лишь эффективной кооперативной частотой [5,18] $v_c\sqrt{\langle \bar{n} \rangle_{\tau}}$, превышающей величину T_3^{-1} в рассматриваемых режимах генерации.

III. Дискретный спектр обеспечивается и другим механизмом автомодуляции поляритонной моды, связанным с сильно нелинейным процессом периодической генерации импульсов коллективного излучения Дике [5]. Дело в том, что после высвечивания лазером каждого импульса модового сверхизлучения инверсия населенностей в значительной части активной среды резко становится отрицательной, а поле быстро выходит из низкодобротного резонатора. Однако постоянно действующая накачка за время порядка T_1 снова повсеместно создает, пусть относительно медленно, положительную инверсию населенностей. В результате происходит повторное высвечивание импульса сверхизлучения, которое может быть регулярным и периодическим, поскольку индуцируется не случайными квантовыми или тепловыми шумами (как в известном процессе коллективного спонтанного излучения Дике), а оставшимися в резонаторе полем и поляризациями. В зависимости от величины и структуры последних импульсы сверхизлучения из противоположных торцов могут высвечиваться синхронно или с задержкой и иметь различную амплитуду, обеспечивая ту или иную глубину модуляции, не обязательно большую, однако в среднем сохраняя симметрию излучения: $r = 1$.

IV. Если, как и во втором (II) механизме, поляритонная мода является зеркально-несимметричной благодаря согласованной асимметричной решетке инверсии населенностей, обычно нестационарной вследствие механизма раби-осцилляций, то указанные встречные последовательности импульсов сверхизлучения могут стать в целом асимметричными и, более того, не строго периодическими, хотя и остаться в определенной мере регулярными. Тогда, в зависимости от уровня возбуждения боковых мод и степени когерентности встречных импульсов сверхизлучения, а также от степени нерегулярного деформирования ими решетки инверсии населенностей, может формироваться сложная суперпозиция дискретного и сплошного спектров. Эти спектры могут быть разными на противоположных торцах лазера, в том числе по средней интенсивности ($r > 1$), а также быть, как функции частоты, зеркально-несимметричными относительно частоты центральной поляритонной моды. Последняя всегда представлена в спектре в виде узкого пика, а его ширина в большинстве случаев много меньше ширины спектральной линии активной среды $2T_2^{-1}$ (в полуклассическом приближении), хотя может быть и порядка $2T_2^{-1}$, особенно при хаотической генерации импульсов сверхизлучения (см. далее о механизме VI и пример в начале разд. 5).

V. Еще один установленный механизм автомодуляции, тоже частично регулярный и приводящий к наложению дискретного и сплошного спектров, возникает благодаря нерегулярным, случайным перескокам сильно неоднородной, локализованной решетки инверсии населенностей от одного зеркала к другому и ее довольно длительному метастабильному существованию около того или иного зеркала. Тогда только на этих отдельных

метастабильных этапах генерация может быть квазипериодической и фактор асимметрии излучения (10) $r_v(\tau)$ существенно отличен от единицы, а в среднем по времени он равен единице. В целом осциллограмма излучения представляет собой непериодическую последовательность участков довольно плавного изменения интенсивности и участков коротких импульсов сверхизлучения, частично сфазированных на противоположных торцах только в течение метастабильных этапов.

VI. Наконец, обычно при очень большом превышении порога генерации автомодуляция становится по существу хаотической, а спектр излучения — практически сплошным и зеркально-симметричным (как по частоте, так и в пространстве, $r = 1$), если происходят взаимобусловленные разрушение решетки инверсии населенностей и хаотизация сверхизлучения импульсов встречных волн. В данном случае механизм автомодуляции — это беспорядочное формирование и перепоглощение в активной среде фактически независимых импульсов сверхизлучения встречных волн. Ему соответствует спектр в виде высокого гладкого пика шириной порядка T_2^{-1} и плавного пьедестала шириной много больше T_2^{-1} , но меньше или порядка величины $v_c \sqrt{n_p}$.

В области параметров, для которых имеет место конкуренция двух резонансных пространственных структур — заданный РОС и возникшей решетки инверсии населенностей, — указанные механизмы автомодуляции излучения лазера модифицируются, что обычно приводит к усложнению сосуществующих дискретного и сплошного спектров. Проведенные ранее исследования спектров установившегося излучения сверхизлучающего лазера [7,16,17] в отсутствие РОС показали, что в случае симметричного резонатора Фабри-Перо асимметричная генерация практически всегда имеет автомодуляционный характер, связанный с появлением дополнительных поляритонных мод за счет механизма II нелинейных раби-осцилляций и возникает при выполнении условия $\Gamma_2 \ll \Gamma_E \lesssim \sqrt{n_p}$, когда уровень накачки значительно превышает порог генерации $n_0 = \Gamma_2 \Gamma_E$. Асимметрия излучения обусловлена формированием самосогласованной полуволновой решетки инверсии населенности, которая играет роль колеблющегося локального брэгговского зеркала и одновременно усилителя. Волна, бегущая в одном направлении, преобладает над встречной волной и нарастает, забирая практически всю энергию накачки, а следовательно, происходит существенное увеличение фактора асимметрии излучения r . Естественно, в случае симметричного резонатора Фабри-Перо направление преобладающего излучения лазера при каждом его новом включении выбирается случайно, с равной вероятностью в обе стороны, и в дальнейшем либо сохраняется (устойчивый сценарий II), либо эпизодически переключается (сценарий V).

Установление сформулированных выше механизмов (сценариев) подобных автомодуляционных режимов сверхизлучающих лазеров в настоящей работе основано

на существенном расширении используемых для моделирования параметров резонаторов. В подтверждение существования указанных механизмов автомодуляции в разд. 4 и 5 приведены результаты анализа иллюстративной выборки проведенных расчетов, ограниченной в основном комбинациями небольших наборов типичных значений коэффициентов отражения зеркал $R = 0.2, 0.7$, коэффициентов РОС $\beta = 0, 0.001, 0.01, 0.2$, сдвигов брэгговской частоты РОС относительно частоты лазерного перехода $\Phi = 0, 0.1$ и уровней накачки $n_p = 0.1, 0.25, 0.5, 1$. При этом фиксировались длина лазера $L = 2$ и скорости релаксации поляризации и инверсии населенностей $\Gamma_2 = 2\Gamma_1 = 0.02$, а вычисленная скорость затухания поля самой добротной моды не сильно отличалась от оценки $\Gamma_E \approx -(\ln R)/L$, дающей при $\beta = 0$ для $R = 0.2$ и 0.7 значения 0.8 и 0.18 . Последние при учете РОС даже при $\beta = 0.2$ уточняются всего до $\Gamma_E \approx 0.7$ и 0.16 соответственно, поскольку брэгговская структура в рассматриваемых комбинированных резонаторах дополнительно вносит лишь небольшой интегральный коэффициент отражения $\beta L \leq 0.4$.

4. Режимы генерации в лазерах с резонаторами очень низкой добротности

Для низкодобротного резонатора со слабо отражающими зеркалами с $R = 0.2$, когда скорости релаксации поляризации и поля отличаются на 1.5 порядка и порог генерации низкий, $\Gamma_E \approx 40\Gamma_2$ и $n_0 \approx 0.016$, влияние РОС с малым коэффициентом $\beta \lesssim 0.01$ на характеристики установившейся генерации является весьма незначительным (не более нескольких процентов) и независимо от частотного сдвига Φ реализуется механизм автомодуляции П. Именно, вместо стационарной симметричной одномодовой генерации, имеющей место, например при $n_p = 0.1$, когда средняя инверсия населенностей и равные амплитуды выходящих встречных монохроматических волн суть $\bar{n} \approx 0.035$ и $|\alpha^{\omega}| \approx 0.03$, в условиях высоких уровней накачки $n_p = 0.5$ и 1 реализуется слабо промодулированная асимметричная генерация со средними факторами $r \approx 3$ и 9 и возросшими средней инверсией населенностей $\langle \bar{n} \rangle_{\tau} \approx 0.047$ и 0.05 и амплитудой большей из встречных волн центральной моды $|\alpha^{\omega}| \approx 0.1$ и 0.17 соответственно (рис. 1).

Модуляция является по существу гармонической и соответствует наличию двух симметричных боковых мод (гармоник), по амплитуде примерно на порядок слабее центральной моды, и их вторых гармоник, еще многократно более слабых. Отстройки частот данных боковых мод от центральной моды практически не меняются с изменением уровня накачки и примерно равны отстройкам частот центральной и двух наиболее добротных боковых поляритонных мод $\Delta_{\pm} \approx \pm 0.023$, рассчитанным на основе линеаризованных уравнений при однородной инверсии населенностей, оцененной как

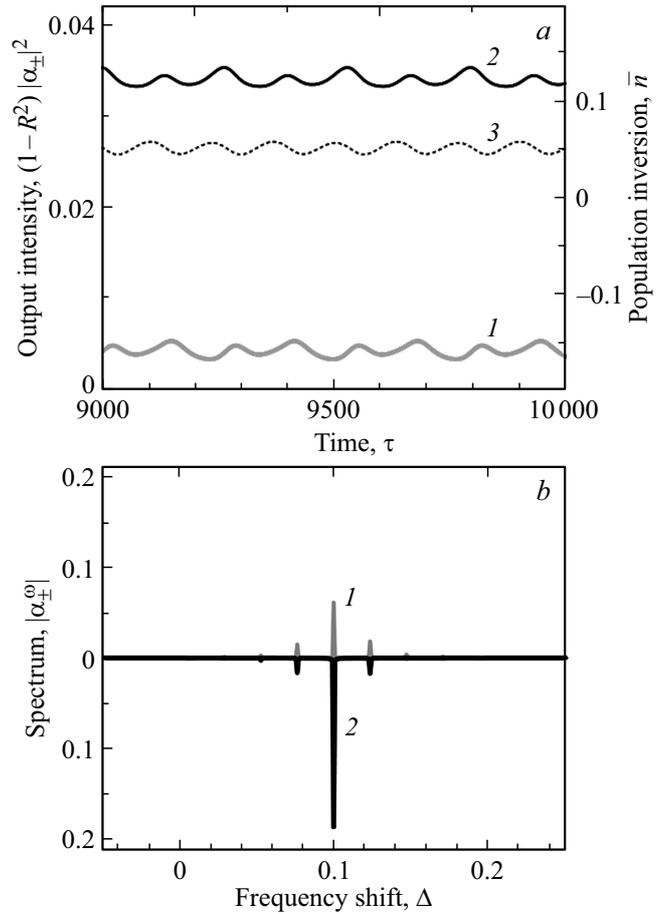


Рис. 1. Автомодуляция в лазере с низкодобротным комбинированным резонатором длиной $L = 2$, накачкой $n_p = 1$, коэффициентом отражения зеркал $R = 0.2$, коэффициентом РОС $\beta = 0.01$, отстройкой центра спектральной линии от резонансной брэгговской частоты $\Phi = 0.1$: *a* — осциллограммы интенсивности выходящего излучения встречных волн $(1 - R^2)|\alpha_{\pm}|^2$ (1, 2) и средней по лазеру инверсии населенностей $\bar{n}(\tau)$ (3); *b* — спектры $|\alpha_{\pm}^{\omega}|$ волны, бегущей вправо (светлые линии 1), и $|\alpha_{\pm}^{\omega}|$ волны, бегущей влево (черные 2).

ее средний уровень в нелинейных расчетах $\bar{n} \sim 0.05$. Эти отстройки слабо зависят и от сдвига Φ частоты лазерного перехода относительно брэгговской частоты РОС, выбранной равной частоте одной из парциальных мод резонатора Фабри-Перо. Дело в том, что для таких парциальных мод спектральная ширина $2\Gamma_E \approx 1.6$ порядка межмодового расстояния $\pi/L \approx 1.6$ и их электромагнитное поле имеет малый вес по сравнению с весом волн поляризации в поляритонных модах [18]. В целом решающим является поле центральной поляритонной моды, которое, согласно [5,7,16,17] и сказанному в разд. 3, поддерживает асимметричную решетку инверсии населенностей $n_z(\xi, \tau)$ и с ее помощью создает незатухающие раби-осцилляции активных центров, возбуждающие боковые моды благодаря квадратичной нелинейности среды. Асимметричная решетка делает нелинейную согласованную структуру центральной мо-

ды и создаваемое ей излучение из противоположных торцов сильно несимметричными, тогда как излучение боковых мод, не испытывающих резонансного действия решетки, по существу обладает зеркальной симметрией (рис. 1, *b*).

Заметим, что при $\Phi = 0.1$ возникновение автомодуляции, пусть очень слабой, но примерно с тем же периодом $\tau_m = \pi/|\Delta_{\pm}| \approx 130$, происходит при уровне накачки немного меньше 0.25 (для $\beta = 0.01$), отвечает механизму (сценарию) I с $r = 1$ и при $n_p = 0.25$ дает зеркально-симметричное излучение с амплитудами волн $|\alpha_{\pm}^{\omega}| = |\alpha^{\omega}| = 0.056$. Однако при $\Phi = 0$ и такой же накачке имеет место еще строго стационарная генерация, конечно, тоже симметричная, но с немного большей амплитудой поляритонной моды $|\alpha^{\omega}| = 0.065$, несмотря на прежний уровень средней инверсии населенностей $\bar{n} = 0.043$. Для него указанная оценка $\sqrt{\bar{n}}$ ширины поляритонного спектра мод сравнима со сдвигом $\Phi = 0.1$, что и объясняет отмеченное отличие режимов генерации в двух случаях $\Phi = 0.1$ и $\Phi = 0$.

Даже слабая РОС с коэффициентом $\beta \lesssim 0.01$ (практически не влияющая на добротность мод), а также сдвиг Φ частоты лазерного перехода относительно парциальной частоты резонанса с электромагнитным полем влияют на асимметрию, амплитуду и степень локализации решетки инверсии населенностей около одного из зеркал, снижая на величину $\sim 10\%$ асимметрию r излучения при максимальном уровне накачки $n_p = 1$ (при $\beta = 0$ фактор $r = 9.2$). При большем коэффициенте β конкуренция между РОС и согласованной решеткой сильнее и может привести к ее нестационарному изрезанию и делокализации, а следовательно, к симметризации излучения лазера.

Так, при $\beta = 0.2$ для обоих рассмотренных выше частотных сдвигов $\Phi = 0$ и $\Phi = 0.1$ с изменением накачки от уровня $n_p = 0.1$, когда реализуется стационарная генерация (примерно с теми же $\bar{n} \approx 0.035$ и $|\alpha^{\omega}| \approx 0.03$, что и при $\beta = 0.01$), до уровня $n_p = 0.25$ происходит переход, согласно механизму I, к весьма значительной, 30-процентной модуляции интенсивностей выходящих встречных волн. Эта модуляция является симметричной, но существенно негармонической с периодом $\tau_m = 2\pi/|\Delta_{\pm}| \approx 280$ и примерно с теми же отстройками частот боковых мод $\Delta_{\pm} \approx \pm 0.022$ от центральной моды, имеющей примерно ту же амплитуду $|\alpha^{\omega}| \approx 0.06$ при той же средней инверсии населенностей $\langle \bar{n} \rangle_{\tau} \approx 0.045$, что и в рассмотренном выше случае $\beta = 0.01$. Для последнего, однако, подобная модуляция достигалась только в условиях сильной накачки $n_p \sim 0.5-1$.

Теперь же, при $\beta = 0.2$, в условиях сильной накачки происходит частичное разрушение периодических колебаний и регулярной структуры решетки инверсии населенностей $n_z(\xi, \tau)$, так что наблюдается комбинация механизмов IV и V, причем в соответствии с последним лазерное излучение в среднем по времени становится

симметричным ($r = 1$). Его дискретный спектр в значительной мере обогащается и даже подавляется сплошным спектром, имеющим ширину порядка эффективной кооперативной частоты $\sqrt{\langle \bar{n} \rangle}_{\tau} \approx 0.25$ и оказывающимся несимметричным относительно частоты центральной поляритонной моды, которой отвечает единственная хорошо определенная линия с шириной значительно меньше $\Gamma_2 = 0.02$. При этом на продолжительных этапах установившейся генерации длительностью $\sim 300-1000$, т.е. порядка нескольких времен T_1 , относительная модуляция интенсивности излучения может достигать десятков процентов (и даже многократно превышать среднее значение во время высвечивания отдельных импульсов сверхизлучения с длительностью $\sim 3-10$, т.е. порядка обратной эффективной кооперативной частоты). Отклонения от зеркальной симметрии излучения лазера оказываются выше на более спокойных этапах такой генерации и могут быть порядка 10–20%, имея равную вероятность преобладания высвечивания через тот или иной торец. Однако для некоторых наборов параметров, например при $\Phi = 0$ и $n_p = 0.5$, лазер может высвечивать из противоположных торцов почти одинаковое квазипериодическое регулярное излучение, плавно меняющееся по интенсивности на величину $\sim 30\%$, имеющее два основных периода ~ 100 и ~ 700 и отвечающее переменному запаздыванию встречных волн на время $\sim 30-100$.

Расчеты показали, что механизмы автомодуляции II и III с дискретным спектром реализуются в случае симметричных (а также почти симметричных) резонаторов с $R \approx 0.5$ и $\beta \lesssim 0.01$ при уровнях накачки: $n_p \sim 0.5-1$ для II, когда возбуждаются две боковые моды с отстройками частот $|\Delta_{\pm}| = \pi/\tau_m \approx 0.036-0.037$ и имеется большая асимметрия высвечиваемого излучения с фактором $r \sim 4-10$, и $n_p \sim 0.1$ для III, когда спектр содержит около 10 эквидистантных гармоник с шагом $\Delta_m = 2\pi/\tau_m \approx 0.05$ и отвечает периоду следования $\tau_m \approx 125$ симметрично высвечиваемых ($r = 1$) импульсов сверхизлучения. В данном случае ближе к лазерному порогу $n_0 \approx 0.007$, точнее, при $n_p \lesssim 0.05$ генерация является стационарной симметричной, а при умеренной накачке $n_p \sim 0.25$ — в среднем симметричной, но со значительной сплошной компонентой в спектре из-за непрекращающихся нерегулярных переключений между высвечиванием импульсов сверхизлучения и высвечиванием квазистационарной асимметричной поляритонной моды. Описание этих случаев (режимов) опущено ввиду ограниченного объема статьи.

5. Режимы генерации в лазерах с резонаторами умеренной добротности

Увеличение коэффициента отражения зеркал в 3.5 раза до $R = 0.7$ делает ширину парциальной моды резонатора Фабри-Перо равной $2\Gamma_E \approx 0.36$, т.е. в 4.5 раза меньше межмодового расстояния $\pi/L \approx 1.6$, и

значительно обогащает динамику лазера. Ее характеристики оказываются существенно другими по сравнению с рассмотренными в предыдущем разделе и более чувствительны к частотному сдвигу Φ , хотя по-прежнему слабо меняются (на величину $\lesssim 10\%$) с изменением коэффициента РОС при $\beta \lesssim 0.01$.

В этом случае при нулевом сдвиге $\Phi = 0$ вместо стационарной генерации, имеющей место при невысокой инверсии населенностей $\bar{n} \sim 0.01$ между первым ($n_0 \approx 0.004$) и вторым (на порядок большим) лазерными порогами, выше 2-го порога реализуется сценарий (механизм) III периодической генерации одинаковых встречных последовательностей импульсов сверхизлучения, при которой средняя инверсия населенностей в несколько раз больше: $\langle \bar{n} \rangle_\tau \sim 0.04$. Так, для уровня накачки $n_p = 0.1$ величина $\langle \bar{n} \rangle_\tau = 0.036$ и инверсия населенностей $\bar{n}(\tau)$ на каждом периоде длительностью $\tau_s = 166$ плавно растет от $\min(\bar{n}) = 0.017$ до $\max(\bar{n}) = 0.05$, а потом резко падает до того же минимума за время высвечивания импульса $\tau_i = 36$. Оно задает полуширину $2\pi/\tau_i \approx 0.2$ дискретного спектра излучения, содержащего около 10 эквидистантных гармоник.

При более высоком уровне накачки $n_p \sim 0.25-0.5$ средняя инверсия населенностей повышается до $\langle \bar{n} \rangle_\tau \sim 0.05-0.07$, высвечивание импульсов становится почти случайным, следуя механизму VI, но осуществляется с перерывами. В ходе них дополнительно включается механизм V метастабильного переключения асимметричной решетки инверсии населенностей. На эпизодических этапах квазистационарного существования этой решетки асимметрия плавно меняющегося излучения невелика, порядка 10–20%, а сами эти этапы занимают не более 50% времени генерации. Общий спектр является сплошным с шириной ~ 0.5 и имеет один центральный пик с шириной ~ 0.03 , т. е. $\sim \Gamma_2$.

При уровне накачки $n_p = 1$ работает механизм II: решетка инверсии населенностей хорошо локализована и всегда находится около одного из зеркал, хотя и колеблется квазипериодически вместе с колебаниями выходящего излучения, интенсивности которого у противоположных торцов в среднем отличаются в $r = 4.5$ раза (рис. 2). При этом величина $\langle \bar{n} \rangle_\tau = 0.075$, импульсы сверхизлучения отсутствуют, дискретный спектр выражен сильнее сплошного и пик центральной моды сужен до ~ 0.002 , т. е. $\sim 0.1\Gamma_2$.

При ненулевом частотном сдвиге $\Phi = 0.1$ и небольшом коэффициенте РОС $\beta = 0.01$ диапазон накачек, дающих стационарную генерацию, расширяется до $n_p \sim 0.1$, при этом средняя инверсия населенностей достигает значения $\bar{n} = 0.03$ при $n_p = 0.1$. Для накачки с более высоким уровнем $n_p = 0.25$ действует механизм I, обуславливающий почти двукратное повышение среднего значения $\langle \bar{n} \rangle_\tau = 0.054$ при глубокой гармонической модуляции симметричного излучения лазера с относительным изменением интенсивности $\pm 40\%$ и коротким периодом $\tau_m = 2\pi/|\Delta_\pm| \approx 48$. Здесь решетка инверсии

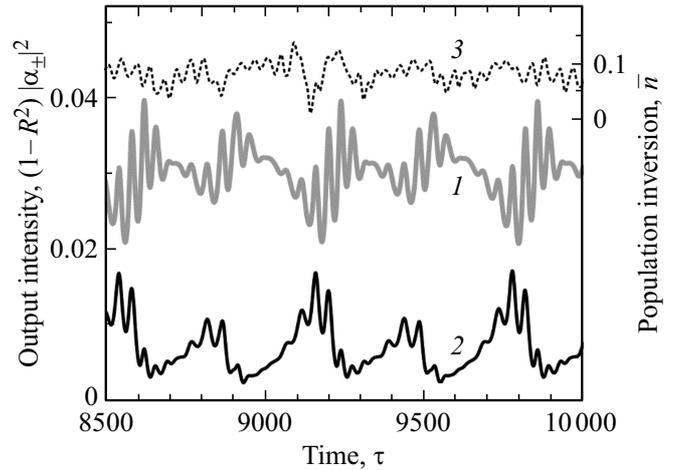


Рис. 2. Автомодуляция в лазере с резонатором умеренной добротности длиной $L = 2$, накачкой $n_p = 1$, коэффициентом отражения зеркал $R = 0.7$, коэффициентом РОС $\beta = 0.001$ и центром спектральной линии, совпадающим с резонансной брэгговской частотой РОС, $\Phi = 0$. Осциллограммы интенсивности выходящего излучения встречных волн $(1 - R^2)|\alpha_\pm|^2$ даны светлой линией (1) для волны α^+ , бегущей вправо, и черной (2) для волны α^- , бегущей влево; средняя по лазеру инверсия населенностей $\bar{n}(\tau)$ дана штриховой (3).

населенностей $n_z(\xi, \tau)$ симметрична, а ее спектр, как и спектр поля, является дискретным и по бокам центральной моды содержит только две гармоники с отстройками $\Delta_\pm \approx \pm 0.13$.

Для указанного и других характерных уровней накачки данная ситуация представлена на рис. 3 для спектров амплитуды $|\alpha_\pm^\omega|$ волны, подходящей к левому зеркалу. Именно, при $n_p = 0.5$ и $n_p = 1$ дискретный спектр обогащается, оставаясь практически симметричным и квазиэквидистантным и почти не меняя свою ширину (примерно равную эффективной кооперативной частоте $\sqrt{\langle \bar{n} \rangle_\tau} \approx 0.27$), а также немного дополняется сплошным спектром. В этих двух случаях импульсы сверхизлучения отсутствуют, но спектры, динамика и асимметрия излучения различны по структуре и происхождению.

Первый случай $n_p = 0.5$ представляет механизм автомодуляции V с практически периодическим переходом вполне локализованной решетки инверсии населенностей от левого зеркала к правому и обратно за время $\tau_m = 2\pi/\Delta m \approx 760$ (поэтому в среднем лазер излучает симметрично, $r = 1$). На каждом таком периоде имеется 14 плавных пиков излучения встречных волн, что соответствует наличию в спектре двух боковых гармоник с отстройками $\Delta_\pm = \pm 2\pi/\tau_\pm \approx 0.058$ от узкой центральной поляритонной моды.

Второй случай $n_p = 1$ представляет механизм II с фактором асимметрии излучения $r = 4.85$, почти на 10% превышающим этот фактор в резонаторе Фабри-Перо (ср. вариант с $\beta = 0.001$ и $\Phi = 0$ выше). Осциллограммы полей и инверсии населенностей оказываются качественно такими же, как и в том варианте. Опять

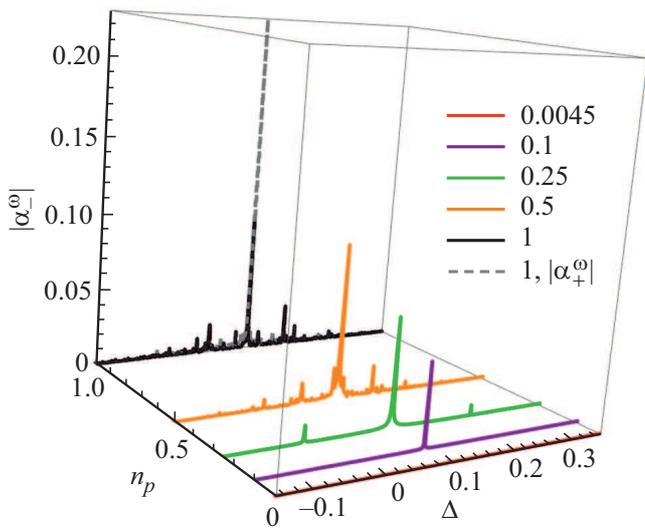


Рис. 3. Спектры волны α_{\pm}^{ω} , бегущей влево, в установившейся генерации лазера с длиной $L = 2$, коэффициентом отражения зеркал $R = 0.7$, коэффициентом РОС $\beta = 0.01$, отстройкой центра спектральной линии от резонансной брэгговской частоты РОС $\Phi = 0.1$ для различных уровней накачки n_p : 0.1 (фиолетовая линия), 0.25 (зеленая), 0.5 (оранжевая), 1 (черная); в последнем случае спектр встречной волны $|\alpha_{+}^{\omega}|$ показан серой штриховой линией. Красная линия — пороговый уровень накачки $n_0 = 0.0045$. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

решетка инверсии населенностей хорошо локализована, постоянно находится вблизи одного из двух зеркал, не переходя к другому, и квазипериодически колеблется согласованно с высвечиваемыми полями, имея два периода колебаний. Из них меньший в ~ 7 раз короче большего $\tau_m = 2\pi/\Delta_m \approx 320$, что объясняет квазиэкви-дистантность спектра с шагом $\Delta_m \approx 0.02$ (рис. 3).

Обратимся, наконец, к лазеру, который имеет комбинированный резонатор со значительным коэффициентом РОС $\beta = 0.2$, существенно влияющим на динамику.

В этом варианте параметры стационарной генерации во всем диапазоне накачек до второго лазерного порога, включая случай $n_p = 0.1$, остаются практически такими же, как в предыдущем варианте при $\beta = 0.01$, и даже, в отличие от него, не различаются для разных частотных сдвигов $\Phi = 0$ и $\Phi = 0.1$. Однако при уровне накачки $n_p = 0.25$ различия кардинальны, если не считать почти неизменную среднюю инверсию населенностей $\langle \bar{n} \rangle_{\tau} \approx 0.06$. Для $\Phi = 0$ комбинация механизмов переключения V и хаотического сверхизлучения VI заменяется механизмом I, а именно строго гармонической автомодуляцией с глубиной $\pm 15\%$ и периодом $\tau_m = 2\pi/|\Delta_{\pm}| \approx 80$, дающей в спектре две боковые гармоники с отстройками $\Delta_{\pm} \approx \pm 0.079$ от частоты поляритонной моды. Для $\Phi = 0.1$ подобная гармоническая модуляция в рамках механизма I приобретает сложную квазипериодическую форму с большой глубиной $\pm 60\%$, длинным периодом $\tau_m = \pi/|\Delta_m|$ около 260 и коротким

периодом около 83. В целом спектр является почти дискретным и эквидистантным, включая поляритонную моду и дюжину гармоник с шагом $\Delta_m \approx 0.024$.

При уровне накачки $n_p = 0.5$ для сдвигов $\Phi = 0$ и $\Phi = 0.1$ реализуются качественно схожие режимы автомодуляции, идущие по механизму случайного переключения V и дающие почти одинаковую среднюю инверсию населенностей $\langle \bar{n} \rangle_{\tau} \approx 0.073$ и короткие (с длительностью $\sim 100-300$) частые эпизоды небольшого ($\sim 10\%$) нарушения зеркальной симметрии излучения ($r_v = 1.1-1.2$). Однако здесь, в отличие от варианта при $\beta = 0.01$, нет выраженных импульсов сверхизлучения, т.е. дополнительного действия механизма VI.

Наконец, при накачке $n_p = 1$, в отличие от работающего при $\beta = 0.01$ механизма II квазипериодических раби-осцилляций локализованной у одного из зеркал решетки инверсии населенностей, продолжает действовать механизм V случайного перехода такой асимметричной решетки от одного зеркала к другому. При этом изменение сдвига между частотами лазерного перехода и брэгговского резонанса РОС от $\Phi = 0$ до $\Phi = 0.1$

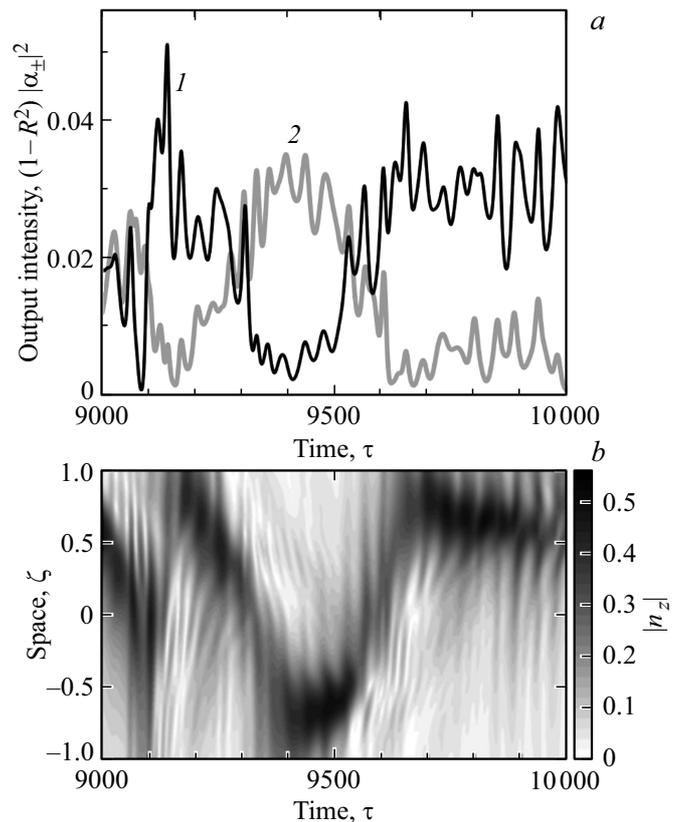


Рис. 4. Переключение в лазере длиной $L = 2$, уровнем накачки $n_p = 1$, коэффициентом отражения зеркал $R = 0.7$, коэффициентом РОС $\beta = 0.01$, отстройкой центра спектральной линии активной среды от резонансной брэгговской частоты РОС $\Phi = 0.1$: *a* — осциллограммы интенсивности выходящего излучения встречных волн $(1 - R^2)|\alpha_{\pm}|^2$; *b* — пространственно-временная эволюция модуля амплитуды решетки инверсии населенности $|n_z|$.

сохраняет зеркальную симметрию излучения в среднем ($r = 1$) и сопровождается:

1) падением средней инверсии населенностей $\langle \bar{n} \rangle_\tau$ со значения 0.074 (свойственного также обоим вариантам при $n_p = 0.5$) до значения 0.056 (свойственного им при $n_p = 0.25$);

2) почти двукратным сокращением средней длительности эпизодов асимметричного излучения с преобладанием высвечивания вправо или влево от величины ~ 300 до величины ~ 150 ;

3) увеличением среднего значения и разброса факторов асимметрии излучения r от 4–5 до 5–10 в отдельном таком эпизоде с квазистационарной решеткой инверсии населенностей;

4) существенным ростом числа (при почти той же типичной амплитуде) импульсов сверхизлучения, особенно четко выраженных в периоды между указанными эпизодами;

5) значительным размытием дискретных компонент в спектре, т.е. преобладанием сплошного спектра, а также ростом его ширины от ~ 0.3 до ~ 0.5 .

Осциллограммы высвечиваемых встречных волн и пространственно-временная динамика решетки инверсии населенности, характерные для автомодуляционного механизма (сценария) переключения V, представлены на рис. 4 при значении коэффициента РОС $\beta = 0.1$, частотном сдвиге $\Phi = 0.1$ и наибольшем уровне накачки $n_p = 1$.

6. Заключение

Таким образом, в работе дано описание основных механизмов и форм автомодуляции выходящего излучения, в общем случае зеркально-асимметричного, а также его спектров, в общем случае содержащих дискретную и сплошную компоненты, для сверхизлучающего лазера с симметричным низкодобротным комбинированным резонатором Фабри-Перо (ФП) с распределенной обратной связью встречных волн (РОС). Типичными механизмами автомодуляции основной лазерной поляритонной моды являются возбуждение соседних поляритонных мод благодаря раби-осцилляциям, обогащение дискретного спектра квазиэвидантными гармониками благодаря квадратичной нелинейности или нелинейности коллективного излучения Дике, расширение сплошной части спектра за счет диссипативной (излучательной) неустойчивости или рассинхронизации импульсного сверхизлучения встречных волн.

Показано, что автомодуляционные режимы установившейся генерации и их спектр, а также фактор асимметрии излучения r , равный отношению интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера, во многом определяются пространственно-временной структурой самосогласованной решетки инверсии населенностей. Существенно также то, что рассеяние и усиление встречных волн основной поляритонной моды на этой

неоднородной решетке конкурирует с их рассеянием на заданной резонатором распределенной обратной связи и влияет как на свойства регулярной или нерегулярной последовательности импульсов сверхизлучения, так и на структуру и динамику этой центральной моды спектра. В области параметров, для которых такая конкуренция двух резонансных пространственных структур имеет место, указанные механизмы автомодуляции излучения лазера модифицируются, что обычно приводит к усложнению и наложению дискретного и сплошного спектров.

Важнейшими управляющими параметрами являются: коэффициент отражения зеркал R , коэффициент РОС β , отстройка Φ центра спектральной линии активной среды от резонансной брэгговской частоты РОС, длина L резонатора ФП-РОС и уровень непрерывной накачки n_p . От этих величин зависят: устанавливающийся характер генерируемых импульсов сверхизлучения встречных волн, автомодуляция основной, центральной поляритонной моды и характеристики остальных, боковых поляритонных мод, которые могут возбуждаться за счет резонансных раби-осцилляций активных центров в ее сильном поле. В результате проведенного моделирования для сверхизлучающих лазеров продемонстрированы широкие возможности управления свойствами когерентного излучения и его спектра. В частности, показана возможность управления характеристиками одновременной генерации одной мощной сильно асимметричной моды в центре спектральной линии и ряда более слабых мод (гармоник) за ее пределами, высвечивающих практически симметричное излучение.

Следует отметить, что продемонстрированные режимы далеко не исчерпывают динамику сверхизлучающих лазеров. Остаются открытыми вопросы о том, как на динамику влияет длина лазера, асимметрия его резонатора, пространственно неоднородный профиль непрерывной накачки, неоднородное уширение спектральной линии активной среды, его соотношение со скоростями релаксации дипольных колебаний и инверсии населенностей активных центров, другие параметры. Кроме того, вопрос о фактической ширине спектральных линий, отвечающих отдельным модам (гармоникам), требует развития квантовой теории сверхизлучающего лазера.

Дальнейшее изучение механизмов возникновения и устойчивого существования различных пространственно-временных форм сверхизлучательных состояний для системы многих частиц с радиационным взаимодействием в низкодобротном резонаторе представляет интерес с точки зрения как фундаментальной физики диссипативных (динамических) фазовых переходов, так и прикладной физики самоорганизующихся систем лазерного типа с непрерывной накачкой.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 21-72-30027).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999).
- [2] T. Erneux, P. Glorieux. *Laser Dynamics* (Cambridge University Press, 2010).
- [3] P. Peterka, P. Kořka, J. Čtyroký. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **24**, 902608 (2018).
- [4] L. Lugiato, F. Prati, M. Brambilla. *Nonlinear Optical Systems* (Cambridge: Cambridge University Press, 2015).
- [5] А.М. Самсон, Л.А. Котомцева, Н.А. Лойко. *Автоколебания в лазерах* (Минск, Наука I техника, 1990).
- [6] Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский. *УФН*, **187**, 367 (2017).
- [7] Е.Р. Кочаровская, А.В. Мишин, Вл.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский. *ФТП*, **56** (7), 651 (2022).
- [8] K. Cong, Q. Zhang, Y. Wang, G.T. Nae II, A. Belyanin, J. Kono. *JOSA B*, **33**, 80 (2016).
- [9] T.S. Mansuripur, C. Vernet, P. Chevalier, G. Aoust, B. Schwarz, F. Xie, C. Caneau, K. Lascola, Chung-en Zah, D. P. Caffey, T. Day, L. J. Missaggia, M. K. Connors, C. A. Wang, A. Belyanin, F. Capasso. *Phys. Rev. A*, **94**, 063807 (2016).
- [10] W. Zhang, E.R. Brown, A. Mingardi, R.P. Mirin, N. J. ahed, D. Saeedkia. *Appl. Sci.*, **9**, 3014 (2019).
- [11] E.Y. Paik, L. Zhang, G.W. Burg, R. Gogna, E. Tutuc, H. Deng. *Nature*, **576**, 80 (2019).
- [12] Zhang Wu, Yu Chen, Hui Zhai. *Sci. Bulletin*, **63**, 542 (2018).
- [13] Q. Wu, Y. Zhang, X. Yang, S.-L. Su, Ch. Shan, Klaus Mulmer. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, **65**, 217311 (2022).
- [14] D. Botez, M.A. Belkin. Eds., *Mid-Infrared and Terahertz Quantum Cascade Lasers* (Cambridge University Press, 2023).
- [15] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М., Мир, 1978).
- [16] Е.Р. Кочаровская, Вл.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский. *Изв. вузов. Радиофизика*, **66**, 286 (2023).
- [17] Е.Р. Кочаровская, Вл.В. Кочаровский. *ФТП*, **57**, 348 (2023).
- [18] В.В. Железняков, Вл.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский. *УФН*, **159**, 193 (1989).

Редактор Г.А. Оганесян

Mechanisms of discrete- and continuous-spectrum generation and weakly and strongly asymmetric modes in a superradiant laser with a low-Q combined cavity

E.R. Kocharovskaya¹, V.V. Kocharovskiy^{1,2}

¹ Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Using the Maxwell–Bloch equations in the case of homogeneous broadening of spectral line of a two-level active medium placed in a low-Q combined Fabry–Perot cavity with identical mirrors and distributed feedback of counterpropagating waves, numerical simulations of a non-stationary (single- and multi-mode) asymmetric superradiant lasing are carried out. It is established that, in the general case, laser radiation is not mirror-symmetric and its spectrum contains discrete and continuous components. The main mechanisms of their origin are clarified and, using a number of examples, the possibility of simultaneous generation of one powerful, strongly asymmetric, polariton mode in the center of the spectral line and several weaker, almost symmetrically emitting, polariton modes (harmonics) outside it is demonstrated.