

УДК 535.2+621.373:535

ЭФФЕКТ ПЕРЕСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ ПРИ КООПЕРАТИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ АКТИВНЫХ СРЕД

Тумаев Е. Н.¹, Чайкин А. А.²

THE FREQUENCY RE-TUNING EFFECT DUE THE COOPERATIVE LASER GENERATION OF ACTIVE MEDIA

Tumayev E. N., Tshaikin A. A.

The theoretical investigation of the laser generation of the active media contained of the two types of optical centers with the partially overlapped bands of luminescence was performed. It was established that laser generation mode with the dependence of radiation frequency on the pumping level is possible. The numerical analysis of this mode for the active media based on the crystal $\text{PbGa}_2\text{S}_4:\text{Dy}^{3+}$ was performed. It was marked, that the results of numerical analysis are in good accordance with the experimental data.

Keywords: active media, laser generation, Pauli equations, frequency tuning effect.

Одним из способов создания твердотельных лазеров с улучшенными характеристиками является использование в них так называемых комбинированных активных сред [1], представляющих собой активные среды с двумя и более типами активных оптических центров (ОЦ). В [2] показано, что лазерная генерация таких сред обладает целым рядом особенностей, обусловленных взаимодействием разнотипных ОЦ с общей модой когерентного вынужденного излучения в резонаторе лазера. В связи с этим в указанной работе такая лазерная генерация была квалифицирована как кооперативная генерация. Определяющей особенностью кооперативной генерации является связь между разнотипными оптическими центрами, возникающая вследствие их взаимодействия с общим полем когерентного излучения.

В [2] отмечен и проанализирован целый ряд эффектов, возникающих при кооперативной генерации. Тем не менее, поскольку в этой работе использовался аппарат кинетических уравнений для средних населенностей энергетических уровней оптических центров, в ней остался неосвещенным вопрос о зависимости частоты кооперативной генерации от внешних параметров, в частности, от уровня

накачки активной среды. В настоящей статье восполняется этот пробел, используя, согласно [3], кинетические уравнения для операторов рождения и уничтожения возбуждений (уравнения Паули).

Рассмотрим систему двух разнотипных рабочих оптических центров, взаимодействующих с одной частотной модой когерентного излучения. Гамильтониан взаимодействия ОЦ с полем излучения выберем в виде

$$\begin{aligned}
 H_{f-a} = & \\
 = i\hbar\mu_1 \sum_{M=1}^{N_1} [b^+(a_1^+ a_2)_{1M} - (a_2^+ a_1)_{1M} b] + & \\
 + i\hbar\mu_2 \sum_{M=1}^{N_2} [b^+(a_1^+ a_2)_{2M} - (a_2^+ a_1)_{2M} b], & \quad (1)
 \end{aligned}$$

где i — мнимая единица, \hbar — постоянная Планка, значение которой приведено ниже, b^+ , b — операторы рождения и уничтожения фотонов в когерентной моде (символом «+» обозначена операция эрмитового сопряжения); μ_1 , μ_2 — константы взаимодействия, пропорциональные соответствующим дипольным моментам переходов между верхними уровнями 2 и нижними уровнями 1 для

¹Тумаев Евгений Николаевич, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры физики и информационных систем Кубанского государственного университета; e-mail: tumayev@phys.kubs.ru.

²Чайкин Александр Алексеевич, студент физико-технического факультета Кубанского государственного университета; e-mail: sanchaikin@rambler.ru.

двух типов центров; a_1^+ , a_1 и a_2^+ , a_2 — операторы рождения и уничтожения электронов, взаимодействующих с полем излучения, на нижнем уровне 1 и верхнем уровне 2. Тип оптических центров обозначен индексом у соответствующих пар операторов рождения и уничтожения электронов, индекс « M » отмечает пространственно разнесенные центры одного типа, по которым производится суммирование, N_1 , N_2 — число центров первого и второго типов. Гамильтонианы H_a для системы ОЦ и H_f для когерентного электромагнитного поля излучения в резонаторе выбираем в обычной форме [3, 4]. Уравнения движения в форме Гейзенберга (уравнения Паули) для центров k -го типа ($k=1, 2$) с частотой внутрицентрового перехода ω_{ak} , дополненные ланжевенскими (релаксационными) слагаемыми, описывающими процессы внутрицентрового затухания со скоростями Γ_1 , Γ_2 и уменьшения числа когерентных фотонов с частотой лазерной генерации ω_0 в резонаторе, настроенном на частоту ω_c со скоростью γ ,

$$\begin{aligned} \frac{d(a_1^+ a_2)_{kM}}{dt} = & \\ = -(\Gamma_k + i(\omega_{ak} - \omega_0)) (a_1^+ a_2)_{kM} + & \\ + \frac{1}{i\hbar} [(a_1^+ a_2)_{kM}, H_{f-a}], & \end{aligned}$$

$$\frac{db}{dt} = -\left(i(\omega_0 - \omega_c) + \frac{\gamma}{2}\right) b + \frac{1}{i\hbar} [b, H_{f-a}],$$

$$\frac{db^+}{dt} = -\left(-i(\omega_0 - \omega_c) + \frac{\gamma}{2}\right) b^+ - \frac{1}{i\hbar} [b^+, H_{f-a}]$$

после преобразований приводятся к следующему виду

$$\frac{d\sigma_1}{dt} = -(\Gamma_1 + i(\omega_{a1} - \omega_0)) \sigma_1 + \mu_1 b D_1, \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma_2}{dt} = -(\Gamma_2 + i(\omega_{a2} - \omega_0)) \sigma_2 + \mu_2 b D_2, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{db}{dt} = -\left(\frac{\gamma}{2} - i(\omega_0 - \omega_c)\right) b + & \\ + \mu_1 N_1 \sigma_1 + \mu_2 N_2 \sigma_2, & \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{db^+}{dt} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i(\omega_0 - \omega_c)\right) b^+ + & \\ + \mu_1 N_1 \sigma_1 + \mu_2 N_2 \sigma_2, & \quad (5) \end{aligned}$$

где

$$\sigma_{1,2} = \frac{1}{N_{1,2}} \sum_{M=1}^{N_{1,2}} (a_1^+ a_2)_{1,2M},$$

$$D_k = (\sigma_{22})_k - (\sigma_{11})_k$$

— инверсия для k -го типа ОЦ,

$$(\sigma_{jj})_k = \frac{1}{N_k} \sum_{M=1}^{N_k} (a_j^+ a_j)_{kM}$$

— населенность j -го уровня.

Стационарное решение системы (2)–(5) для величин σ_k и b имеет вид

$$\sigma_k = \frac{\mu_k b D_k}{\Gamma_k + i(\omega_{ak} - \omega_0)},$$

$$\left[\frac{\gamma}{2} - i(\omega_0 - \omega_c)\right] b = \mu_1 N_1 \sigma_1 + \mu_2 N_2 \sigma_2.$$

Комбинируя эти выражения, находим следующее уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{2} - i(\omega_0 - \omega_c) = \frac{\mu_1^2 N_1 D_1 (\Gamma_1 - i(\omega_{a1} - \omega_0))}{\Gamma_1^2 + (\omega_{a1} - \omega_0)^2} + & \\ + \frac{\mu_2^2 N_2 D_2 (\Gamma_2 - i(\omega_{a2} - \omega_0))}{\Gamma_2^2 + (\omega_{a2} - \omega_0)^2}. & \quad (6) \end{aligned}$$

Выделяя мнимую часть уравнения (6), получаем уравнение для определения частоты кооперативной лазерной генерации

$$\begin{aligned} \omega_0 - \omega_c = \frac{\mu_1^2 N_1 D_1 (\omega_{a1} - \omega_0)}{\Gamma_1^2 + (\omega_{a1} - \omega_0)^2} + & \\ + \frac{\mu_2^2 N_2 D_2 (\omega_{a2} - \omega_0)}{\Gamma_2^2 + (\omega_{a2} - \omega_0)^2}. & \quad (7) \end{aligned}$$

Соотношение (7) представляет собой уравнение пятой степени относительно ω_0 и не может быть решено аналитически без дополнительных предположений. В качестве первого предположения считаем, что частота лазерной генерации незначительно отличается от собственной частоты резонатора, т.е. $\omega_0 \approx \omega_c$. Тогда, полагая также, что $N_1 = N_2$, получаем

$$\begin{aligned} (\omega_{a1} - \omega_0) \mu_1^2 D_1 \left[\Gamma_2^2 + (\omega_{a2} - \omega_0)^2\right] + & \\ + (\omega_{a2} - \omega_0) \mu_2^2 D_2 \left[\Gamma_1^2 + (\omega_{a1} - \omega_0)^2\right] = 0. & \end{aligned}$$

Считаем далее, что $(\omega_{ak} - \omega_0)^2 \gg \Gamma_k^2$, обоснование этого приближения приведено ниже. Тогда

$$\begin{aligned} \mu_1^2 D_1 (\omega_{a1} - \omega_0) (\omega_{a2} - \omega_0)^2 + & \\ + \mu_2^2 D_2 (\omega_{a2} - \omega_0) (\omega_{a1} - \omega_0)^2 = 0. & \quad (8) \end{aligned}$$

Уравнение (8) имеет три решения: $\omega_0 = \omega_{a1}$, $\omega_0 = \omega_{a2}$, и

$$\omega_0 = \frac{\mu_1^2 D_1 \omega_{a2} + \mu_2^2 D_2 \omega_{a1}}{\mu_1^2 D_1 + \mu_2^2 D_2}. \quad (9)$$

Первые два частотных режима генерации отвечают хорошо исследованной обычной генерации, при которой вклад в когерентное излучение дает только один тип центров. Кооперативной лазерной генерации (при которой работают оба типа центров) отвечает частота (9). В данной работе не рассматриваются условия возникновения того или иного вида лазерной генерации, определение которых связано с анализом устойчивости системы кинетических уравнений (2)–(5). Для обычной генерации такой анализ проделан, например, в [3].

Для практического применения формулы (9) систему уравнений (2)–(5) необходимо дополнить кинетическими уравнениями для инверсий D_k , записанными не в операторной форме, а в квазиклассическом приближении, использующем населенности уровней. Вблизи порога генерации можно пренебречь вынужденным излучением, тогда для населенности верхнего лазерного уровня $n_2^{(k)} = \langle a_2^{+(k)} a_2^{(k)} \rangle$ можно записать следующее уравнение

$$\frac{dn_2^{(k)}}{dt} = W_{pk} (N_k - n_2^{(k)}) - \Gamma_k n_2^{(k)},$$

где $W_{pk} = \sigma_{ak} F_0$ — скорость накачки ОЦ, выражающаяся через сечение поглощения σ_{ak} k -го типа ОЦ и плотность потока накачки F_0 (число фотонов накачки, падающих на 1 см² активного элемента в 1 секунду). Стационарное решение кинетического уравнения имеет вид

$$n_2^{(k)} = \frac{W_{pk}}{W_{pk} + \Gamma_k} N_k, \quad n_1^{(k)} = \frac{\Gamma_k}{W_{pk} + \Gamma_k} N_k,$$

где $n_1^{(k)} = \langle a_1^{+(k)} a_1^{(k)} \rangle$ — населенность основного уровня ОЦ, связанная с населенностью верхнего лазерного уровня балансным уравнением $n_1^{(k)} + n_2^{(k)} = N_k$. Для трехуровневых лазеров нижний лазерный уровень совпадает с основным, следовательно инверсия активной среды вблизи порога генерации оценивается величиной

$$D_k = \frac{\sigma_{ak} F_0 - \Gamma_k}{\sigma_{ak} F_0 + \Gamma_k}. \quad (10)$$

Для четырехуровневых лазеров нижний лазерный уровень не заселен, $n_1 \approx 0$, поэтому инверсия D_k изменяется следующим образом:

$$D_k = \frac{\sigma_{ak} F_0}{\sigma_{ak} F_0 + \Gamma_k}. \quad (11)$$

Формулы (10) и (11) показывают, что вблизи порога величина инверсии зависит от энергии накачки, вследствие чего частота лазерной генерации также становится зависимой от энергии накачки, т.е. возникает эффект перестройки частоты лазерной генерации, обусловленный изменением интенсивности накачки активного элемента. Для наблюдения этого эффекта лучше всего подходят активные среды твердотельных лазеров на базе низкосимметричных, в частности, оптических двуосных кристаллов, поскольку в таких кристаллах имеет место большее разнообразие катионных позиций, занимаемых оптическими центрами. Второе требование к активной среде заключается в слабо выраженном фонном тушении рабочих уровней оптических центров в ближней ИК-области. При незначительном фонном тушении растет квантовый выход люминесценции с лазерных уровней, понижаются пороги генерации, и, что главное, уменьшается ширина полос люминесценции отдельных ОЦ, что приводит к их неполному перекрытию. Последнее обстоятельство проявляется тем в большей степени, чем больше длина волны, на которой возможна лазерная генерация. Наиболее подходящими кандидатами в активные среды, реализующие кооперативную генерацию, по-видимому, будут кристаллы со смешанной ионно-ковалентной связью и тяжелыми катионами (Pb, Ta, Bi и др.) и анионами (As, Se, Te и др.). Эффект будет отсутствовать в лазерах на красителях, газовых, полупроводниковых лазерах, так как в их активных средах происходит движение рабочих оптических центров, приводящее к тому, что полоса люминесценции активных сред становится однородно уширенной.

Одним из материалов, удовлетворяющим перечисленным выше требованиям, является кристалл тиогаллата свинца, допированный трехвалентным диспрозием — PbGa₂S₄:Dy³⁺, подробное исследование которого изложено в [5–8]. Дальнейшее изложение будет опираться на эти источники.

В [5] приведены данные по люминесцентным свойствам кристалла PbGa₂S₄:Dy³⁺ и описано получение лазерной генерации в

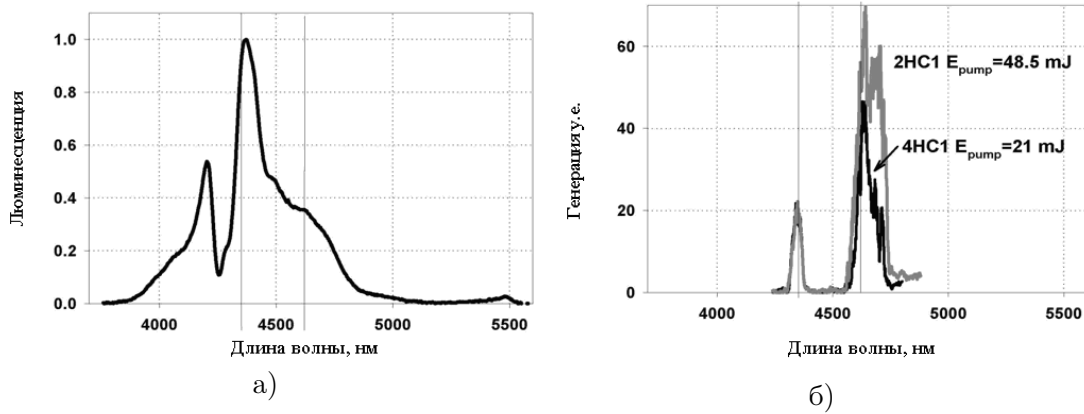


Рис. 1. Спектры генерации для различных энергий накачки титогаллата свинца с ионами Dy^{3+} согласно [5]

диапазоне длин волн 4–5 мкм. Как показал эксперимент, генерация может идти на целом ряде длин волн: 4,33, 4,53, 4,65 мкм, причем как на одной длине волны, так и на двух длинах волн сразу. Вначале, вблизи порога генерации излучение на 4,33 мкм и 4,65 мкм имеет одинаковую интенсивность. В дальнейшем, при увеличении накачки интенсивность излучения на 4,65 мкм возрастает, а на 4,33 мкм уменьшается. Это видно из рис. 1, на котором приведены спектры генерации для различных энергий накачки. При двукратном росте энергии накачки генерация на 4,33 мкм не возросла по интенсивности, а генерация на 4,65 мкм растет и спектр расширяется. При сведении потерь в резонаторе к минимуму генерация идет практически только на длине волны 4,65 мкм и увидеть вторую линию невозможно, что свидетельствует о сильной зависимости распределения интенсивности между линиями генерации от потерь в лазере.

Перечисленные факты свидетельствуют о том, что ионы диспрозия занимают неэквивалентные позиции в кристаллической решетке $PbGa_2S_4$, вследствие чего в этом материале присутствуют, по крайней мере, два типа оптических центров с различными спектрально-люминесцентными свойствами. В процессе генерации эти центры взаимодействуют между собой посредством поля когерентного излучения, вследствие чего лазерная генерация имеет кооперативный характер. На кооперативный характер лазерной генерации указывает также наблюдение предсказанной в [2] двуцветной генерации, т.е. генерации на двух длинах волн сразу. Наиболее отчетливо кооперативный харак-

тер генерации $PbGa_2S_4:Dy^{3+}$ иллюстрируется рис. 2, где показано изменение длины волны лазерной генерации в зависимости от величины энергии накачки.

Для расчета частоты генерации по формуле (9) предположим, что из всех типов оптических центров в кооперативной генерации участвуют всего два, причем их количество одинаково. Считаем далее, что $\Gamma_1 = \Gamma_2$, то есть времена жизни уровней, с которых осуществляется лазерная генерация, одинаковы для обоих оптических центров. В соответствии с данными [5] выбираем следующие числовые значения параметров: $\omega_{a1} = 4,35 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ ($\lambda_1 = 4,33 \text{ мкм}$), $\omega_{a2} = 4,05 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ ($\lambda_2 = 4,65 \text{ мкм}$), $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 1,2 \cdot 10^2 \text{ c}^{-1}$, сечения поглощения для накачки $\sigma_{a1} = 0,4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, $\sigma_{a2} = 1,0 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Для оценки констант взаимодействия μ_1, μ_2 используем формулу [3]

$$\mu_k = |\alpha_k| \sqrt{\frac{2\Gamma_k c \sigma_{ek}}{\pi w_0^2 L}}, \quad (12)$$

где $\alpha_k = \frac{\Delta\omega}{\gamma/2 + \Gamma}$, $\Delta\omega = \omega_{ak} - \omega_0$, $w_0 = 1 \text{ мм}$ — диаметр перетяжки (считаем, что генерация происходит на основной гауссовой моде TEM_{00}), $L = 5 \text{ см}$ — расстояние между зеркалами резонатора, постоянная Планка $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}\cdot\text{с}$, $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ — скорость света в вакууме (изменением скорости света внутри кристалла пренебрегаем, что допустимо для оценочного расчета), $\gamma = 2,0 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$, σ_{ek} — сечение радиационного перехода с верхнего лазерного уровня 2 на нижний лазерный уровень 1.

Для вывода формулы (12) рассмотрим лазерную генерацию одноактивирован-

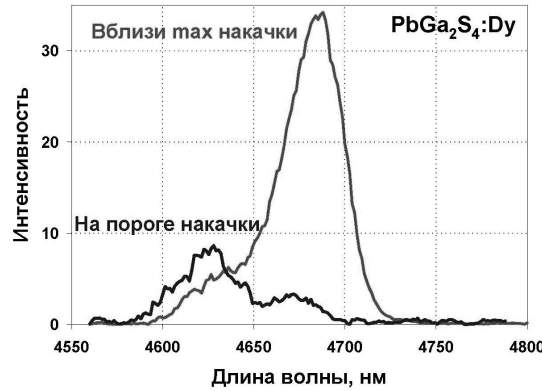


Рис. 2. Изменение длины волн излучения в зависимости от энергии накачки [5]

ной среды, динамика которой описывается частным случаем системы уравнений (2)–(5) при $\mu_1 = \mu$, $\mu_2 = 0$, при этом индекс «1» у D_1 , ω_{a1} и других величин можно опустить. Умножим уравнение (4) на оператор рождения когерентных фотонов b^+ слева, уравнение (5) на оператор уничтожения когерентных фотонов b справа, и сложим эти уравнения с учетом того, что произведение $q = b^+b$ представляет собой оператор числа когерентных фотонов. Получаем

$$\frac{dq}{dt} = -\gamma q + N\mu (b^+\sigma + b\sigma^+).$$

Для оценки величин σ , σ^+ используем их стационарные значения. Обоснованием такого выбора является тот факт, что при стационарной работе лазера величина инверсии активной среды представляет собой постоянную величину, не зависящую от уровня накачки. Строго говоря, этот факт не имеет места при кооперативной генерации, однако, как указано выше, эффекты, связанные с кооперативным характером генерации, малы, поэтому относительное изменение величины инверсии будет также малой величиной порядка $\Delta\lambda/\bar{\lambda} \approx 10^{-2}$, где $\Delta\lambda \approx 0,1$ мкм — приведенное выше изменение длины волны генерации при изменении уровня накачки, и $\bar{\lambda} \approx 4,6$ мкм — средняя длина волны лазерной генерации.

Используем приведенное выше стационарное решение уравнения (2) для σ , получаем

$$b^+\sigma + b\sigma^+ = \frac{2\mu D\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega_a - \omega_0)^2} q.$$

Используя формулу Прохорова [3] для частоты лазерной генерации

$$\omega_0 = \frac{\gamma\omega_a/2 + \Gamma\omega_c}{\gamma/2 + \Gamma},$$

преобразуем последнее выражение к виду

$$b^+\sigma + b\sigma^+ = \frac{2\mu D}{\Gamma(1 + \alpha^2)} q,$$

где $\alpha = \frac{\omega_a - \omega_0}{\gamma/2 + \Gamma}$. Окончательно, кинетическое уравнение для оператора числа когерентных фотонов запишется в виде

$$\frac{dq}{dt} = -\gamma q + \frac{2\mu^2 ND}{\Gamma(1 + \alpha^2)} q. \quad (13)$$

В когерентной моде излучения лазера число фотонов, как правило, велико, следовательно, можно использовать квазиклассическое приближение, при котором оператор числа когерентных фотонов q можно заменить его средним значением. Согласно [9], кинетическое уравнение для числа когерентных фотонов в резонаторе в квазиклассическом приближении имеет вид

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{q}{\tau_c} + V_a \tilde{B}_{21} (n_2 - n_1) q, \quad (14)$$

где τ_c — среднее время жизни фотона в резонаторе, V_a — объем моды когерентного излучения в резонаторе. Считаем, что генерация происходит на гауссовой моде ТЕМ₀₀, тогда $V_a = \pi\omega_0^2 l/4$, где l — длина активного элемента, ω_0 — диаметр перетяжки гауссового пучка [9]. Коэффициент \tilde{B}_{21} представляет собой приведенный коэффициент Эйнштейна для перехода $2 \rightarrow 1$, который равен [9]

$$\tilde{B}_{21} = \frac{c\sigma_e l}{V_a L},$$

где L — расстояние между зеркалами резонатора. Величина $n_2 - n_1$ представляет собой отнесенную к единице объема активной среды разность населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней. Между введенной ранее инверсией D и разностью $n_2 - n_1$ имеется следующая связь

$$V_a (n_2 - n_1) = ND. \quad (15)$$

Сравнивая уравнения (13) и (14) и учитывая (15), находим

$$\frac{\mu^2}{\Gamma(1 + \alpha^2)} = \frac{2c\sigma_e}{\pi w_0^2 L}.$$

Для твердотельных лазеров величина $\alpha \gg 1$ [3] (это также подтверждается численными оценками, приведенными ранее в данной статье), поэтому для оценки константы взаимодействия μ можно использовать формулу

$$\mu = |\alpha| \sqrt{\frac{2\Gamma c\sigma_e}{\pi w_0^2 L}},$$

которая приведена выше.

Расчеты констант μ_1, μ_2 по формуле (12) производятся итерационным методом, поскольку частота генерации ω_0 заранее неизвестна, поэтому для оценки величины эффекта перестройки частоты лазерной генерации предположим, что

$$\Delta\omega \approx \frac{\omega_{a1} - \omega_{a2}}{2}.$$

Проводя вычисления для $\Delta\omega = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_{e1} = 2,2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, $\sigma_{e2} = 0,5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, получаем $\mu_1 = 150 \text{ с}^{-1}$, $\mu_2 = 72 \text{ с}^{-1}$.

Численные значения коэффициентов затухания Γ_1, Γ_2 и γ , а также констант μ_1, μ_2 совпадают по порядку с типичными данными для твердотельных лазеров, приведенными в [1, 3].

Приведенные выше значения μ_1 и μ_2 являются приблизительными, для их уточнения требуется проведение соответствующих экспериментов. Тем не менее, указанные коэффициенты должны удовлетворять следующему неравенству

$$\frac{2\mu^2 ND}{\Gamma(1 + \alpha^2)} > \gamma. \quad (16)$$

Это неравенство вытекает из кинетического уравнения для числа фотонов $q = b^+b$, которое получается, если уравнения (4) и (5), за-

писанные для одноцентровой активной среды, умножить на b^+ и b соответственно, а затем сложить

$$\frac{dq}{dt} = -\gamma q + \frac{2\mu^2 ND}{\Gamma(1 + \alpha^2)} q. \quad (17)$$

В условиях лазерной генерации правая часть уравнения (17) должна быть положительной, что приводит к неравенству (16).

Подставляя приведенные выше числовые данные в формулу (9), получаем следующие численные значения частоты лазерной генерации, с^{-1} :

– при $\sigma_{a1}F_0 = 1,01\Gamma_1$ $\omega_0 = 4,15 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\lambda = 4,54 \text{ мкм}$;

– при $\sigma_{a1}F_0 = 1,05\Gamma_1$ $\omega_0 = 4,06 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\lambda = 4,64 \text{ мкм}$.

Полученные значения длин волн лазерной генерации хорошо согласуются с экспериментальными данными [5–8] и демонстрируют характерную особенность кооперативной генерации — перестройку частоты когерентного излучения при изменении интенсивности накачки. Для проверки того экспериментального факта, что при повышении интенсивности накачки частота генерации понижается (увеличивается длина волны), продифференцируем выражение (9), записанное в форме

$$\begin{aligned} \omega_0 \approx & (\mu_1^2 \sigma_{a1} (\sigma_{a2} F_0 + \Gamma_2) \omega_{a2} + \\ & + \mu_2^2 \sigma_{a2} (\sigma_{a1} F_0 + \Gamma_1) \omega_{a1}) (\mu_1^2 \sigma_{1a} (\sigma_{2a} F_0 + \Gamma_2) + \\ & + \mu_2^2 \sigma_{2a} (\sigma_{a1} F_0 + \Gamma_1))^{-1} \end{aligned}$$

по F_0 . Получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\omega_0}{dF_0} = & (\sigma_{a1} \sigma_{a2} \mu_1^2 \mu_2^2 (\omega_{a1} - \omega_{a2}) \times \\ & \times (\sigma_{a2} \Gamma_1 - \sigma_{a1} \Gamma_2)) \left[\mu_1^2 \sigma_{a1} (\Gamma_2 + \sigma_{a2} F_0) + \right. \\ & \left. + \mu_2^2 \sigma_{a2} (\Gamma_1 + \sigma_{a1} F_0) \right]^{-2}. \quad (18) \end{aligned}$$

Ввиду того, что $\omega_{a2} < \omega_{a1}$ и $\sigma_{a2} > \sigma_{a1}$, и при расчетах принято $\Gamma_1 = \Gamma_2$, производная (18) при использованных выше числовых значениях отрицательна, что и наблюдается в эксперименте (снижение частоты означает увеличение длины волны). Приведенная оценка показывает, что существует возможность построения двуактивированной среды, у которой частота генерации будет, наоборот, повышаться при увеличении интенсивности накачки (обратный эффект). Какая возможность реализуется — это зависит от соотношения сечений поглощения σ_{ak} .

Численный расчет производной (18) дает величину порядка 10^{-5} м^2 , причем с увеличением интенсивности накачки она обращается в нуль, как и должно быть, ибо существует предел изменения частоты генерации: частота генерации не может выйти за пределы, охватываемые спектром люминесценции оптических центров. Предельное значение частоты генерации, равное

$$\omega_0 = \frac{\mu_1^2 \omega_{a2} + \mu_2^2 \omega_{a1}}{\mu_1^2 + \mu_2^2},$$

отвечает переходу кооперативной генерации в обычную, при которой частота генерации перестает зависеть от интенсивности накачки оптических центров, а инверсия активной среды выходит на стационарный уровень.

Таким образом, в работе показано, что при кооперативной генерации возникает эффект зависимости частоты генерации лазера от уровня возбуждения оптических центров. Численные расчеты эффекта, проведенные для тиогаллата свинца $\text{PbGa}_2\text{S}_4:\text{Dy}^{3+}$, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Литература

1. Каминский А. А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. 255 с.

2. Аванесов А. Г., Игнатьев Б. В., Писаренко В. Ф., Тумаев Е. Н. Кооперативная генерация многоактивированных лазерных сред // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70. Вып. 3. С. 613–617.
3. Лэкс М. Флуктуации и когерентные явления. М.: Мир, 1974. 299 с.
4. Клаудер Дж., Сударшан Э. Основы квантовой оптики. М.: Мир, 1970. 428 с.
5. Бадиков Д. В. Разработка и исследование новой оптической среды для источников когерентного излучения среднего ИК диапазона: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 2008. 118 с.
6. Badikov V. V., Badikov D. V., Doroshenko M. J., Panyutin V. L., Chizhikov V. I., Shevyrdyaeva G. S. Optical properties of lead thiogallate // Optical Materials. 2008. Vol. 31. P. 184–188.
7. Basiev T. T., Doroshenko M. E., Osiko V. V., Badikov V. V., Badikov D. V., Panyutin V. L., Shevyrdyaeva G. S. Qualitative improvement in the lasing performance of $\text{PbGa}_2\text{S}_4:\text{Dy}^{3+}$ crystals through Na^+ doping // Quantum Electronics. 2010. Vol. 40. No. 7. P. 596–598.
8. Jelinkova H., Doroshenko M. E., Jelinek M., Sulc J., Basiev T. T., Osiko V. V., Badikov V. V., Badikov D. V. Resonant pumping of dysprosium doped lead thiogallate by $1.7 \mu\text{m}$ Er: YLF laser radiation // Laser Physics Letter, 2011. Vol. 8. No. 5. P. 349–353.
9. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 559 с.

Ключевые слова: активные среды, лазерная генерация, уравнения Паули, эффект перестройки частоты.