

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НИУ)

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Твердотельный лазер на YAG:Nd^{3+}

выполнили студенты 4-ого курса ФЭФМ

Анисимов Михаил, Б04-855
Водзяновский Яромир, Б04-855
Атепалихин Артемий, Б04-855
Трушин Александр, Б04-852
Рудоманова Полина, Б04-853

преподаватель

Юрий Юрьевич Брославец

Содержание

1	Теория	2
1.1	Инверсия активной среды как необходимое условие генерации лазера	2
1.2	Условия стационарной генерации	2
1.3	Получение инверсной населенности с помощью оптической накачки	2
1.4	Формирование поля излучения в резонаторе лазера	3
1.4.1	Резонасные частоты	3
1.4.2	Моды оптического резонатора	3
1.5	Режимы работы лазеров	4
1.5.1	Режим свободной генерации	4
1.5.2	Режим генерации гиганских импульсов	4
1.5.3	Режим генерации гиганских импульсов при пассивной модуляции добротности	4
1.6	Динамика генерации лазера в различных режимах работы	4
1.6.1	Система уравнений, описывающая динамику генерации лазера	4
1.6.2	Работа четырехуровневого лазера в непрерывном режиме	5
1.6.3	Работа лазера в нестационарных режимах генерации при ступенчатом включении импульса накачки	5
1.6.4	Особенности генерации в режиме модуляции добротности	6
2	Экспериментальная часть	7
2.1	Режим свободной генерации	7
2.2	Режим модуляции добротности	8
3	Выводы	9
4	Задачи	10

1 Теория

1.1 Инверсия активной среды как необходимое условие генерации лазера

Если для плотности инверсной заселенности $N = n_2 - (g_2/g_1)n_1$. Выполняется условие:

$$N > 0 \quad (1)$$

Очевидно, что в состоянии термодинамического равновесия инверсная заселенность - отрицательная. Коэффициент усиления χ_1 пространственно-однородной среды описывается выражением:

$$\chi_1 = \sigma N \quad (2)$$

где σ - сечение вынужденных переходов между рабочими уровнями. Для создания и поддержания инверсии применяют тот или иной способ возбуждения (или, как говорят, способ накачки) активной среды. Активная среда лазера характеризуется линейным коэффициентом оптического усиления χ_1 и линейным коэффициентом поглощения на неактивных центрах и рассеяния χ_2 . Распространение светового потока в активной среде описывается законом Бугера:

$$dS_\omega = [\chi_1(z) - \chi_2]S_\omega(z)dz \quad (3)$$

Для практического получения режима генерации необходимо ввести положительную обратную связь. В лазере обратную связь обычно осуществляют размещением активной среды между двумя зеркалами (например, между плоскопараллельными зеркалами). Если потери в резонаторе определяются только пропусканием зеркал, то порог генерации будет достигнут при выполнении условия (очевидно следует из 3):

$$R_1 R_2 \exp(2\sigma(n_2 - n_1)L) = 1 \quad (4)$$

1.2 Условия стационарной генерации

Пусть L -длина активной среды. Используя 3 находим:

$$\ln \frac{S(L)}{S(0)} = \int_0^L [\chi_1(z) - \chi_2]dz \quad (5)$$

Для упрощения будем использовать среднее по длине значение коэффициента усиления:

$$S(L) = S(0) \exp(L[\langle \chi_1 \rangle - \chi_2]) = S(0)T \quad (6)$$

Если у левого зеркала интенсивность излучения $S(0)$, то после прохода резонатора у правого зеркала будем иметь $TS(0)$. После отражения от правого зеркала и повторного прохода резонатора + отражения от левого зеркала получим мощность $R_1 R_2 T^2 S(0)$, которая в силу стационарности должна равняться $S(0)$ отсюда имеем:

$$\langle \chi_1 \rangle = \chi_2 + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (7)$$

Это и есть условие стационарной генерации.

1.3 Получение инверсной населенности с помощью оптической накачки

Различают некогерентную и когерентную оптические накачки. При некогерентной накачке используется некогерентное накачивающее излучение, его источником могут служить газоразрядные импульсные лампы, лампы непрерывного горения (газоразрядные и накаливания), искровые разрядники, пламя и т.д. При когерентной накачке источником накачивающего излучения служит вспомогательный лазер. Для оптической накачки характерна возможность осуществления исключительно высокой селективности возбуждения. Специфика оптической

накачки проявляется и в том, что она всегда индуцирует в канале возбуждения обратный процесс, имеющий примерно такую же вероятность что и прямой процесс, связанный с поглощением излучения. Отнесенная к единице времени вероятность поглощения накачки:

$$W_p = B\rho_p(\nu) \quad (8)$$

Наряду с поглощением происходит обратный процесс - стимулированное испускание, индуцированное излучением накачки. Вероятность этого процесса:

$$W'_p = B'\rho_p(\nu) \quad (9)$$

При этом справедливо соотношение Эйнштейна:

$$gB = g'B' \quad (10)$$

Существование двух встречных процессов запрещает совмещать каналы возбуждения и генерации при оптической накачке. Отсюда, в частности следует что минимально необходимое число уровней активного центра при оптической накачке - три.

1.4 Формирование поля излучения в резонаторе лазера

1.4.1 Резонансные частоты

Приведем общеизвестную формулу для резонансных частот в прямоугольном резонаторе:

$$\nu_q = q \frac{c}{2Ln} \quad (11)$$

В такой упрощенной модели спектр - эквидистантный $\Delta\omega' = \frac{\pi c}{Ln}$. Полное число мод - $M = \Delta\omega/\Delta\omega'$ Это число растет с увеличением оптической длины резонатора и ширины линии усиления. Введем добротность резонатора : $Q = \omega_0/\Delta\omega_\Gamma$, где ω_Γ - ширина спектрального пика. Для разрешения спектральных пиков необходимо выполнение условия: $\Delta\omega_\Gamma < \Delta\omega'$. В частности используя время жизни фотона для двухзеркального резонатора:

$$\tau_c = -\frac{2L}{c \ln(R_1 R_2 (1 - T)^2)} \quad (12)$$

Можно получить критерий $1/\tau_c < \frac{\pi c}{Ln}$. Для ширин линии генерации лазера приводится следующее соотношение:

$$\delta\nu = \frac{2\pi(\Delta\nu_c)^2 \hbar\omega}{P^{(0)}} \quad (13)$$

где $P^{(0)}$ - мощность генерации лазера

1.4.2 Моды оптического резонатора

Каждый тип поперечной моды имеет определенную структуру светового пятна на зеркале резонатора. В декартовой системе координат распределение поля можно описать с помощью ф-ций Эрмита и Гаусса:

$$u_{mn}(x, y) = A_0 H_m(\sqrt{2}\frac{x}{\omega}) H_n(\sqrt{2}\frac{y}{\omega}) \exp(-i\frac{k(x^2 + y^2)}{2q}) \quad (14)$$

Где $\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi\omega^2}$

1.5 Режимы работы лазеров

1.5.1 Режим свободной генерации

Предположим, что в резонаторе лазера находится только активный элемент и нет каких-либо нелинейных элементов или элементов, свойства которых меняются под воздействием внешних параметров. Наиболее интересна картина свободной генерации в твердотельных лазерах. Излучение лазера в этом режиме представляет из себя последовательность относительно коротких импульсов или, как принято говорить, пиков. Длительность отдельного пика равна $10^{-7} - 10^{-6}$ с, мощность достигает значений $10^4 - 10^5$ Вт. Природа пиков до сих пор остается предметом исследований, на основе одномодовой модели можно показать, что регулярные затухающие пульсации связаны с переходными процессами, сопровождающими начало генерации при появлении импульса накачки.

1.5.2 Режим генерации гигантских импульсов

Управляя добротностью резонатора, сначала обеспечивают высокий уровень вредных потерь, т.е. специально поднимают порог генерации. Это позволяет создать значительную инверсную заселенность в активной среде. Затем по сигналу извне уровень потерь понижают до минимально возможного значения, в результате чего начальная инверсная заселенность оказывается существенно выше пороговой. В этих условиях вместо последовательности пиков высвечивается единичный короткий световой импульс большой мощности (так называемый гигантский импульс). Мощность гигантского импульса тем больше, чем значительнее превышение начальной инверсной заселенности над пороговым значением инверсной заселенности. Мощность получаемых на практике гигантских импульсов достигает 10^9 Вт. Дальнейшему росту импульса препятствуют спонтанное излучение и свертлюминесценция. Длительность гигантского импульса имеет порядок $10 - 100$ нс. Для реализации в резонатор помещают модулятор, управляемый внешним сигналом. Обычно он работает как "оптический затвор"

1.5.3 Режим генерации гигантских импульсов при пассивной модуляции добротности

Пассивная модуляция добротности основана на применении нелинейных элементов. Широко используются просветляющие фильтры - оптические затворы, работающие на основе нелинейного явления просветления среды. Как и при активной модуляции добротности, процесс формирования состоит из двух этапов: медленного линейного развития и быстрого нелинейного развития. Просветляющий фильтр представляет собой нелинейный резонансный поглотитель, способный обратимо изменить коэффициент поглощения под действием некоторой достаточно большой интенсивности потока. В качестве просветляющих сред часто используются растворы органических красителей - цианиновых и полиметинновых.

1.6 Динамика генерации лазера в различных режимах работы

1.6.1 Система уравнений, описывающая динамику генерации лазера

Рассмотрим четырехуровневую схему. Считая, что переходы между уровнями 4 и 3 и уровнями 2 и 1 являются быстрыми, можно положить $n_4 \approx n_2 \approx 0$. В этом случае скоростные уравнения можно записать следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = W_p n_1 - B q n_3 - \frac{n_3}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} = V_a B q n_3 - \frac{q}{\tau_c} \\ n_1 + n_3 = N_t \end{cases} \quad (15)$$

Вводя инверсную заселенность $N = n_3 - n_2 \approx n_3$ можно переписать в виде:

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = W_p(N_t - N) - BqN - \frac{N}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} = (BV_aN - \frac{1}{\tau_c})q \end{cases} \quad (16)$$

1.6.2 Работа четырехуровневого лазера в непрерывном режиме

Рассмотрим работу лазера при стационарной накачке. Поскольку такая накачка приводит к стационарному режиму генерации, в этом случае режим работы лазера можно рассматривать как непрерывный.

Определим пороговое условие генерации лазера. Предположим, что в момент времени $t = 0$ в резонаторе вследствие спонтанного испускания присутствует некоторое небольшое число фотонов q . При этом из (16) для того, чтобы $\frac{dq}{dt} > 0$, нужно чтобы $(V_aBN - 1/\tau_c) > 0$. В этом случае генерация возникает, если инверсия населенностей N достигает некоторого критического значения N_c , определяемого выражением

$$N_c = \frac{1}{V_aB\tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma l} \quad (17)$$

где γ - суммарные потери в резонаторе за проход в одном направлении, σ - сечение перехода генерации. Таким образом, критическая (пороговая) скорость накачки соответствует ситуации, когда полная скорость накачки уровней $W_{cp}(N_t - N_c)$ уравнивает скорость N_c/τ спонтанных переходов с рабочего уровня:

$$W_{cp} = \frac{N_c}{(N_t - N_c)\tau} \quad (18)$$

Если $W_p > W_{cp}$, то число фотонов q будет возрастать от начальной величины, определяемой спонтанным излучением, и если W_p не зависит от времени, то в конце концов достигнет некоторого постоянного значения q_0 . Это стационарное значение и соответствующее ему стационарное значение инверсии N_0 получаются из уравнений (16) если $\dot{N} = \dot{q} = 0$

$$\begin{cases} N_0 = \frac{1}{V_aB\tau_c} = N_c \\ q_0 = V_a\tau_c[W_p(N_t - N_0) - \frac{N_0}{\tau}] \end{cases} \quad (19)$$

Также можно выразить:

$$B = \frac{\sigma l c}{V_a L'} = \frac{\sigma c}{V}, \quad \tau_c = \frac{L'}{c\gamma} \quad (20)$$

1.6.3 Работа лазера в нестационарных режимах генерации при ступенчатом включении импульса накачки

Рассмотрим работу лазера при нестационарной накачке, которая описывается ступенчатой функцией. Для данной временной зависимости скорость накачки имеет следующую временную зависимость: $W_p = 0$ при $t < 0$ и $W_p(t) = W_p$ при $t > 0$. При небольших колебаниях инверсии и кол-ва фотонов можно записать:

$$\begin{cases} N(t) = N_0 + \delta N \\ q(t) = q_0 + \delta q \end{cases} \quad (21)$$

Тогда с учетом малости изменения из (16) можно получить:

$$\begin{cases} \delta \dot{N} = -\delta N(W_p + \frac{1}{\tau}) - B(q_0\delta N + N_0\delta q) \\ \delta \dot{q} = Bq_0V_a\delta N \end{cases} \quad (22)$$

Отсюда получим уравнение колебаний, решение которого будет:

$$\delta q = \delta q_0 \exp(st), \quad s = -1/t_0 \pm [(1/t_0)^2 - \omega^2]^{1/2} \quad (23)$$

При $1/t_0 < \omega$ решение будет представлять из себя затухающие колебания

1.6.4 Особенности генерации в режиме модуляции добротности

В режиме модуляции добротности лазер позволяет получать генерацию в виде импульсов с малой длительностью и высокой пиковой мощностью (гигантские импульсы). В случае если резонатор имеет низкую добротность, когда модулятор перекрывает излучение, можно считать, что $q = 0$, поэтому из (16) получаем уравнение:

$$\frac{dN}{dt} = W_p(N_t - N) - N/\tau \quad (24)$$

Сделаем замену $x = W_p(N_t - N) - N/\tau$, $dx = -(W_p + \frac{1}{\tau})dN$. В результате получим уравнение:

$$\frac{dx}{dt} = -x(W_p + \frac{1}{\tau}) \quad (25)$$

Далее решая его и подставляя н/у, получим:

$$N = \frac{W_p N_t}{W_p + \frac{1}{\tau}} [1 - \exp(-(W_p + \frac{1}{\tau})t)] \quad (26)$$

При длительной накачки инверсия приближается к стационарному значению, практически линейно зависящему от уровня накачки.

При высокой добротности резонатора - индуцированные переходы преобладают над спонтанными, упрощая основную систему (16), находим положение максимума генерации:

$$N = N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c} \quad (27)$$

А для количества фотонов имеем:

$$q = V_a(N_c \ln(N/N_0) + N_0 - N) \quad (28)$$

2 Экспериментальная часть

2.1 Режим свободной генерации

Исследуем зависимость выходной мощности от мощности накачки. Для этого сперва снимем напряжение, поступающее на конденсатор ёмкостью 100 мкФ и воспользуемся известной формулой, чтобы найти энергию зарядки конденсатора. Энергию излучения получим через известную пиковую мощность и длительность импульса

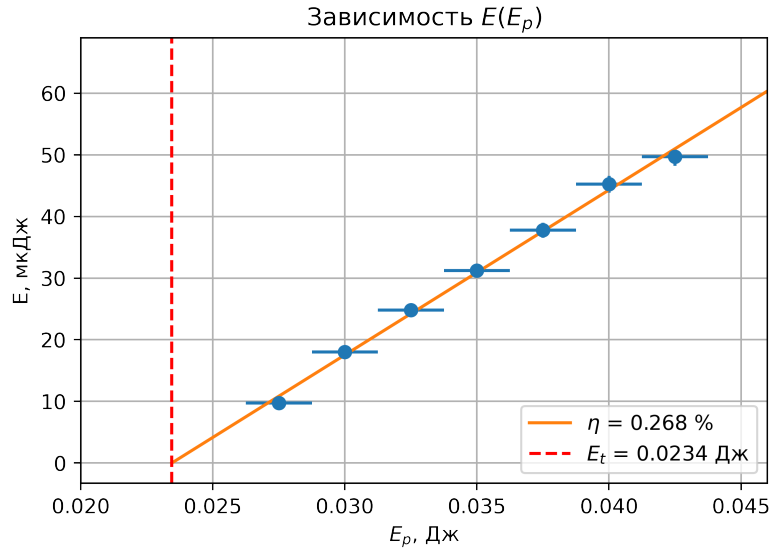


Рис. 1: Зависимость энергии излучения от энергии накачки

Отсюда получим КПД и порог генерации:

$$\eta = 0.268 \pm 0.007 \%$$

$$E_t = 0.0234 \pm 0.0003 \text{ Дж}$$

Дополнительно снимем зависимость длительности импульса от энергии накачки. Снятая зависимость получилась немонотонной:

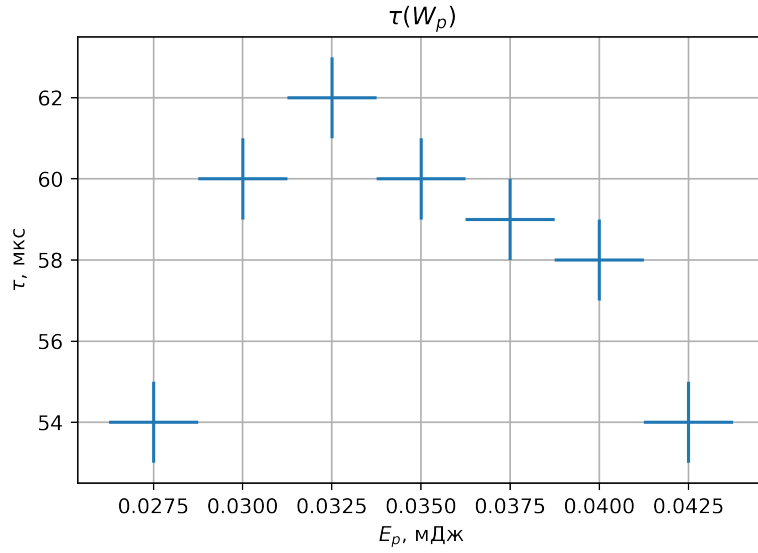


Рис. 2: Зависимость длительности импульса от энергии накачки

2.2 Режим модуляции добротности

Далее, пользуясь фотофильтром снимем ту же зависимость в режиме модуляции добротности

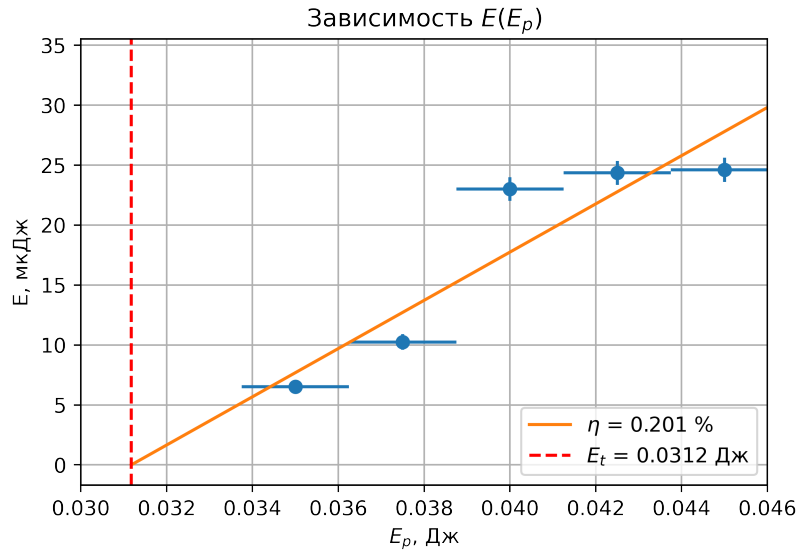


Рис. 3: Зависимость энергии излучения от энергии накачки

Отсюда получим КПД и порог генерации:

$$\eta = 0.20 \pm 0.05 \%$$

$$E_t = 0.0312 \pm 0.0023 \text{ Дж}$$

И снова зависимость длительности импульса не имеет конкретного характера:

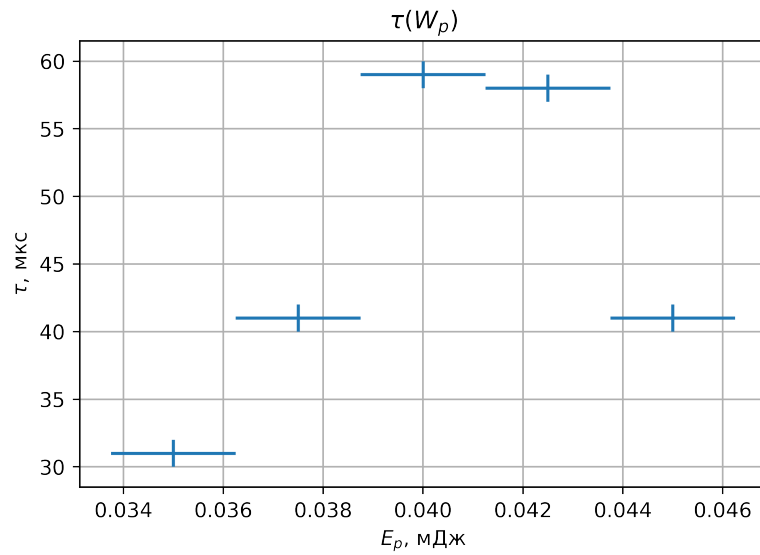


Рис. 4: Зависимость длительности импульса от энергии накачки

3 Выводы

- Получены КПД и порог генерации в режиме непрерывной генерации
- Получены КПД и порог генерации в режиме модуляции добротности
- Ширина импульса предположительно не зависит от энергии накачки (или зависит, но не монотонно)

4 Задачи

1. Определить необх. инверс. нассел. активных центров ($N = n_2 - n_1$), при $R_1, R_2, \chi_2, \langle \chi_1 \rangle, \sigma$.

Закон Бугера:

$$dS_\omega = (\chi_1(z) - \chi_2)S_\omega(z)dz$$

Излучение за 1 период: $e^{(\sigma(n_2-n_1)-\chi_2)L}$

$$R_1 R_2 e^{2L(c)} = 1$$

Условие стационарной генерации:

$$R_1 R_2 e^{2L\sigma(n_2-n_1)-\chi_2} = 1$$

2. Доля генерируемой за 2-ой проход в акт. среде свет. мощности. R_1, R_2, L, χ_2

Закон Бугера:

$$dS_\omega = (\chi_1(z) - \chi_2)S_\omega(z)dz$$

$$\ln \frac{S(L)}{S(0)} = \int_0^L (\chi_1(z) - \chi_2)dz$$

Пусть $\chi_1(z) \approx \langle \chi_1 \rangle$, где $T = e^{L(\langle \chi_1 \rangle - \chi_2)}$

После отражения от правого зеркала: $TS(0)R$

После отражения от левого зеркала: $T^2S(0)R_1R_2$

$$S(0) = S(0)T^2R_1R_2$$

$$e^{2L(\langle \chi_1 \rangle - \chi_2)}R_1R_2 = 1$$

$$\langle \chi_1 \rangle = \chi_2 + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1R_2}$$

Получили сразу в виде лазерного излучения.

3. Определить зависимость инверсной заселенности ($n_3 - n_2$) в зависимости от плотности фотонов накачки $\rho(\nu_{14})$, где $\nu_{14} = \frac{E_4 - E_1}{\hbar}$.

Из скоростных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{n_1}{dt} = -w_{41}(n_1 - n_4) + w_{21}n_2 + w_{41}n_4 \\ \frac{n_2}{dt} = -w_{32}(n_3 - n_2) + w_{32}n_3 + w_{21}n_2 \\ \frac{n_3}{dt} = -w_{32}(n_3 - n_2) + w_{43}n_4 + w_{32}n_3 \\ \frac{n_4}{dt} = -w_{14}(n_1 - n_4) + w_{41}n_4 + w_{43}n_4 \end{cases} \quad (29)$$

На ур-х 2 и 4 почти нет частиц, тк они быстро переходят на уровни 1 и 4, следовательно $n = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = n_1 + n_3$.

Приравнивая каждое из уравнений системы к нулю (стационарный режим) получим:

$$n_3 - n_2 = n \frac{w_{43}}{w_{32}} \frac{w_{21} - w_{32}}{w_{32} + w_{32}} \cdot \frac{w_{14}}{w_{14}(2 + \frac{w_{43}}{w_{32}}) + w_{14} - w_{43}}$$

4. Возможно ли создание инверсной населенности в 2-ч уровневой схеме в нестационарном случае в приближении балансных уравнений? Определим при заданной мощности накачки $B_{12}\rho$ время τ , через которое $N_1/N_2 = e$.

Скоростные уравнения:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = w_{21}(N_2 - N_1) + w_{21}N_2, & w_{21} = A_{21} \\ \frac{dN_2}{dt} = -w_{21}N_2 - w_{21}(N_2 - N_1), & w_{21} = B_{21}\rho \end{cases} \quad (30)$$

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = N_2(A_{21} + B_{21}\rho) - B_{21}\rho N_1, & \text{нестационарно} \\ \frac{dN_2}{dt} = -N_2(A_{21} + B_{21}\rho) + B_{21}\rho N_1, & \text{нестационарно} \end{cases} \quad (31)$$

$$\det(A - \lambda E) = 0 \Rightarrow \lambda_1 = -A_{21} - 2B_{21}\rho, \lambda_2 = 0$$

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} = C_1 \begin{pmatrix} A_{21} + B_{21}\rho \\ B_{21}\rho \end{pmatrix} + C_2 e^{-(A_{21} + 2B_{21}\rho)t} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

При $t = 0$, $N_1 = N$, $N_2 = 0 \Rightarrow C_1 = \frac{N}{A_{21} + 2B_{21}\rho}$, $C_2 = \frac{NB_{21}\rho}{A_{21} + 2B_{21}\rho}$.

Условие инв. зас. $N_2 > N_1$:

$$0 > A_{21} + 2B_{21}\rho e^{(\dots)t} \Rightarrow \text{Невозможно}$$

$$\tau = -\frac{\ln\left(1 - \frac{A_{21} + 2B_{21}\rho}{B_{21}\rho(e+1)}\right)}{A_{21} + 2B_{21}\rho}$$

5. Пусть соотношение населенностей $N_1/N_2 = e$ в термодинамическом равновесии при $T = 300\text{K}$. Вычислить частоту и длину волны излучения перехода. Какая область спектра?

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} = 1/e \Rightarrow \hbar\omega = kT$$

$$\omega = \frac{kT}{\hbar} \approx 3.9 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$$

$$\lambda \approx 48 \text{ мкм} - \text{ИК диапазон}$$

6. Какова должна быть температура кристалла АИГ: Nd^{3+} чтобы можно было считать, что лазер работал

7. Найти кол-во продольных мод лазера АИГ: Nd^{3+} , $L = 1\text{м}$, $\delta\nu = 190 \text{ ГГц}$.

Резонансные частоты: $\nu_q = q \frac{c}{2Ln}$. $\lambda = 1.064 \text{ нм}$, $n = 1.12$ и $\nu_q \approx 1.5 \cdot 10^8$.

Кол-во мод: 1200.

9. Условие генерации в лазере и виды потерь.

Условие стационарной генерации: $R_1 R_2 e^{2L\sigma(n_2 - n_1) - \chi_2} = 1$

Потери:

- Потери от зеркал
- Рассеяние на излучательных центрах
- Возбуждение излучательных центров

10. Принципы работы методов модуляции добротности.

1. Пассивная

Просветляющие фильтры, $\Delta E = \hbar\omega$, резонансное поглощение, $n_1 < n_2 \rightarrow$ просветление.

2. Оптико-механический

Вращение одного из зеркал вокруг оси.

+ простые, недорогие, для любой длины волны

- шумные, медленная модуляция добротности.

3. Акустооптический

Изменение n при распространении ультразвука в среде. Прозрачные материалы с большими значениями акустооптических постоянных.

+ мало потерь, могут работать в импульсном режиме

- медленная модуляция добротности.

4. Электрооптический

Эффект Поккельса - двойное лучепреломление при наложении постоянного/переменного эл.поля.

Линейно по полю. E_x, E_y - разложение луча, пад. под углом 45° на XY плоскость.

$\Delta\varphi = kL\Delta n$, $\Delta n = n_x - n_y$. $\Delta\varphi = \pi/2 \rightarrow$ поляризация по кругу. После зеркала будет $\Delta\varphi = \pi$.

Таким образом, линейная поляризация по перпендикулярной изначальной траектории не пройдет через поляризатор.

11. Наиболее эффективный режим (модул. добр, свободная генерация)?

Эффективность лазера выше в свободной генерации, тк в режиме модуляции добротности существенная часть времени тратится на рост импульса в условиях высоких потерь.