

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА С КВАЗИТРЕХУРОВНЕВОЙ СХЕМОЙ

И. В. СТАШКЕВИЧ¹, Ю. В. КОРЕНОВСКАЯ¹

¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Республика Беларусь

Рассмотрено влияние температуры на генерационные характеристики лазера с квазитрехуровневой схемой. Анализ проводился для лазера с попутным диодным возбуждением и активной средой на основе иттриево-алюминиевого граната с неодимом. Использовалась точечная модель лазера и балансные (скоростные) уравнения, которые решались методом Рунге – Кутты четвертого порядка. Показано, что зависимость плотности потока фотонов от времени имеет пиковую структуру, постепенно переходящую в непрерывный режим генерации. При повышении температуры стационарное значение плотности потока фотонов уменьшается, однако это уменьшение не превышает 10 % при изменении температуры от 0 до 100 °С. Значительно сильнее это изменение температуры сказывается на пороге генерации, который повышается примерно в 5 раз. Поскольку нижний уровень расщепляется на 5 подуровней, рассмотрены условия получения генерации при переходах на каждый из них. Показано, что чем ниже подуровень, тем выше порог генерации, причем разность порогов при генерации на нижний и верхний подуровни составляет почти 2 порядка. С уменьшением энергии подуровня, на который идет генерация, время выхода плотности потока фотонов на стационарное значение увеличивается.

Ключевые слова: квазитрехуровневый лазер; плотность потока фотонов; порог генерации.

TEMPERATURE DEPENDENCE GENERATION OF QUASI-THREE-LEVEL ND LASER

I. V. STASHKEVICH^a, Y. V. KARANOUSKAYA^a

^aBelarusian State University, Nezavisimosti avenue, 4, 220030, Minsk, Republic of Belarus

Generation of neodymium lasers based on a quasi-three-level scheme is characterized by a higher threshold compared with a four-level scheme due to a significant population of the lower laser level because of the Boltzmann particle distribution at the ground-state sublevels. This distribution is determined by the medium temperature. In the paper consideration is given to the temperature effect on the generation characteristics of lasers with a quasi-three-level scheme. The analysis is performed for a diode end-pumping laser using the active medium based on yttrium aluminum garnet with neodymium. A point model was applied; the rate equations were solved by the fourth order Runge – Kutta method. It is shown that the dependence of the photon flux density on time has a spike structure gradually going to a continuous generation mode. With increasing temperature, a stationary value of the photon flux density is reduced but this reduction is below 10 % for temperature variations from 0 to 100 °C. The effect of temperature is much greater for the lasing threshold that is increased approximately by a factor of 5. Since the lower level is split into five sublevels, conditions of lasing are considered on transitions to every sublevel. It is shown that the lower the sublevel the higher the generation threshold, the difference in the thresholds to the lower and the upper sublevels being about two orders of magnitude. With the decreased energy of a sublevel to which the generation is realized, time needed for the photon flux density to reach its steady-state value is growing.

Key words: quasi-three-level laser; photon flux density; generation threshold.

Образец цитирования:

Сташкевич И. В., Кореновская Ю. В. Влияние температуры на генерационные характеристики неодимового лазера с квазитрехуровневой схемой // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2016. № 1. С. 68–74.

For citation:

Stashkevich I. V., Karanouskaya Y. V. Temperature dependence generation of quasi-three-level Nd laser. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 1. P. 68–74 (in Russ.).

Авторы:

Игорь Вячеславович Сташкевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Юлия Владимировна Кореновская – студентка физического факультета.

Authors:

Ihar Stashkevich, doctor of physics and mathematics, docent; docent at the department of laser physics and spectroscopy, school of physics.

Stashkevitch@bsu.by

Yuliya Karanouskaya, student at the school of physics.

Наиболее перспективный метод получения высококогерентного излучения в синем диапазоне длин волн – преобразование во вторую гармонику излучения неодимового лазера, работающего по квазитрехуровневой схеме. В этом случае генерация происходит на длинах волн в диапазоне 940 нм на переходах ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{9/2}$, причем нижним лазерным уровнем обычно является самый верхний подуровень расщепленного основного состояния. Генерация по такой схеме получена на нескольких кристаллических матрицах с неодимом [1–3]. Поскольку энергия нижнего лазерного уровня невысока, он оказывается частично заселенным в результате тепловых переходов и температура активного вещества будет сильно влиять на условия накачки и генерации. Детальному анализу этого влияния посвящена данная статья. В качестве лазерного материала рассматривается иттриево-алюминиевый гранат с неодимом (Nd : YAG), однако полученные выводы применимы и к другим матрицам с неодимом, так как они незначительно отличаются только величиной расщепления нижнего уровня и временем жизни возбужденного состояния.

Модель лазера

Энергетические уровни ионов неодима Nd^{3+} в кристалле иттриево-алюминиевого граната, участвующих в генерации по квазитрехуровневой схеме, схематически изображены на рис. 1. Уровень ${}^4I_{9/2}$ является основным. С него на верхний энергетический уровень ${}^4F_{5/2}$ переходят атомы, поглощая излучение полупроводникового лазера длиной волны $\lambda = 808$ нм.

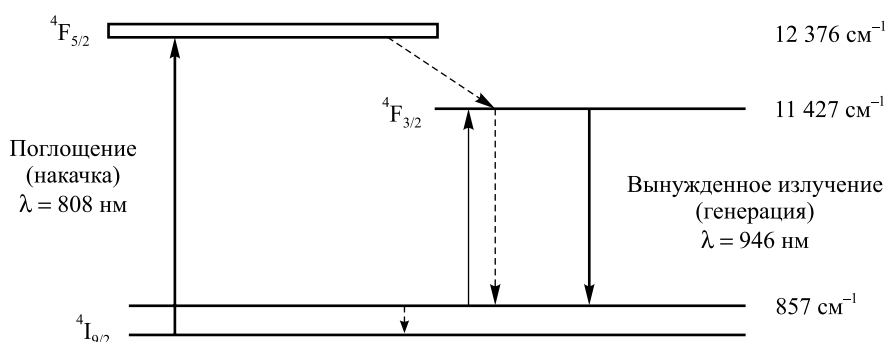


Рис. 1. Энергетические уровни иона Nd^{3+} в кристалле Nd : YAG с квазитрехуровневой схемой генерации

С уровня энергии ${}^4F_{5/2}$ атомы неодима без излучения переходят на нижележащий уровень ${}^4F_{3/2}$, что происходит из-за механического взаимодействия – колебания или столкновения. Время жизни верхнего уровня ${}^4F_{5/2}$ очень короткое, порядка 10^{-8} с. Уровень ${}^4F_{3/2}$ является метастабильным ($\tau = 0,23$ мс) [4].

Генерация происходит на длине волны 946 нм на переходах ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{9/2}$, причем нижним лазерным уровнем является самый верхний подуровень расщепленного основного состояния. Его энергия составляет 857 cm^{-1} [5], вследствие чего он частично заселен в результате тепловых переходов.

Принципиальное отличие от четырехуровневой схемы заключается в том, что нижний уровень, вынужденные переходы на который мы рассматриваем, является подуровнем основного состояния. При комнатной температуре населенность его составляет 0,7 %, а с ростом температуры это значение увеличивается. Для возможности генерации лазерного излучения необходимо создание инверсной населенности уровней. Для квазитрехуровневой схемы в данном случае это непростая задача, так как происходит достаточно сильное перепоглощение, т. е. обратные переходы частиц из нижнего в верхнее состояние. Кроме того, значение площади эффективного сечения испускания, которая характеризует вероятность необходимого перехода с испусканием, примерно на порядок ниже, чем в случае четырехуровневой схемы [6].

В данной работе использовалась «точечная» модель лазера, основное допущение – требование малости времени поперечной релаксации T_2 по сравнению со временем жизни фотона в резонаторе T_c и временем продольной релаксации T_1 :

$$T_2 \ll T_1; T_2 \ll T_c.$$

В твердотельных оптических генераторах, каким является неодимовый лазер, эти неравенства всегда выполняются [7].

В лазере с попутным диодным возбуждением активный элемент представляет собой кристаллическую пластинку длиной 2 мм, длина резонатора – 200 мм. Диаметр области, на которую падает излучение полупроводникового лазера, составляет 0,3 мм. Среда иттриево-алюминиевого граната легирована ионами неодима Nd^{3+} . Типичные уровни легирования для кристалла YAG – 1 ат. %. Соответствующая объемная плотность (Ns) ионов неодима в кристалле равна $1,38 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} . Показатель преломления среды $n = 1,82$ [2].

Активный элемент находится в резонаторе между двумя зеркалами с коэффициентами отражения ρ 100 и 97 %. Накачка осуществляется полупроводниковым лазером. Он дает монохроматическое узкополосное излучение на длине волны $\lambda = 0,808$ мкм. Мощность (P_0) накачки равна 1 Вт, однако при моделировании процесса генерации значение мощности накачки регулируется.

Рассмотрим возможность генерации лазерного излучения при вынужденных переходах на подуровни основного состояния $^4I_{9/2}$, которые являются существенно заселенными вследствие тепловых процессов.

Известно, что в равновесном состоянии населенности уровней подчиняются распределению Больцмана:

$$N_i = C e^{-(E_i - E_0)/kT},$$

где N_i – населенность i -го уровня; E_i, E_0 – энергия i -го и основного уровней; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Значение константы определяется условием нормировки плотности вероятности нахождения молекулы в том или ином состоянии [6]:

$$C = \frac{1}{\sum_i e^{-E_i/kT}}.$$

Исходя из требования нормировки, можно определить значение населенностей для каждого из подуровней основного состояния.

$$\frac{N_i}{N} = \frac{e^{-E_i/kT}}{\sum_i e^{-E_i/kT}},$$

где N_i – населенность i -го уровня; N – общее число частиц; E_i – энергия i -го уровня.

Стоит отметить, что населенности более высоколежащих уровней пренебрежимо малы по сравнению с основным состоянием и в дальнейшем эти уровни исходно будут считаться незаселенными.

Балансные уравнения

В неравновесном состоянии, в условиях генерации, для расчета выходной мощности генерируемого излучения необходимо составить систему балансных (скоростных) уравнений [7]. Систему скоростных уравнений, описывающих генерацию в неодимовом лазере при учете переходов между четырьмя энергетическими уровнями (см. рис. 1), представим следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dn_3}{dt} &= -\frac{n_3}{\tau_3} + R_0 \sigma_a (N_s - n_3 - n_2 - n_1), \\ \frac{dn_2}{dt} &= -\frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_3}{\tau_3} + S_0 \sigma_e (n_2 - n_1), \\ \frac{dn_1}{dt} &= -\frac{n_1}{\tau_1} + \frac{n_2}{\tau_2} + S_0 \sigma_e (n_2 - n_1), \\ \frac{dS}{dt} &= v_c \mu S_0 \sigma_e (n_2 - n_1) - S \cdot rts, \\ N_s &= n_3 + n_2 + n_1 + n_0, \end{aligned} \tag{1}$$

где n_i – плотность населенности i -уровня; t_i – время жизни i -уровня (мкс); R_0 – скорость когерентной накачки верхнего лазерного уровня (фотон/(см² · мкс)); σ – площадь эффективного сечения перехода (см²); эффективное сечение поглощения $\sigma_a = 7,7 \cdot 10^{-20}$; эффективное сечение вынужденного излучения $\sigma_e = 5 \cdot 10^{-20}$; N_s – объемная плотность ионов неодима в кристалле (ат/см³); S – плотность потока генерируемого излучения внутри резонатора (фотон/(см² · мкс)); v_c – скорость света в среде (см/мкс); μ – характеризует степень заполнения резонатора активной средой, rts – величина, обратная времени жизни фотона в резонаторе (мкс⁻¹).

Поясним суть слагаемых в приведенной системе скоростных уравнений. Величины вида n_i/t_i описывают скорость спонтанного безызлучательного перехода между уровнями. Взятые с положительным знаком слагаемые $+n_i/t_i$ говорят об увеличении населенности при спонтанном переходе на данный

уровень энергии. Отрицательный знак перед величиной n_i/t_i обусловлен уменьшением населенности уровня энергии при спонтанном переходе с него.

Коэффициент $R_0 \cdot \sigma$ определяет скорость переходов при возбуждении с основного уровня с населенностью n_0 . Коэффициент вида $\sigma \cdot S$ имеет смысл вероятности перехода с излучением энергии. Умножая этот коэффициент на величину $(n_2 - n_1)$, предполагаем возможность возбуждения на верхний лазерный уровень ${}^4F_{3/2}$ с уровня ${}^4I_{9/2}$ при ненулевой населенности последнего. Коэффициент $v_c \cdot \mu$ определяет вклад в усиление плотности потока фотонов при прохождении излучения внутри активного вещества. Слагаемое $S \cdot rts$ описывает потери излучения в резонаторе, обусловленные выходом излучения через полупрозрачное зеркало. Величина μ рассчитывается по формуле, которая характеризует степень заполнения резонатора активной средой [7]:

$$\mu = \frac{nar \cdot lar}{Lc + (nar - 1)lar}$$

Предполагается, что активная среда имеет полную длину Lar . Примем, что длина прокачиваемой области активной среды имеет такую же величину – $lar = Lar$; Lc – длина резонатора. Значение показателя преломления активной среды задано как nar .

Величина, обратная времени жизни фотона в резонаторе $1/tc$, характеризующая скорость (вероятность) потерь излучения в резонаторе лазера, может быть найдена из выражения [7]:

$$rts = \frac{c \left(\frac{-\ln(\rho)}{2} + \gamma \cdot Lar \right)}{Lc + (nar - 1)Lar}$$

где c – скорость света в вакууме; ρ – коэффициент отражения выходного полупрозрачного зеркала ($\rho = 97\%$); γ – показатель неактивных потерь излучения в активной среде (см^{-1}) ($\gamma = 0,002$).

Величина скорости возбуждения R_0 уровня n_3 для случая продольной накачки определяется из уравнения [7]

$$R_0 = \frac{P_0}{sar \cdot hv_a}$$

где $\frac{P_0}{sar}$ – плотность мощности излучения накачки, падающего на единицу площади активной среды;

hv_a – энергия кванта фотона накачки.

Приведенные выше уравнения, однако, никак не учитывают тепловую населенность нижнего уровня, на который происходит генерация. Для ее учета населенность первого уровня n_1 представим в виде двух слагаемых:

$$n_1 = n_0 \sum_i \frac{e^{-E_i/kT}}{e^{-E_i/kT}} + n, \tag{2}$$

где n_0 – плотность населенности основного уровня ${}^4I_{9/2}$; n – плотность населенности, связанная с генерацией; E_i – энергия i -го уровня.

Первое слагаемое обусловлено равновесной населенностью, это та часть, которая зависит от температуры. Второе слагаемое – это часть, связанная с изменениями населенности вследствие различных переходов на этот уровень, в частности вынужденных поглощения и испускания. Таким образом, эта сумма подставляется в систему балансных уравнений и разрешается уравнение относительно новой переменной n .

Система из четырех балансных уравнений (1) является нелинейной, так как все уравнения взаимозависимы и содержат коэффициент нелинейности вида $S(t) \cdot n_i(t)$. Расчет плотности потока фотонов сводится к решению системы нелинейных дифференциальных уравнений с заданными начальными условиями. Начальная плотность потока фотонов в резонаторе задавалась равной $10^{-10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{мкс}$.

Решение находилось явным методом Рунге – Кутты четвертого порядка с адаптацией шага [8]. Плотность узлов решения составляет четыре точки на одну микросекунду.

Генерация на длине волны 946 нм

Из решения системы получаем зависимость плотности потока фотонов генерируемого излучения внутри резонатора от времени, от этой величины можно перейти к мощности, умножив ее на площадь активной среды и на энергию фотона. На графике (рис. 2) представлена зависимость этой величины от времени. Зависимость плотности потока от времени $S(t)$ имеет характерные релаксационные колебания, постепенно переходящие в непрерывный режим генерации излучения. Подобную релаксационную картину называют пиковой структурой излучения. Пики совпадают по времени с моментами наступления инверсной населенности.

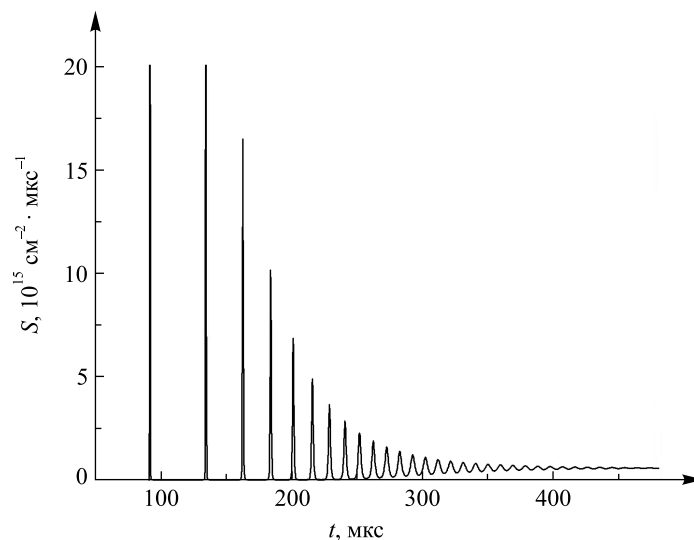


Рис. 2. Зависимости плотности потока фотонов (S) в резонаторе от времени

Таким образом, интенсивность генерации представляет собой пиковую структуру с выходом на стационарное значение. Время этого выхода составляет порядка сотен микросекунд в зависимости от мощности накачки и температуры. Очевидно, что при увеличении температуры должно уменьшаться стационарное значение интенсивности. Этот результат также получается из расчетов.

При возрастании температуры увеличивается населенность уровня, генерация на который здесь рассматривается. Это связано с тем, что уровень является подуровнем основного состояния, его населенность существенна и достигает 1 %. Из формулы (2) видно, что населенность возрастает, так как увеличивается вклад со стороны слагаемого, обусловленного бoльцмановским распределением. Это затрудняет создание инверсной населенности, а следовательно, при увеличении температуры должно уменьшаться стационарное значение интенсивности генерации.

Плотность потока фотонов генерируемого излучения в резонаторе уменьшается примерно на 10 % при увеличении температуры от 0 до 100 °С, как видно из графика на рис. 3.

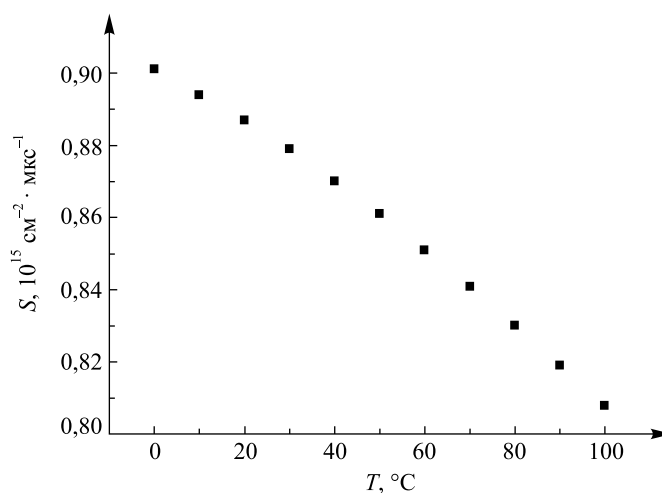


Рис. 3. Зависимость стационарного значения плотности потока фотонов (S) в резонаторе от температуры

Важной характеристикой является пороговая мощность накачки, или порог генерации. Стоит отметить, что для данной квазитрехуровневой модели значение порога генерации примерно на порядок больше, чем для четырехуровневой модели при генерации на длине волны 1064 нм [4], что, в свою очередь, связано с существенной населенностью нижнего уровня. В случае четырехуровневой схемы начальная населенность нижнего уровня, на который происходят вынужденные переходы, пренебрежимо мала и принимается равной 0. В случае же рассмотрения генерации на верхний подуровень основного уровня ${}^4I_{9/2}$ эта населенность уже не является пренебрежимо малой величиной, что и объясняет возрастание значения пороговой мощности накачки.

Кроме того, в квазитрехуровневой схеме населенность нижнего уровня существенно зависит от температуры. В нашей модели эта зависимость учитывается за счет вклада в общую населенность уровня равновесного слагаемого, обусловленного распределением Больцмана. На рис. 4 приведен график зависимости порога генерации от температуры.

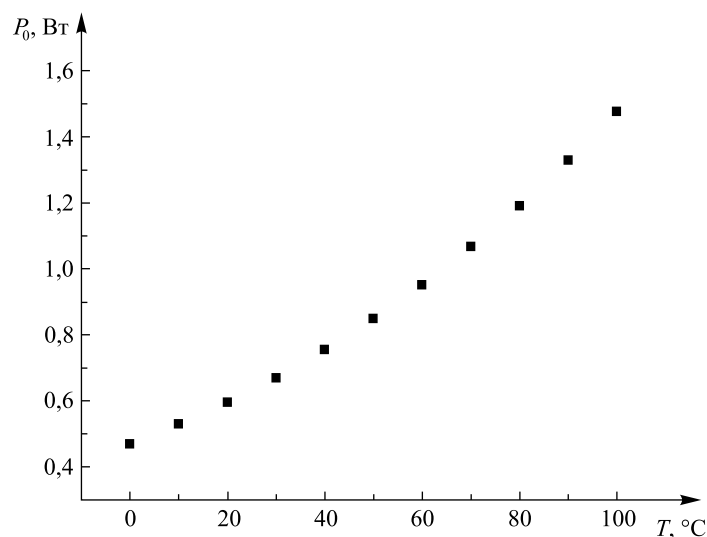


Рис. 4. Зависимость пороговой мощности (P_0) накачки от температуры кристалла

Естественно, чем выше температура, тем больший вклад в населенность нижнего уровня вносит равновесное слагаемое и тем больше порог генерации. Таким образом, порог генерации сильно зависит от температуры кристалла и при увеличении ее от 0 до 100 °C возрастает примерно в 5 раз.

Генерация на различные подуровни ${}^4I_{9/2}$

До сих пор рассматривалась возможность генерации с переходом на верхний подуровень основного состояния – это генерация на длине волны 946 нм. Однако нижний уровень ${}^4I_{9/2}$ расщепляется на 5 подуровней с энергиями 857; 311; 197; 134 и 0 см^{-1} соответственно. В дальнейшем рассмотрим возможности генерации на каждый из данных подуровней, при этом для конкретного случая длина волны генерируемого излучения будет изменяться.

Естественно предположить, что чем ниже находится подуровень, генерация на который рассматривается, тем больше его начальная населенность и тем сложнее будет создать необходимую для генерации лазерного излучения инверсию населенностей. Так, из формулы (1) следует, что для верхнего подуровня начальная равновесная относительная населенность составляет 0,7 %, для нижележащего подуровня с энергией 311 см^{-1} – 10 %, для подуровня 197 см^{-1} – 18 %, 134 см^{-1} – 25 % и, наконец, для основного нижнего подуровня населенность равна примерно 46 %.

Зависимость плотности потока фотонов внутри резонатора для каждого из подуровней как функции времени графически представлена на рис. 5. Эта зависимость получена из решения системы балансных уравнений путем изменения соответствующих начальных данных при одинаковой мощности накачки и температуре.

Видно, что чем меньше энергия подуровня, генерация на который здесь рассматривается, тем позднее начинается генерация. Это является следствием того, что начальные населенности значительно возрастают для подуровней с более низкой энергией. Стационарное значение плотности потока фотонов генерируемого излучения также уменьшается при генерации на нижние подуровни, что связано с меньшей инверсией населенностей уровней, а значит, и меньшим усилением (таблица).

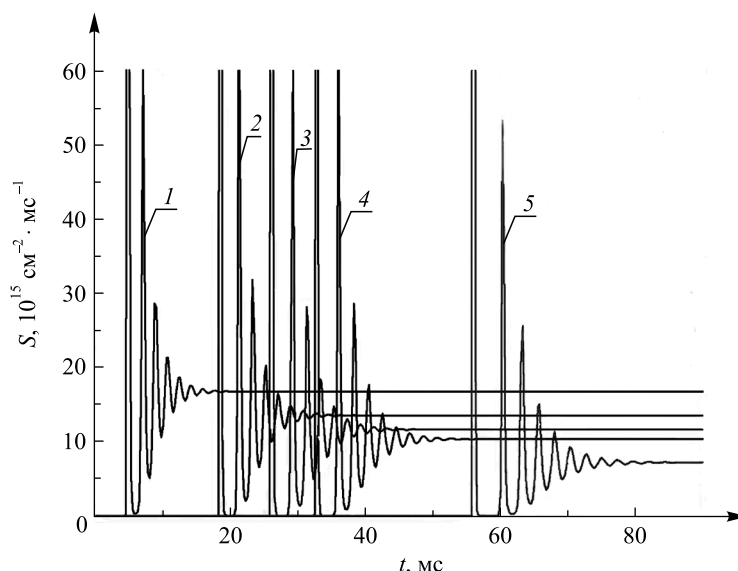


Рис. 5. Зависимости плотности потока фотонов (S) в резонаторе от времени при генерации на различные подуровни основного состояния, см^{-1} :
 1 – 857; 2 – 311; 3 – 197; 4 – 134; 5 – 0

Зависимость порога генерации от энергии соответствующего подуровня

Энергия подуровней ${}^4I_{9/2}$ и пороговая мощность накачки при генерации на соответствующие уровни				
Энергия подуровня, см^{-1}				
0	134	197	311	857
Порог генерации, Вт				
22	14,5	12	9,8	0,5

Данные таблицы свидетельствуют, что с увеличением энергии подуровня, генерация на который рассматривается, значение порога генерации существенно уменьшается. Так, для нижнего и верхнего подуровней величина порога генерации различается почти на два порядка. Но даже при переходе на подуровень 311 см^{-1} порог генерации увеличивается более чем на порядок по сравнению с верхним подуровнем, что делает бесперспективным получение генерации при переходах на нижние подуровни основного состояния.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК (REFERENCES)

1. Bjurshagen S., Evekull D., Koch R. Efficient generation of blue light by frequency doubling of a Nd : YAG laser operating on ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ transitions // *Appl. Phys.* 2003. Vol. 76. P. 135–141 [Bjurshagen S., Evekull D., Koch R. Efficient generation of blue light by frequency doubling of a Nd : YAG laser operating on ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ transitions. *Appl. Phys.* 2003. Vol. 76. P. 135–141 (in Engl.)].
2. Gao J., Yan R. P., Dai X. J., Yu X., Zhang L., Wu X. D. Quasi-Three-Level Neodymium Vanadate Laser Operation under Polarized Diode Pumping: Theoretical and Experimental Investigation // *Laser Phys.* 2012. Vol. 22, № 8. P. 1279–1285 [Gao J., Yan R. P., Dai X. J., Yu X., Zhang L., Wu X. D. Quasi-Three-Level Neodymium Vanadate Laser Operation under Polarized Diode Pumping: Theoretical and Experimental Investigation. *Laser Phys.* 2012. Vol. 22, No. 8. P. 1279–1285 (in Engl.)].
3. Li X., Aka G., Zheng L. H., Xu J., Yang Q. H. Laser operation in Nd : Sc_2SiO_5 crystal based on transition ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ of Nd^{3+} ions // *Opt. Mater. Express.* 2014. Vol. 4, № 3. P. 458–463 [Li X., Aka G., Zheng L. H., Xu J., Yang Q. H. Laser operation in Nd : Sc_2SiO_5 crystal based on transition ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ of Nd^{3+} ions. *Opt. Mater. Express.* 2014. Vol. 4, No. 3. P. 458–463 (in Engl.)].
4. Сташкевич И. В., Тарасенко А. О. Влияние матрицы на генерационные характеристики неодима в DPSS-лазерах // Квантовая электроника : материалы IX Междунар. науч.-техн. конф. (Минск, 18–21 нояб. 2013 г.). Минск, 2013. С. 72.
5. Bjurshagena S., Kochb R., Laurell F. Quasi-three-level Nd : YAG laser under diode pumping directly into the emitting level // *Opt. Commun.* 2006. Vol. 261, № 1. P. 109–113 [Bjurshagena S., Kochb R., Laurell F. Quasi-three-level Nd : YAG laser under diode pumping directly into the emitting level. *Opt. Commun.* 2006. Vol. 261, No. 1. P. 109–113 (in Engl.)].
6. Зверев Г. М., Голяев Ю. Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М., 1994.
7. Храмов В. Ю. Расчет элементов лазерных систем для информационных и технологических комплексов. СПб., 2008.
8. Солодов А. П., Очков В. Ф. Mathcad. Дифференциальные модели. М., 2002.

Статья поступила в редколлегию 07.09.2015.
 Received by editorial board 07.09.2015.