

УДК.621.373.826

*О.Л. Головков, Г.А. Купцова, В.А. Степанов*

## ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ YAG:Nd-ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ ОДНОВРЕМЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ ДВУХ ДЛИН ВОЛН

*O.L. Golovkov<sup>1</sup>, G.A. Kuptsova<sup>2</sup>, V.A. Stepanov<sup>3</sup>*

<sup>1, 2</sup>Ryazan State Instrument-making Enterprise  
32 Seminarskaya St., Ryazan, 390000, Russia.

<sup>3</sup>Ryazan State University named for S.A. Esenin,  
46 Svobody St., Ryazan, 390000, Russia.

## SPECTRAL FEATURES OF YAG:Nd LASER EMISSION IN REGIME OF SIMULTANEOUS GENERATION OF TWO WAVELENGTHS

Экспериментально показано и теоретически обосновано уширение и смещение в коротковолновую область спектра излучения на длине волны 1064,15 нм YAG : Nd<sup>3+</sup>-лазера в режиме одновременной генерации двух длин волн: 1064,15 и 1064,50 нм.

ДЛИНА ВОЛНЫ. ЛАЗЕР НА YAG:Nd. СПЕКТР ГЕНЕРАЦИИ. ЛАЗЕРНЫЕ МОДЫ.

The broadening and the shift to the short-wave range of an emission spectrum at a wavelength of 1064.15 nm of YAG : Nd<sup>3+</sup> laser have been obtained experimentally and substantiated theoretically. The laser worked in regime of simultaneous generation of 2 wavelengths: 1064.15 and 1064.50 nm.

WAVELENGTH. YAG : Nd LASER. SPECTRUM OF GENERATIONS. LASER MODES.

Режим одновременной генерации на длинах волн 1064,15 и 1061,50 нм можно использовать для создания источников терагерцового излучения. Известно, что при комнатной температуре одновременная генерация на указанных длинах волн лазером на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом (далее – YAG-лазером), генерирующим множество продольных мод, возможна при выполнении следующих условий [1]:

кристалл YAG должен обладать двулучепреломлением;

ориентация данного кристалла должна обеспечивать максимальное двулучепреломление для плоскости поляризации, генерируемой лазером;

плоскость поляризации накачки должна быть ортогональна вектору поляризации излучения, который задается ориентацией окна Брюстера.

Системы уравнений [2, 3], описываю-

щие генерацию YAG-лазера, имеют ограничения, не позволяющие точно решить задачу нахождения модового состава генерации с двух энергетических подуровней мультиплета  $^4F_{3/2}$ , имеющего три близких контура усиления.

Данная статья посвящена определению системы уравнений, описывающих генерацию YAG-лазера с двух энергетических подуровней мультиплета  $^4F_{3/2}$ , имеющего три близких контура усиления, а также сравнению полученных результатов расчета с экспериментальными данными.

### Теоретическая часть

Для описания многомодовой генерации гранатового лазера с учетом генерации с двух подуровней мультиплета  $^4F_{3/2}$  удобно использовать систему уравнений Танга – Статца – Демарса (Tang – Statz – DeMars) [2]:

$$\frac{dm_k}{d\tau} = Gm_k \left[ L_k^{(1)}(n_0 + n_k) + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + (L_k^{(2)} + L_k^{(3)})(n'_0 + n'_k) - 1 - \beta_k \Big]; \\
 \frac{dn_0}{d\tau} &= A - n_0 \left( 1 + \sum_{m=1}^M L_m^{(1)} m_m \right) - \sum_{m=1}^M L_m^{(1)} m_m n_m; \\
 \frac{dn_k}{d\tau} &= -n_k \left( 1 + \sum_{m=1}^M L_m^{(1)} m_m \right) - \frac{1}{2} L_k^{(1)} m_k n_0; \\
 \frac{dn'_0}{d\tau} &= A' - n'_0 \left( 1 + \sum_{m=1}^M (L_m^{(2)} + L_m^{(3)}) m_m \right) - \\
 & - \sum_{m=1}^M (L_m^{(2)} + L_m^{(3)}) m_m n'_m; \\
 \frac{dn'_k}{d\tau} &= -n'_k \left( 1 + \sum_{m=1}^M (L_m^{(2)} + L_m^{(3)}) m_m \right) - \\
 & - \frac{1}{2} (L_k^{(2)} + L_k^{(3)}) m_k n'_0,
 \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\beta_k$  – потери  $k$ -й моды;  $n_0$ ,  $n_k$  – пространственно-однородная инверсия и ее решетки на переходе с верхним рабочим подуровнем  $A$  ( $11507 \text{ см}^{-1}$ );  $n'_0$ ,  $n'_k$  – та же инверсия и ее решетки, но на переходе с верхним рабочим подуровнем  $B$  ( $11423 \text{ см}^{-1}$ );  $L_k^{(i)}$  – лоренцевы формы линий усиления  $i$ -й компоненты, нормированные к сечению перехода  $\sigma_i$ , равные:

$$\begin{aligned}
 L_k^{(1)} &= \left[ 1 + ((p-k)\Delta_0)^2 \right]^{-1}; \\
 L_k^{(2)} &= \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \left[ 1 + ((p-k)\Delta_0 + \Delta_2)^2 \right]^{-1}; \\
 L_k^{(3)} &= \frac{\sigma_3}{\sigma_1} \left[ 1 + ((p-k)\Delta_0 + \Delta_3)^2 \right]^{-1}; \\
 \Delta_2 &= \frac{\omega_0^{(2)} - \omega_0^{(1)}}{\gamma_{\perp}}; \quad \Delta_3 = \frac{\omega_0^{(3)} - \omega_0^{(1)}}{\gamma_{\perp}},
 \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\omega_0^{(1)}$  – центр сильной линии усиления на длине волны  $\lambda = 1064,15 \text{ нм}$ ;  $\omega_0^{(2)}$ ,  $\omega_0^{(3)}$  – центры линий усиления на длинах волн  $1061,5$  и  $1064,4 \text{ нм}$ , соответственно;  $\Delta_0$  – межмодовый интервал, задаваемый длиной резонатора;  $A$ ,  $A'$  – параметры накачки на подуровни  $A$  и  $B$ , соответственно.

Поскольку «время жизни» на мультиплете  ${}^4F_{3/2}$  составляет  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ , а время кросс-релаксации между подуровнями мультиплета  ${}^4F_{3/2} - 10^{-7} \text{ с}$ , можно утверждать, что как только произойдет обеднение населенности какого-либо из подуровней, сразу же восстановятся населенности подуровней в соответствии с распределением

Больцмана. В связи с этим не обоснованы предположения, что  $A/A' = 3$  [2] и что между инверсиями подуровней существует кросс-релаксация  $w_{AB}$  и  $w_{BA}$  [3].

В результате решения системы уравнений (1), учитывающей постоянное распределение инверсии по подуровням в соответствии с законом Больцмана, получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 n'_0 &= \frac{1}{1+w} \left( A + A' - (1+\beta_k) \sum_{m=1}^M m_m \right); \\
 n_0 &= \frac{w}{1+w} \left( A + A' - (1+\beta_k) \sum_{m=1}^M m_m \right); \\
 n'_k &= \frac{F_1 \left( \frac{1+\beta_k - (L_k^{(2)} + L_k^{(3)})}{L_k^{(1)}} - n_0 \right)}{F_2 + F_1 \frac{L_k^{(2)} + L_k^{(3)}}{L_k^{(1)}}}; \\
 n_0 &= \frac{(1+\beta_k) - (L_k^{(2)} + L_k^{(3)})(n'_0 + n'_k)}{L_k^{(1)}} - n_k; \\
 m_k &= \frac{n_k \left( 1 + \sum_{m=1}^M L_m^{(1)} m_m \right)}{-0,5 L_k^{(1)} n_0},
 \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned}
 F_1 &= n'_0 (L_k^{(2)} + L_k^{(3)}) \left( 1 + \sum_{m=1}^M L_m^{(1)} m_m^{(1)} \right); \\
 F_2 &= n_0 L_k^{(1)} \left( 1 + \sum_{m=1}^M (L_m^{(2)} + L_m^{(3)}) (m_m^{(2)} + m_m^{(3)}) \right); \\
 w &= \frac{n_0}{n'_0} = \exp \left( \frac{E_B - E_A}{k_B T} \right)
 \end{aligned}$$

( $E_A$ ,  $E_B$  – энергии подуровней  $A$  и  $B$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана).

В связи с тем, что генерация двух длин волн YAG-лазера при температуре  $300 \text{ К}$  может осуществляться только при наличии двулучепреломления и использовании внутрирезонаторных поляризирующих элементов (окно Брюстера) [1], нами выдвинуто предположение, что потери на внутрирезонаторном поляризирующем элементе могут быть разными для разных длин волн.

С учетом межмодового интервала  $\Delta_0 = 0,05$  для удобства расчетов положим, что мода, соответствующая максимуму усиления на длине волны  $1064,15 \text{ нм}$ , имеет номер  $70$ , и тогда мода, соответствующая

щая максимуму усиления на длине волны 1064,40 нм, будет иметь номер 56, а мода, соответствующая максимуму усиления на длине волны 1061,50 нм, – номер 222.

На рис. 1 приведены результаты расчетов зависимости модового состава генерации излучения YAG-лазера от уровня потерь  $\beta_k$  на длине волны 1064,15 нм (при значениях  $\beta_k = 0,150, 0,225$  и  $0,250$ ). При этом уровень потерь излучения на длине волны 1061,50 нм  $\beta_k = 0,150$ ; длина резонатора – 30 мм, что соответствует межмодовому интервалу  $\Delta_0 = 0,05$ ; параметр накачки  $A = 10$ , температура кристалла – 300 К.

Из данных рис. 1 видно, что при росте разницы внутрирезонаторных потерь между длинами волн 1064,15 и 1061,50 нм до значения 0,075 происходит перескок генерации с длины волны 1064,15 на 1061,50 нм. Кроме того, из данных рис. 1, а видно, что

длина волны максимальной моды генерации сдвинута и соответствует значению 1064,23 нм, что не противоречит общеизвестным данным [4]. Из рис. 1, б видно, что при одновременной генерации двух длин волн максимальная мода генерации на длине волны 1064,15 нм сдвинулась до величины 1064,18 нм.

В реальных условиях перескока не происходит, а наблюдается одновременная генерация двух длин волн. Это обусловлено тем, что генерация осуществляется по всей длине кристалла граната и влияние двулучепреломления для разных сечений этого кристалла – различное. В связи с этим разные зоны кристалла генерируют либо на длине волны 1064,15 нм, либо на 1061,50 нм. Следовательно, следует ожидать, что ширина спектра излучения на длине волны 1064,15 нм при одноволновом излучении

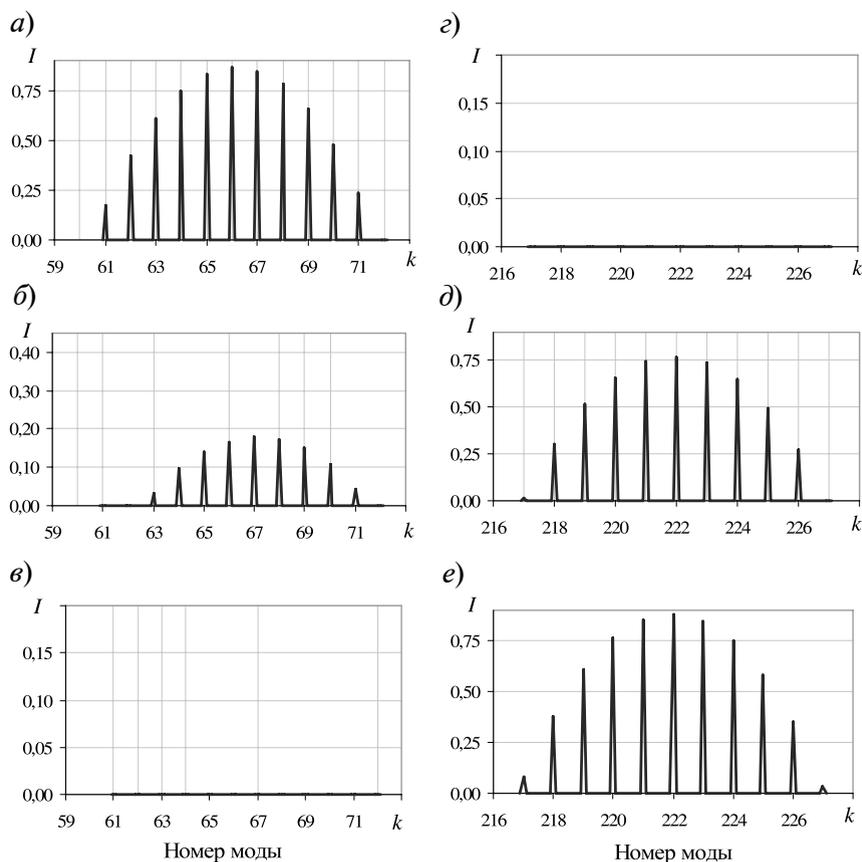


Рис. 1. Расчетные модовые составы лазерного излучения на длинах волн 1064,15 нм (а – в) и 1061,50 нм (г – е) при разных уровнях потерь  $\beta_k$  на 1064,15 нм и постоянном значении уровня потерь ( $\beta_k = 0,150$ ) на 1061,50 нм. Значения  $\beta_k$  на длине волны 1064,15 нм: 0,150 (а, г); 0,225 (б, д); 0,250 (в, е).  
 $T = 300$  К, параметр накачки  $A = 10$



будет меньше, чем при излучении двух длин волн.

В результате проведенных расчетов была также получена зависимость температуры, при которой происходит перескок длины волны генерации с 1061,50 на 1064,15 нм, от длины резонатора (рис. 2). Для расчетов использовались следующие параметры: потери  $\beta_k = 0,150$  на обеих длинах волн (1064,15 и 1061,50 нм), параметр накачки  $A = 10$ .

Данный эффект установлен впервые и требует дальнейших исследований.

### Экспериментальная часть

Для анализа структуры спектра генерации YAG-лазером двух длин волн (1064,15 и 1061,50 нм) использовался анализатор спектра лазерного излучения LM-5, имеющий точность измерения 0,05 нм. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.

Для эксперимента использовались активные элементы, вырезанные из монокристалла  $Y_3Al_5O_{12}$  (YAG) вдоль кристаллографической оси [001], в виде цилиндра диаметром 4 мм и длиной 10 мм, активированного ионами неодима концентрацией 1 ат.%. На входной торец активного элемента было нанесено селективное зеркало с коэффициентом отражения более 99 % на длине волны 1064 нм и высокой прозрачностью на длине волны 808 нм. Выходной торец активного элемента просветлили. Линейный резонатор лазера длиной 30 мм создавался селективным зеркалом, нанесенным на торец активного элемента, и сферическим зеркалом радиусом 200 мм с коэффициентом отражения 84 % на длине волны 1064 нм. Генерация осуществлялась на основной поперечной моде  $TM_{00}$ . Линейно поляризо-

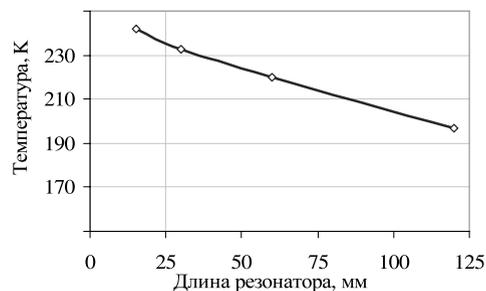


Рис. 2. Расчетная зависимость от длины резонатора температуры перескока длины волны генерации излучения YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазером со значения 1061,50 на 1064,15 нм

ванное излучение трех лазерных диодов на длине волны 808 нм суммарной мощностью 8,5 Вт фокусировалось на торец активного элемента зоной накачки 0,5×0,5 мм.

На рис. 4 приведены экспериментальные результаты по измерению спектров излучения YAG-лазера в нормальных условиях, при мощности лазерной накачки 8,5 Вт.

Анализ полученных спектров генерации YAG-лазера показал следующее:

при генерации на одной длине волны 1064,15 нм (см. рис. 4, б) часть ионов неодима генерирует на длине волны 1064,23 нм, что соответствует общеизвестному влиянию слабого перехода на спектр излучения сильной линии усиления;

при генерации на двух длинах волн (см. рис. 4, а) наблюдается уширение и смещение спектра генерации на длине волны 1064,15 нм в длинноволновую область спектра. Такое поведение спектра генерации подтверждает теоретические предсказания (см. рис. 1).

Таким образом, в статье теоретически описано и экспериментально доказано

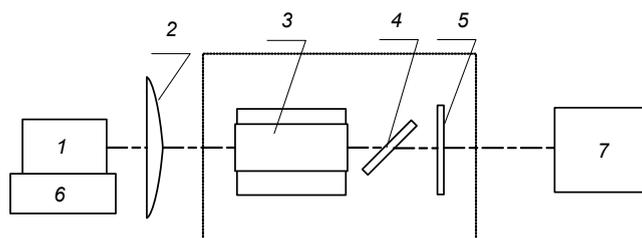


Рис. 3. Схема экспериментальной установки:

1 – полупроводниковые лазеры, 2 – линза фокусирующая, 3 – YAG:Nd<sup>3+</sup>-кристалл, 4 – окно Брюстера, 5 – выходное зеркало, 6 – термоэлектрический модуль с датчиком температуры, 7 – анализатор спектра лазерного излучения LM-5

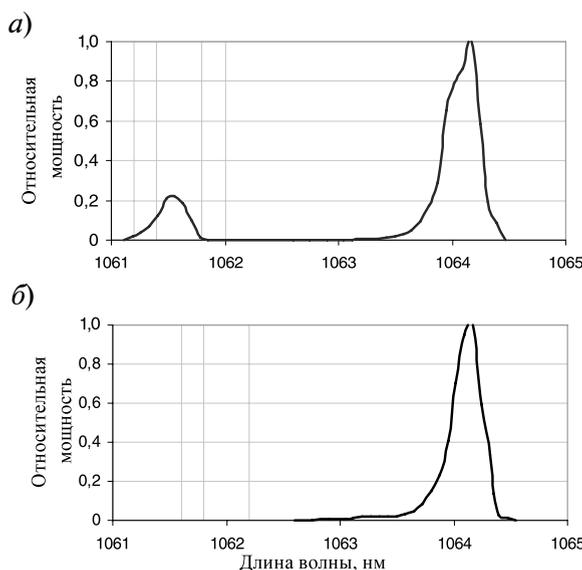


Рис. 4. Экспериментальные спектры генерации излучения YAG-лазером при его работе в разных режимах: *а* – одновременная генерация двух длин волн (1064,15 и 1061,50 нм); *б* – генерация одной длины волны (1064,15 нм)

влияние селективных потерь на генерацию YAG-лазером двух длин волн: 1064,15 и 1061,50 нм. Установлено, что в режиме одновременной генерации двух длин волн

(1064,15 и 1061,50 нм) происходит уширение и смещение в коротковолновую область спектра излучения на длине волны 1064,15 нм указанного лазера.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головков, О.Л. Непрерывная генерация двух длин волн 1064,15 и 1061,5 нм Nd:YAG-лазером [Текст] / О.Л. Головков, Г.А. Купцова, В.А. Степанов // Физика лазерных процессов и применение. Сб. научн. тр. Междунар. научн. семинара (Россия – Китай). – Рязань: РГУ им. С.А. Есенина, 2012. – С. 60–64.

2. Ханин, Я.И. Основы динамики лазеров [Текст] / Я.И. Ханин. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-

мат. лит.-ры, 1999. – 360 с.

3. Иевлев, И.В. Непрерывная двухволновая генерация в микрочип-Nd : YAG-лазерах [Текст] / И.В. Иевлев, И.В. Корюкин, Ю.С. Лебедева, П.А. Хандохин // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41 – С. 715 – 720.

4. Каминский, А.А. Лазерные кристаллы [Текст] / А.А. Каминский. – М.: Наука, 1975. – 256 с.

**ГОЛОВКОВ Олег Леонидович** – кандидат физико-математических наук, докторант кафедры общей и теоретической физики и методики преподавания физики Рязанского государственного университета им. С.А. Есенина, начальник бюро ОАО «Государственный Рязанский приборный завод».

390000, г. Рязань, Семинарская ул., 32  
golovkow@mail.ru

**КУПЦОВА Галина Александровна** – аспирантка кафедры общей и теоретической физики и методики преподавания физики Рязанского государственного университета им. С.А. Есенина.

39000, г. Рязань, ул. Свободы, 46

**СТЕПАНОВ Владимир Анатольевич** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей и теоретической физики и методики преподавания физики Рязанского государственного университета им. С.А. Есенина.

39000, г. Рязань, ул. Свободы, 46