

Непрерывная двухволновая генерация в микрочип-Nd:YAG-лазерах

И.В.Иевлев, И.В.Корюкин, Ю.С.Лебедева, П.А.Хандохин

Обнаружен режим одновременной двухволновой генерации в микрочип-Nd:YAG-лазерах на длинах волн 1061.5 и 1064.17 нм с продольной лазерной накачкой при комнатной температуре. Исследованы зависимости интенсивности генерируемых волн от температуры кристалла и мощности излучения накачки. Выявлены области параметров, в которых существует двухволновая генерация и установлены причины ее возникновения. Предложена модель, адекватно описывающая полученные экспериментальные результаты.

Ключевые слова: Nd:YAG-лазер, двухволновая генерация, линия усиления, структура уровней, сечение перехода.

1. Введение

Интерес к исследованию одновременной генерации на нескольких длинах волн в одном лазере [1–8] обусловлен возможностью применения таких режимов для ряда прикладных задач: резонансной голографической интерферометрии, оптической связи, мониторинга окружающей среды, лазерных радаров, генерации терагерцевого излучения. Основными лазерными переходами в ионах Nd^{3+} , которые имеют относительно большие сечения, являются переходы между мультиплетами ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ и ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Наиболее часто при разработке Nd:YAG-лазеров используются переходы с длинами волн $\lambda = 1064.15$ и 1338.1 нм. В некоторых экспериментах наблюдалась одновременная генерация на $\lambda = 1064$ и 1318 нм [1–3]. Эти переходы имеют общий верхний рабочий уровень (уровень А на рис.1,а, переход на $\lambda = 1318$ нм не показан). Поскольку сечение перехода на $\lambda = 1064$ нм в несколько раз превышает сечение перехода на $\lambda = 1318$ нм, то одновременная генерация на этих переходах достигается только при принятии специальных мер, направленных на уменьшение добротности резонатора на $\lambda = 1064$ нм.

В окрестности $\lambda = 1064$ нм существует еще один переход с большим сечением излучения – на $\lambda = 1061.5$ нм. Как показано в работах [9–11] сечение этого перехода существенно зависит от температуры кристалла: при низких температурах он оказывается доминирующим. При охлаждении лазерного кристалла до температуры $T \sim 230$ К пороги генерации на $\lambda = 1064$ и 1061.5 нм выравнивались и наблюдалась одновременная генерация на этих двух длинах волн. Однако при комнатных температурах для лазеров, генерирующих много продольных мод, излучение на $\lambda = 1061.5$ нм не наблюдалось.

Настоящая работа посвящена исследованию непрерывной генерации в микрочип-Nd:YAG-лазерах на $\lambda = 1061.5$

и 1064.17 нм. Насколько нам известно, это первое сообщение об одновременной генерации на указанных линиях при комнатной температуре. Далее одновременную генерацию на двух линиях усиления с центрами на $\lambda = 1061.5$ и 1064.17 нм будем называть двухволновым режимом генерации независимо от числа генерируемых продольных мод, относящихся к одной и той же линии.

Отметим, что наряду с возможными практическими применениями таких лазеров представляет интерес выявление причин, препятствующих реализации в них двухволнового режима генерации. Наличие общего верхнего лазерного уровня, дающего вклад в усиление на каждой из указанных длин волн является, на наш взгляд, ключевым фактором, и этому также посвящена настоящая работа.

2. Экспериментальная установка

Исследуемые микрочип-лазеры представляют собой плоскопараллельные пластинки алюмоиттриевого граната, активированного неодимом, с диаметром ~ 10 мм и различной толщиной (длиной резонатора). Диэлектрические зеркала, формирующие резонатор, напылены на плоские грани пластинок. Кроме того, входные грани просветлены на длину волны накачки 810 нм, а выходные имеют отражающие покрытия на этой же длине волны. Концентрация активных ионов Nd^{3+} в этих кристаллах составляла 1 ат.%.

Структура лазерных переходов на $\lambda = 1064.17$ и 1061.5 нм, представлена на рис.1,а [12, 13]. Линия с $\lambda = 1064.17$ нм формируется двумя переходами на $\lambda = 1064.15$ нм с сечением $\sigma_1 = 7.1 \times 10^{-19}$ см² (при $T = 300$ К) и на $\lambda = 1064.4$ нм с $\sigma_2 = 1.9 \times 10^{-19}$ см² [13]. Такая структура линии в значительной степени определяет динамику кольцевого Nd:YAG-лазера [14]. Слабый переход (на $\lambda = 1064.4$ нм) имеет общий верхний рабочий уровень В с переходом на $\lambda = 1061.5$ нм ($\sigma_3 = 4.7 \times 10^{-19}$ см²), что должно осложнять получение одновременной генерации на $\lambda = 1064.17$ и 1061.5 нм. На рис.1,б показана форма линий усиления алюмоиттриевого граната с неодимом для переходов, приведенных на рис.1,а. При $T = 300$ К ширины линий усиления на $\lambda = 1064.17$ и 1061.5 нм примерно одинаковы и равны 190 ГГц [13].

Схема экспериментальной установки представлена на рис.2. Линейно поляризованное излучение лазерного ди-

И.В.Иевлев, И.В.Корюкин, Ю.С.Лебедева, П.А.Хандохин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khando@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 19 января 2011 г., после доработки – 14 июня 2011 г.

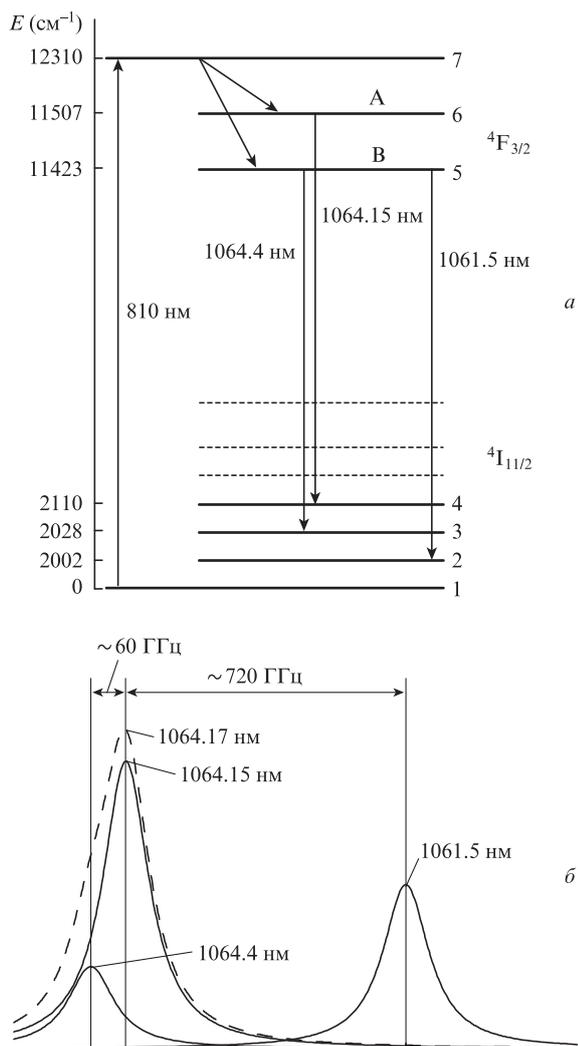


Рис.1. Структура лазерных переходов в ионах Nd^{3+} в алюмоиттриевом гранате (а) и соответствующие формы линий усиления (б).

ода системой линз Л1 и Л2 фокусировалось на поверхность активного элемента (микрочип-лазера). Фильтр Ф на выходе из Nd:YAG-лазера служил для отсечки излучения накачки от канала регистрации. С помощью нагревательного элемента задавалась температура кристалла, считывавшаяся электронным термометром. Излучение регистрировалось оптическим анализатором спектра с разрешением 0.05 нм. Взаимной юстировкой пучков лазера накачки и микрочип-лазера добивались генерации основ-

ной поперечной моды TEM_{00} . В работе использовались четыре микрочип-Nd:YAG-лазера с толщинами $L = 0.5, 1, 2$ и 4 мм. При таких длинах резонатора в полосу усиления на каждом переходе попадало от одной (для $L = 0.5$ мм) до четырех-пяти продольных мод.

3. Результаты экспериментов

В ходе экспериментов исследовались зависимости мощности генерируемых волн от двух параметров – температуры кристалла и мощности излучения накачки. Следует отметить, что в наших экспериментах изменение температуры активного элемента от 25°C до 90°C слабо влияло на сечение перехода (и линейный коэффициент усиления активной среды) на $\lambda = 1061.5$ нм, в отличие от работы [9], в которой диапазон изменения температуры был существенно шире. Поэтому в наших экспериментах основной эффект от изменения температуры – это изменение оптической длины резонатора, от которой зависят частоты продольных мод, т.е. сканирование мод резонатора по линиям усиления активной среды. Оценки показывают, что нагрев активного элемента приводит к изменению частот продольных мод на величину $\delta\nu = -3$ ГГц/К вследствие совместного действия термооптического эффекта и теплового расширения. При этом изменение межмодового интервала было незначительным (на три порядка меньше).

Двухволновая генерация была обнаружена для всех образцов. На рис.3 приведен типичный оптический спектр двухволновой генерации для образца с длиной резонатора 0.5 мм. Зависимости мощностей волн от температуры кристалла для лазера с резонатором длиной 0.5 мм показаны на рис.4. В этом лазере двухволновая генерация существует во всем диапазоне изменения температуры. Отчетливо видно влияние перестройки частот мод с температурой: в основной линии ($\lambda = 1064.17$ нм) одна мода прекращает генерироваться при $T \sim 50^\circ\text{C}$, когда ее отстройка от центра линии становится достаточно большой, тогда как другая мода, приближающаяся к центру линии, начинает генерироваться при $T \sim 68^\circ\text{C}$. При этом центральная мода генерируется во всем диапазоне изменения температуры и имеет максимум при $T \sim 60^\circ\text{C}$. С увеличением длины резонатора область существования двухволновой генерации сужается. Эту закономерность демонстрирует рис.5, на котором приведены зависимости пороговой мощности накачки при генерации на сильной и слабой линиях от температуры кристалла для разных длин резонатора. Так, в лазере с резонатором длиной 4 мм двухволновая генерация возможна лишь при больших мощ-

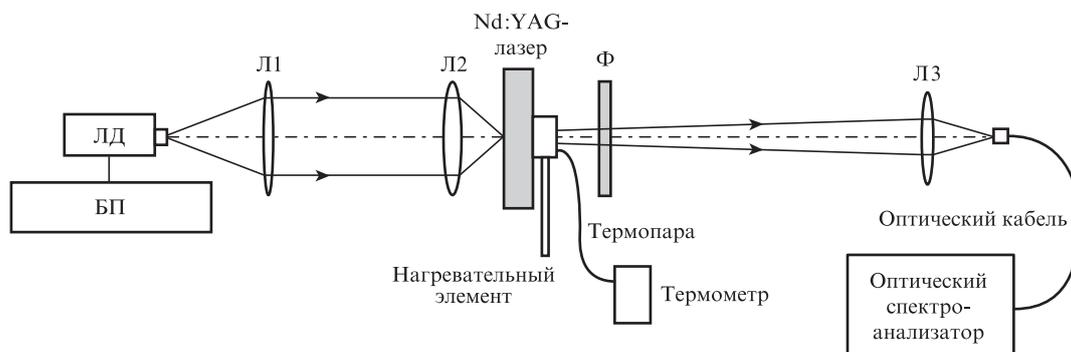


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

БП – блок питания лазера накачки; ЛД – лазерный диод накачки ($\lambda = 810$ нм); Л1, Л2, Л3 – собирающие линзы; Ф – спектральный фильтр на $\lambda = 810$ нм.

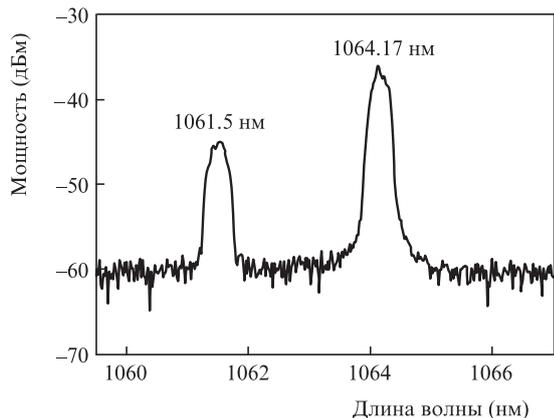


Рис.3. Оптический спектр генерации лазера с резонатором длиной 0.5 мм при мощности накачки $P = 1$ Вт.

ностях накачки в узком диапазоне изменения температуры ($\Delta T \approx 10^\circ\text{C}$).

Очевидно, что оптимальные условия для двухволновой генерации возникают при межмодовом интервале, сравнимом с ширинами линий усиления и обеспечивающем одночастотный режим генерации на каждом переходе. Именно такой случай реализовывался в наших экспериментах с самым коротким чип-лазером (рис.5,а): интервал между соседними продольными модами $\Delta\nu$ составлял ~ 165 ГГц, что сравнимо с шириной линии усиления при расстоянии между линиями $\Delta\nu_{12} = 720$ ГГц ($\Delta\nu_{12} - 4\Delta\nu = 60$ ГГц). Таким образом, изменяя температуру кристалла и перестраивая гребенку продольных мод относительно линий усиления, можно было создать условия, необходимые для двухволновой генерации. Уменьшение межмодового интервала путем перехода к более длинным образцам (рис.5,в,з) приводит к генерации нескольких продольных мод на линии с $\lambda = 1064.17$ нм и к большему насыщению ее слабой компоненты (1064.4 нм). Вследствие этого уменьшается уси-

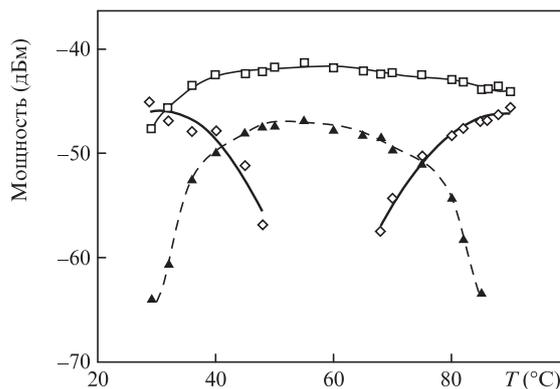


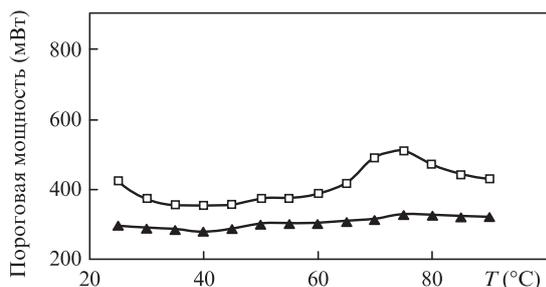
Рис.4. Зависимости мощности мод от температуры лазерного кристалла при $L = 0.5$ мм, $P = 1$ Вт. Сплошные кривые – мощности сильной моды (□) и двух слабых мод (◇) на линии с $\lambda = 1064.17$ нм. Штриховая кривая – мощность излучения на линии с $\lambda = 1061.5$ нм.

ление на линии с $\lambda = 1061.5$ нм и соответственно увеличивается порог генерации на данной длине волны.

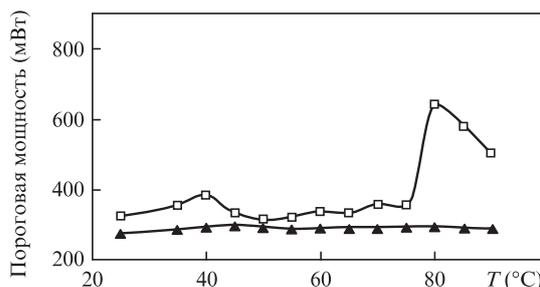
4. Результаты теоретического исследования

Представленные выше соображения учтены при построении модели многомодового Nd:YAG-лазера. Модель основана на известной системе уравнений Танга, Статца и ДеМарса [15, 16]. Эти уравнения были обобщены на случай трех линий усиления в предположении, что каждая мода резонатора взаимодействует со всеми линиями. Кроме того, учтены релаксационные переходы между близко расположенными верхними уровнями А и В терма $^4F_{3/2}$. В результате была получена следующая система уравнений:

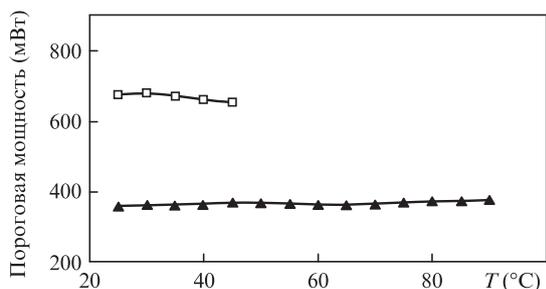
$$\frac{dI_k}{dt} = GI_k [g_k^{(1)}(D_0 - D_k) + (g_k^{(2)} + g_k^{(3)})(N_0 - N_k) - 1],$$



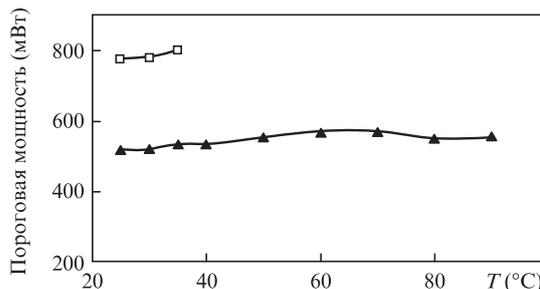
а



б



в



з

Рис.5. Зависимости пороговой мощности накачки при генерации излучения на $\lambda = 1061.5$ (□) и 1064.15 нм (▲) от температуры кристалла для лазеров с длиной резонатора $L = 0.5$ (а), 1 (б), 2 (в) и 4 мм (з).

$$\begin{aligned}
\frac{dD_0}{d\tau} &= A - D_0 \left(1 + \sum_{m=1}^M g_m^{(1)} I_m \right) + \sum_{m=1}^M g_m^{(1)} I_m D_m \\
&\quad - w_{AB} D_0 + w_{BA} N_0, \\
\frac{dD_k}{d\tau} &= - \left(1 + \sum_{m=1}^M g_m^{(1)} I_m \right) D_k + \frac{1}{2} g_k^{(1)} I_k D_0 \\
&\quad - w_{AB} D_k + w_{BA} N_k, \\
\frac{dN_0}{d\tau} &= A - N_0 \left[1 + \sum_{m=1}^M (g_m^{(2)} + g_m^{(3)}) I_m \right] \\
&\quad + \sum_{m=1}^M (g_m^{(2)} + g_m^{(3)}) I_m N_m - w_{BA} N_0 + w_{AB} D_0, \\
\frac{dN_k}{d\tau} &= - \left[1 + \sum_{m=1}^M (g_m^{(2)} + g_m^{(3)}) I_m \right] N_k \\
&\quad + \frac{1}{2} (g_k^{(2)} + g_k^{(3)}) I_k N_0 - w_{BA} N_k + w_{AB} D_k.
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь I_k – интенсивности генерируемых мод, нормированные на интенсивность насыщения перехода $6 \rightarrow 4$ ($\lambda = 1064.15$ нм); A – параметр накачки; D_0 и D_k – пространственно однородная инверсия и ее решетки на переходе с верхним рабочим уровнем А; N_0 и N_k – пространственно однородная инверсия и ее решетки на переходе с верхним рабочим уровнем В; w_{BA} и $w_{AB} = w_{BA}/w$ – скорости релаксационных переходов между уровнями А и В;

$$w = \exp\left(\frac{E_B - E_A}{k_B T}\right); \tag{2}$$

E_A и E_B – энергии уровней А и В; k_B – постоянная Больцмана [16]; M – число продольных мод; $G = 2\kappa/\gamma_{\parallel}$; $\tau = t\gamma_{\parallel}$; γ_{\parallel} и κ – скорости релаксации инверсии населенности и поля в резонаторе соответственно. В (1) учитываются все три вышеупомянутые линии с коэффициентами усиления (рис.1,б)

$$\begin{aligned}
g_k^{(1)} &= L_k^{(1)}, \quad g_k^{(2)} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} L_k^{(2)}, \quad g_k^{(3)} = \frac{\sigma_3}{\sigma_1} L_k^{(3)}, \\
L_k^{(1)} &= \{1 + [(p-k)\Delta_0 - \Delta]^2\}^{-1}, \\
L_k^{(2)} &= \{1 + [(p-k)\Delta_0 - \Delta - \Delta_2]^2\}^{-1}, \\
L_k^{(3)} &= \{1 + [(p-k)\Delta_0 - \Delta + \Delta_3]^2\}^{-1}, \\
\Delta_2 &= \frac{\omega_0^{(2)} - \omega_0^{(1)}}{\gamma_{\perp}} \approx -0.7, \quad \Delta_3 = \frac{\omega_0^{(3)} - \omega_0^{(1)}}{\gamma_{\perp}} \approx 9, \\
\Delta_0 &= \frac{\omega_{k+1} - \omega_k}{\gamma_{\perp}}, \quad \Delta = \frac{\omega_0^{(1)} - \omega_p}{\gamma_{\perp}},
\end{aligned} \tag{3}$$

где γ_{\perp} – полуширина однородной линии усиления (для рассматриваемых переходов $\gamma_{\perp} \sim 80-90$ ГГц); Δ_0 – межмодовый интервал; $\omega_0^{(1)}$ – центр линии усиления на переходе с $\lambda = 1064.15$ нм; ω_p – частота ближайшей к нему продольной моды с номером p ; Δ – отстройка этой моды от центра сильной линии усиления; $\omega_0^{(2)}$ и $\omega_0^{(3)}$ – центры линий усиления с $\lambda = 1064.4$ и 1061.5 нм соответственно. Изменение

отстройки Δ приводит к перестройке гребенки продольных мод по отношению ко всем трем линиям усиления.

Возникновение двухволновой генерации и ее основные особенности в случае самого короткого лазерного резонатора могут быть объяснены в рамках упрощенной модели. Во-первых, пренебрежем слабой компонентой линии с $\lambda = 1064.17$ нм, положив $g_k^{(2)} = 0$. Воспользовавшись экспериментальными результатами, ограничимся только одной модой, генерируемой на линии с $\lambda = 1061.5$ нм, и пренебрежем выжигаемой ею решеткой инверсии N_k . Считаем также, что каждая мода взаимодействует только с одной линией усиления. В этом случае система уравнений (1) существенно упрощается и принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
\frac{dI_k}{d\tau} &= GI_k [g_k^{(1)} (D_0 - D_k) - 1], \\
\frac{dI_{\alpha}}{d\tau} &= GI_{\alpha} [g_{\alpha}^{(3)} N_0 - 1], \\
\frac{dD_0}{d\tau} &= A - D_0 \left(1 + \sum_{m=1}^M g_m^{(1)} I_m \right) + \sum_{m=1}^M g_m^{(1)} I_m D_m \\
&\quad - w_{AB} D_0 + w_{BA} N_0,
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\frac{dD_k}{d\tau} = - \left(1 + \sum_{m=1}^M g_m^{(1)} I_m \right) D_k + \frac{1}{2} g_k^{(1)} I_k D_0,$$

$$\frac{dN_0}{d\tau} = A - N_0 (1 + g_{\alpha}^{(3)} I_{\alpha}) - w_{BA} N_0 + w_{AB} D_0,$$

где индекс α – номер единственной моды, генерируемой на линии с $\lambda = 1061.5$ нм.

Стационарное решение системы (5) может быть найдено аналитически при любом числе мод M , генерируемых в полосе усиления с $\lambda \sim 1064.15$ нм, и имеет вид

$$\begin{aligned}
I_k &= \frac{D_0 - 1/g_k^{(1)}}{g_k^{(1)} [S_1 - (M - 0.5)D_0]}, \quad I_{\alpha} = A - \frac{1 + w_{BA}}{g_{\alpha}^{(3)}} + w_{AB} D_0, \\
D_k &= D_0 - \frac{1}{g_k^{(1)}}, \quad N_0 = \frac{1}{g_{\alpha}^{(3)}}, \\
D_0 &= \frac{A}{2} + \frac{2S_1 + w_{AB} - \sqrt{R}}{2M - 1}, \\
R &= [2S_1 + A(M - 0.5) + w_{AB}]^2 \\
&\quad - 4(M - 0.5)(AS_1 + S_2 + w_{BA}/g_{\alpha}^{(3)}), \\
S_1 &= \sum_{m=1}^M \frac{1}{g_m^{(1)}}, \quad S_2 = \sum_{m=1}^M \left(\frac{1}{g_m^{(1)}} \right)^2.
\end{aligned} \tag{6}$$

Оно является обобщением стационарного решения уравнений Танга, Статца и ДеМарса, полученного в работе [17], на рассматриваемый случай двух линий усиления. Рассчитанные для лазерного резонатора длиной 0.5 мм зависимости стационарных интенсивностей мод от отстройки Δ (температуры кристалла) представлены на рис.6. Видно, что эти зависимости находятся в хорошем качественном согласии с экспериментом (рис.4). В генерации на $\lambda = 1064.15$ нм участвуют максимум две моды, что также со-

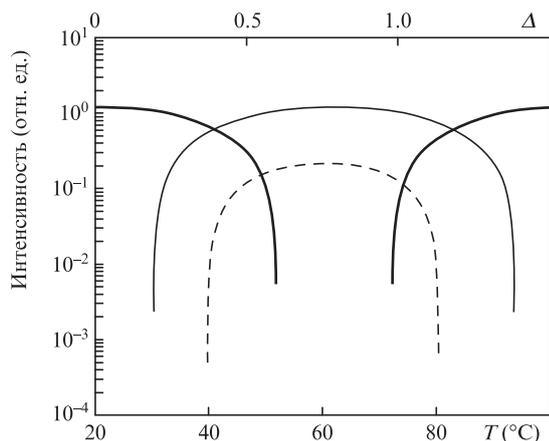


Рис.6. Зависимости интенсивностей мод от отстройки Δ (температуры кристалла) для лазера с резонатором длиной 0.5 мм – стационарное решение (6) упрощенной модели (5) при $A = 2$, $w_{BA} = 0.2$ и скорости перестройки мод -3 ГГц/К. Сплошные кривые – интенсивности мод, генерируемых на линии с $\lambda = 1064.17$ нм, штриховая кривая – на линии с $\lambda = 1061.5$ нм.

гласуется с экспериментом (рис.3). В расчете использовались релаксационные скорости $w_{BA} = 0.2$ и $w_{AB} = w_{BA}/w = 0.3$ ($w \approx 0.67$ при комнатной температуре), при которых имеет место наилучшее соответствие экспериментальным данным. Исследование влияния этих параметров на интенсивности генерируемых мод показало, что их уменьшение вызывает увеличение интенсивности моды, генерируемой на слабой линии (1061.5 нм). Таким образом, упрощенная модель (5) адекватно описывает экспериментальные результаты для лазера с коротким резонатором (большим межмодовым интервалом). Уменьшение межмодового интервала и, следовательно, увеличение числа мод в сильной линии приводят к уменьшению интенсивности моды в слабой линии, но полного ее подавления не происходит. Это подтверждает наше предположение о том, что для описания экспериментальных результатов, полученных при использовании более длинных лазерных резонаторов, необходимо учитывать вклад слабой линии с $\lambda = 1064.4$ нм.

Найти стационарное решение полной системы уравнений (1) аналитически не представляется возможным. Поэтому оно было найдено путем численного интегрирования системы (1). В этих расчетах фиксировались все параметры, кроме отстройки Δ , изменение которой моделировало изменение температуры кристалла. При различных межмодовых интервалах Δ_0 (длинах чип-лазера) рассчитывались зависимости, аналогичные приведенным на рис.6, по которым определялись максимальная интенсивность I_{α}^{\max} моды, генерируемой на переходе $5 \rightarrow 2$ ($\lambda = 1061.5$ нм), и максимальная суммарная интенсивность I_{Σ}^{\max} всех продольных мод, генерируемых в сильной линии ($\lambda = 1064.17$ нм). Полученные в результате зависимости $I_{\alpha}^{\max}(\Delta_0)$ и $I_{\Sigma}^{\max}(\Delta_0)$ при двух значениях параметра накачки A приведены на рис.7. Видно, что зависимости $I_{\alpha}^{\max}(\Delta_0)$ имеют немонотонный вид, демонстрируя высокую чувствительность условий генерации на слабой линии к расположению частот мод резонатора относительно центров линий усиления активной среды. Тем не менее просматривается общая тенденция к уменьшению интенсивности моды, генерируемой в слабой линии (кривые 1 и 2, проведенные через максимальные значения зависимости $I_{\alpha}^{\max}(\Delta_0)$), по мере уменьшения межмодового интервала и, следовательно, к увеличению числа генерируемых мод

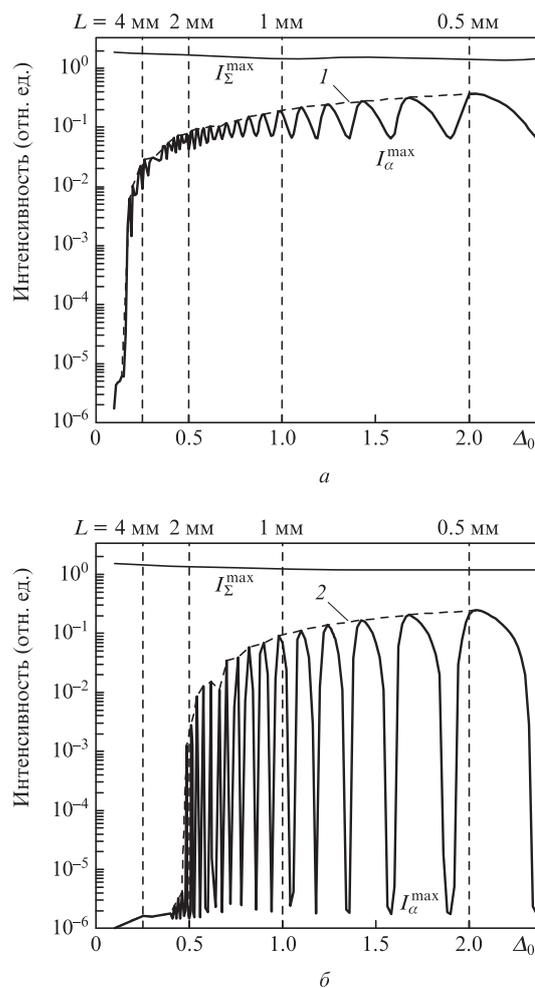


Рис.7. Зависимости I_{α}^{\max} и I_{Σ}^{\max} от межмодового интервала Δ_0 при параметре накачки $A = 2.0$ (а) и 2.2 (б), $w_{BA} = w_{AB} = 0$. Кривые 1 и 2 проведены через максимальные значения зависимости $I_{\alpha}^{\max}(\Delta_0)$. Вертикальными линиями отмечены длины резонаторов, соответствующие Δ_0 .

в сильной линии (от одной-двух при $\Delta_0 = 2$ до шести-семи при $\Delta_0 = 0.2$). Это подтверждает высказанное ранее утверждение о том, что многомодовый режим генерации на сильном переходе является причиной подавления генерации на слабом переходе.

Данные, приведенные на рис.7, получены без учета релаксационных процессов между верхними лазерными уровнями ($w_{BA} = w_{AB} = 0$). При использовании упрощенной модели (5) было показано, что релаксационный обмен между этими уровнями играет важную роль в установлении генерации на разных длинах волн. В эксперименте температура активного элемента изменялась от 20°C до 80°C , что должно было сказаться на скоростях релаксации в соответствии с выражением (2). С учетом влияния этих параметров полученные зависимости максимальной интенсивности излучения, генерируемого на слабой линии, от межмодового интервала показаны на рис.8. Для сравнения здесь же приведена кривая 1 из рис.7,а. Видно, что при большом межмодовом интервале, сравнимом с шириной линии усиления, релаксационные процессы между верхними лазерными уровнями приводят к увеличению интенсивности излучения на $\lambda = 1061.5$ нм. Противоположная ситуация наблюдается при малом межмодовом интервале, когда в генерации на сильной линии участвует боль-

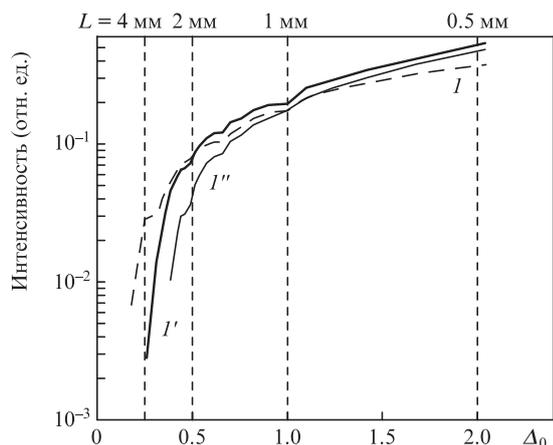


Рис.8. Зависимости интенсивности I_{α}^{\max} от межмодового интервала Δ_0 при $T = 20^{\circ}\text{C}$, $w_{\text{BA}} = 0.2$, $w_{\text{AB}} = w_{\text{BA}}/w = 0.3$, $w = 0.67$ (I'), $T = 80^{\circ}\text{C}$, $w_{\text{BA}} = 0.2$, $w_{\text{AB}} = 0.256$, $w = 0.78$ (I'') и фиксированном параметре накачки $A = 2.0$. Для сравнения приведена кривая I из рис.7,а.

шое число продольных мод. Кроме отмеченной тенденции рис.8 демонстрирует также уменьшение интенсивности излучения, генерируемого на слабой линии, при увеличении температуры кристалла (ср. кривые I' и I''). Показано, что уменьшение интенсивности излучения на $\lambda = 1061.5$ нм связано с увеличением порога генерации на этом переходе.

На рис.9 приведена зависимость порогового параметра накачки для слабой линии от межмодового интервала для параметров, соответствующих кривым I' и I'' на рис.8. Видно, что изменение отношения скоростей релаксации w при увеличении температуры кристалла приводит к увеличению порога генерации. Проявление этого эффекта в зависимости интенсивности излучения на слабой линии от отстройки Δ (температуры кристалла) при разных длинах резонатора наглядно демонстрирует рис.10. При расчете таких зависимостей в системе уравнений (1) синхронно с изменением параметра Δ изменяется и параметр w от 0.67 при $T = 20^{\circ}\text{C}$ ($\Delta = 0$) до 0.78 при $T = 80^{\circ}\text{C}$ ($\Delta = 2$). Видно, что при большом межмодовом интервале ($\Delta_0 = 2$) учет температурной зависимости параметров w_{AB} и w_{BA} слабо сказывается на поведении интенсивности слабой линии. Совсем по-иному обстоит дело при малом

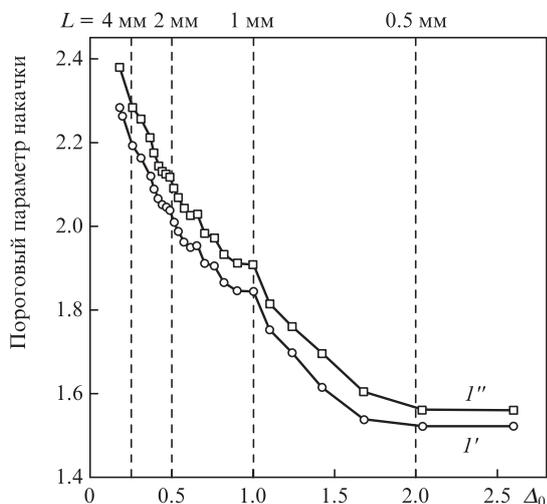


Рис.9. Зависимости порогового параметра накачки для слабой линии от межмодового интервала для параметров, соответствующих кривым I' и I'' на рис.8.

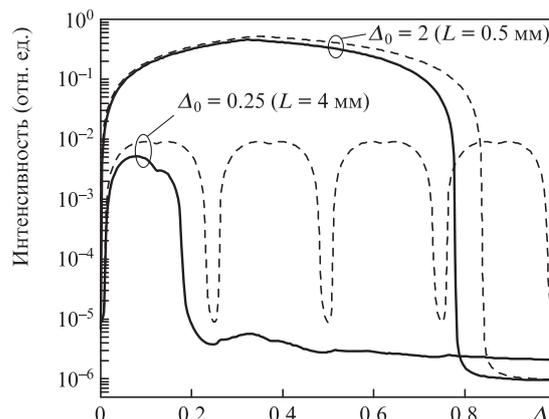


Рис.10. Зависимости интенсивностей излучения на слабой линии от частоты перестройки продольных мод резонатора Δ при синхронном изменении релаксационных параметров w_{BA} и w_{AB} для двух крайних значений межмодового интервала (сплошные кривые). Штриховые кривые рассчитаны при фиксированных параметрах $w_{\text{BA}} = 0.2$ и $w_{\text{AB}} = 0.3$ ($w = 0.67$).

межмодовом интервале ($\Delta_0 = 0.25$): сравнительно небольшие изменения параметра Δ (небольшие изменения температуры кристалла) приводят к исчезновению генерации на слабом переходе, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис.5.

5. Заключение

Обнаружен и исследован режим непрерывной двухволновой генерации на $\lambda = 1061.5$ и 1064.17 нм в монокристаллических Nd:YAG-лазерах с разными длинами резонаторов при комнатной температуре. Используемый в работе способ изменения оптической длины активного элемента путем его нагрева позволил перестраивать частоты мод относительно центров линий усиления и тем самым изменять частоты генерации в пределах однородной ширины каждой линии усиления. Двухволновая генерация наблюдалась для всех исследуемых образцов, но область параметров, где она существует, сильно сужалась при увеличении длины резонатора. Двухволновая генерация в узком смысле – генерация одной частоты (продольной моды) на каждой из двух линий усиления – имела место лишь в лазере с самым коротким резонатором длиной 0.5 мм. В лазерах с более длинными резонаторами на переходе с $\lambda = 1064.17$ нм, как правило, генерировалось несколько продольных мод.

Уменьшение межмодового интервала путем перехода к более длинным образцам (рис.5,в,г) приводит к генерации нескольких продольных мод на линии с $\lambda = 1064.17$ нм и к большему насыщению ее слабой компоненты (1064.4 нм). Вследствие этого уменьшается усиление на линии с $\lambda = 1061.5$ нм и соответственно увеличивается порог генерации на данной длине волны.

Построена модель, включающая в себя три перехода в ионах Nd^{3+} , которые дают вклад в усиление на исследуемых длинах волн, и учитывающая релаксационные переходы между близко расположенными верхними лазерными уровнями (уровни А и В терма ${}^4\text{F}_{3/2}$). Показано, что увеличение длины резонатора и числа генерируемых мод в линии с $\lambda = 1064.17$ нм приводит к большему насыщению ее слабой компоненты (1064.4 нм). Вследствие этого уменьшается усиление на линии с $\lambda = 1061.5$ нм и соответственно увеличивается порог генерации на данной длине волны,

что вызывает сужение области накачки, в которой наблюдалась генерация на слабой линии. Сужалась также область температур, в которой существовала двухволновая генерация. Этот эффект тоже нашел объяснение в рамках предложенной модели.

Экспериментальные и теоретические исследования показали, что для обеспечения одновременной генерации на $\lambda = 1061.5$ и 1064.17 нм при комнатной температуре необходимо обеспечить одночастотный режим генерации на сильном переходе с $\lambda = 1064.17$ нм. Это возможно лишь в лазерах с коротким резонатором длиной не более 0.5 мм. Другим способом достижения той же цели может быть использование лазера с кольцевым резонатором, в котором, как правило, реализуется именно одночастотный режим генерации [18–21].

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ №НШ-3800.2010.2.

1. Bethea C.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 254 (1973).
2. Калинин А.Г., Хазов Л.Д. *ЖПС*, **24** (6), 1073 (1976).
3. Надточев В.Е., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **16**, 680 (1989).
4. Shen H.Y., Zeng R.R., Zhou Y.P., Yu G.F., Huang C.H., Zeng Z.D., Zhang W.J., Ye Q.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 2315 (1991).

5. Zhou R., Wen W., Cai Z., Ding X., Wang P., Yao J. *Chin. Opt. Lett.*, **3**, 597 (2005).
6. Saha A., Ray A., Mukhopadhyay S., Sinha N., Datta P.K., Dutta P.K., *Opt. Express*, **14**, 4721 (2006).
7. Lunstedt K., Pavel N., Petermann K., Huber G. *Appl. Phys. B*, **86**, 65 (2007).
8. Wu B., Jiang P., Yang D., Chen T., Kong J., Shen Y. *Opt. Express*, **17**, 6004 (2009).
9. Kushida T., *Phys. Rev.*, **185**, 500 (1969).
10. Birnbaum M., Klein C.F. *J. Appl. Phys.*, **44**, 2928 (1973).
11. Brauch U. *Appl. Phys. B*, **58**, 397 (1994).
12. Kushida T., Marcos H.M., Geusic J.E. *Phys. Rev.*, **167**, 289 (1968).
13. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. *Лазеры на кристаллах и их применение* (М.: Радио и связь, 1994, с. 38).
14. Koryukin I.V., Khandokhin P.A., Khanin Ya.I. *Opt. Commun.*, **81**, 297 (1991).
15. Tang C.L., Statz H., DeMars G. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2289 (1963).
16. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, Физматлит, 1999, с. 145).
17. Pieroux D., Mandel P. *Opt. Commun.*, **107**, 245 (1994).
18. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 226 (1985).
19. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).
20. Gelikonov V.M., Stepanov D.P., Khandokhin P.A., Turkin A.A., Mamaev Yu.A., Shirokov E.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2792**, 74 (1996).
21. Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Туркин А.А., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. *Квантовая электроника*, **27**, 228 (1999).

ПОПРАВКИ

Ю.В.Коробкин, А.И.Лебо, И.Г.Лебо. Исследование параметров форплазмы лазерно-плазменного диода («Квантовая электроника», 2010, т. 40, №9, с. 811–816).

В статье допущены следующие опечатки: на с. 814 после формулы (9) вместо «где $\Delta M/\tau$ взято в г/с, а Z_Q/τ – в Кл/с.» следует читать «где $\Delta M/\tau$ взято в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, а Z_Q/τ – в $\text{Кл}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.», поскольку в формулах (8) и (9) масса ΔM и заряд Z_Q взяты на единицу площади; на рис.4 (с. 814) по оси абсцисс указаны неверные цифры, приводим правильный вариант рис.4:

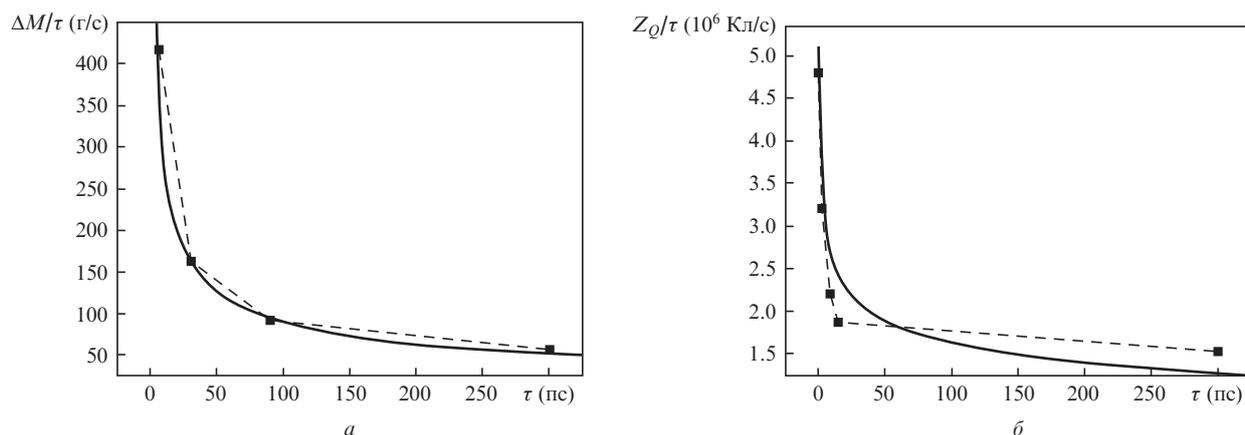


Рис.4. Зависимости потоков массы (а) и свободного заряда (б) от длительности лазерного импульса. Сплошные кривые – аппроксимация.

В.П.Вейко, В.И.Корольков, А.Г.Полещук, А.Р.Саметов, Е.А.Шахно, М.В.Ярчук. Исследование пространственного разрешения лазерной термохимической технологии записи дифракционных микроструктур («Квантовая электроника», 2011, т. 41, №7, с. 631–636).

В статье допущена следующая опечатка: на рис.3,б и в (с. 634) по оси абсцисс вместо «Координата иглы профилометра (нм)» следует читать «Координата иглы профилометра (мкм)».