

ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА Nd-АКТИВИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ, КЕРАМИКЕ И СТЕКЛАХ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ

В. В. Безотосный, М. В. Горбунков, П. В. Кострюков, М. С. Кривонос,
Ю. М. Попов, В. Г. Тункин, Е. А. Чешев

В области устойчивости резонаторов экспериментально и теоретически изучено влияние синхронизации поперечных мод на зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора в лазерах на Nd-активированных средах с продольной неоднородной диодной накачкой. Обнаружен существенно немонотонный ход зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора. Методом, основанным на разложении комплексной амплитуды поля по лаггер-гауссовым модам холодного резонатора, рассчитаны зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора. Наилучшее согласие с результатами расчетов наблюдалось для лазеров с активными элементами из Nd:YLF.

Ключевые слова: твердотельные лазеры, синхронизация поперечных мод, продольная диодная накачка.

1. Продольная диодная накачка твердотельных лазеров позволяет получать лазерные пучки, близкие к гауссовой моде, при высокой эффективности генерации. В случае четырёхуровневой активной среды накачка должна быть пространственно неоднородной, то есть радиус пучка накачки w_p должен быть меньше радиуса нулевой моды пустого резонатора w [1,2]. В этом случае распределение интенсивности лазерного пучка зависит от длины резонатора L и может существенно отличаться от гауссового распределения вследствие синхронизации поперечных мод [3]. Это осуществляется при некоторых значениях L , соответствующих конфигурациям резонатора, удовлетворяющим

условию вырождения мод по частоте, определяемым соотношением:

$$\arccos(g_1 g_2)^{1/2} = \pi r/s, \quad (1)$$

где r/s – несократимая дробь, характеризующая вырождение частот поперечных мод, $g_{1,2} = 1 - L/R_{1,2}$ – параметры резонатора, L – длина резонатора, $R_{1,2}$ – радиусы кривизны зеркал резонатора. В работах [4, 5] методом Фокса–Ли рассмотрено влияние конфигурации резонатора и параметров пространственно неоднородной накачки на синхронизацию поперечных мод и пространственную структуру генерируемой моды. Конфигурации резонатора, при которых наблюдается синхронизация поперечных мод, в работах [4, 5] называют критическими. В работе [3] наблюдалось увеличение выходной мощности излучения вблизи критических конфигураций резонатора Nd:YVO₄-лазеров с продольной накачкой узким пучком. Авторами этой работы указывалось на снижение пороговой мощности накачки в области синхронизации поперечных мод. Эффект снижения порога генерации при синхронизации поперечных мод был нами изучен для лазера на кристалле Nd:YLF (100). Этот эффект был использован для двухчастотной генерации с линзоподобным активным элементом [6].

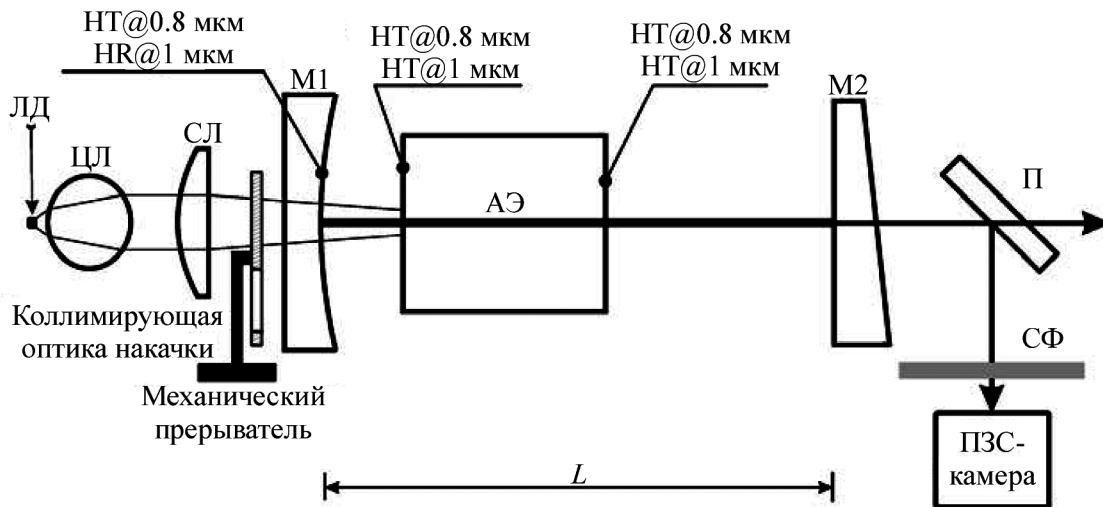


Рис. 1: Схема экспериментальной установки: ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза, СЛ – сферическая линза, M1 и M2 – зеркала резонатора, АЭ – активный элемент, СФ – светофильтры, П – плоскопараллельная пластина, HT@ λ , HR@ λ – высокое пропускание и высокое отражение на указанной длине волны соответственно.

В данной работе поведение пороговой мощности P_{th} пространственно неоднородной накачки в зависимости от конфигурации (длины) резонатора исследовано как экспе-

риментально, так и путём расчётов. Перспектива практического использования немотонного хода пороговой мощности накачки заставила существенно расширить круг исследуемых твердотельных активных сред. Экспериментальное изучение поведения P_{th} было проведено для лазеров с активными элементами (АЭ) на основе кристаллов из: Nd:YLF (100), Nd:YVO₄ (100), Nd:GdVO₄ (100), Nd:YAG (100), Nd:YAG (111), Nd:GGG (111) и Nd:KGW (010), из Nd:YAG керамики и Nd-стекло (КНФС и ГЛС-8).

2. *Схема экспериментальной установки.* Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Резонатор лазера образован зеркалами М1 и М2. На М1 с радиусом кривизны $R_1 = 200$ мм нанесено дихроичное покрытие, глухое для длины волны генерации и просветлённое для длины волны накачки. Радиус гауссовой моды w на зеркале М1 составляет 260 мкм для полуконфокальной конфигурации ($r/s = 1/4$, $L \approx 100$ мм). АЭ были просветлены с обоих торцов для длин волн накачки и генерации.

Т а б л и ц а 1

Основные характеристики сцинтилляционных кристаллов

Материал активного элемента	Ориентация	Поперечный размер, мм	Длина, мм	Концентрация Nd, %	Показатель преломления
Nd:YLF	(100)	Ø5	10	1	$n_o = 1.44$, $n_e = 1.47$
Nd:YLF	(001)	Ø4	10	1	$n_o = 1.44$, $n_e = 1.47$
Nd:YVO ₄	(100)	3×3	9	0.3	$n_o = 1.86$, $n_e = 1.88$
Nd:GdVO ₄	(100)	3×3	4	0.5	$n_o = 1.97$, $n_e = 2.19$
Nd:KGW	(010)	Ø4	6	3	$N_m = 1.98$ $N_g = 2.03$ $N_p = 1.93$
Nd:YAG кристалл	(100)	Ø4	5	1	$n = 1.81$
Nd:YAG керамика		Ø10	3	1	$n = 1.81$
Nd:GGG	(111)	Ø6.3	5	3	$n = 1.94$
Nd-стекло (КНФС)		Ø6.3	5	8	$n = 1.5$
Nd-стекло (ГЛС-8)		Ø6.3	5	5	$n = 1.54$

В качестве источника излучения накачки использовался лазерный диод ЛД, работающий в непрерывном режиме с длиной волны излучения 808 нм и шириной полоскового контакта 2×150 мкм. Мощность ЛД – до 8 Вт. Коллимация излучения ЛД вдоль “быстрой” оси осуществлялась цилиндрической линзой ЦЛ с фокусным расстоянием 0.285 мм; сферической линзой СЛ с фокусным расстоянием 4.24 мм осуществлялось формирование пучка накачки в АЭ. Радиус пятна накачки в АЭ (w_p) при расстоянии между ЛД и СЛ 10 мм и 7 мм составлял 60 мкм и 125 мкм по уровню 0.5 соответственно. Эксперименты со всеми АЭ кроме Nd-стекло были выполнены при $w_p = 60$ мкм. С целью устранения термооптических искажений в АЭ между СЛ и М1 был установлен механический прерыватель. Он позволял изменять тепловую нагрузку в АЭ за счёт изменения скважности накачки. Зеркало М2 было установлено на механизированной высокоточной трансляционной платформе, что позволяло изменять длину резонатора в пределах от 60 до 180 мм ($0.1 \leq g_1 g_2 \leq 0.7$).

Момент появления генерации при повышении тока ЛД регистрировался с помощью ПЗС-камеры THORLABS, установленной на расстоянии 40 см от АЭ. По измеренной заранее зависимости мощности ЛД от тока накачки определялась P_{th} . Ослабление мощности излучения, падающего на ПЗС-камеру, осуществлялось за счёт отражения от поверхности плоскопараллельной пластины П и светофильтров СФ. Экспериментальные исследования проводились для АЭ, параметры которых представлены в табл. 1.

3. *Расчёт пороговой мощности накачки.* Представим комплексную амплитуду поля $u(r)$ в виде разложения по лаггерр–гауссовым модам холодного (в отсутствие накачки) резонатора [7, 8]:

$$u(r) = \sum_{n=0}^{N_{\max}} \beta_n u_n(r). \quad (2)$$

Набор коэффициентов разложения β_m , соответствующий основной моде (т.е. такой конфигурации поля, которая обладает наименьшими потерями и наибольшим усилением за полный обход резонатора), является собственным решением системы уравнений:

$$\sum_m a_{mn}(P^{abs}, T, w_p) \beta_m = \chi(P^{abs}, T, w_p) \beta_n, \quad (3)$$

где $a_{mn}(P^{abs}, T, w_p)$ – комплексная матрица A , описывающая преобразование коэффициентов разложения β_m за полный обход резонатора, зависящая, в том числе, от поглощённой мощности накачки P^{abs} , идущей на создание инверсии, радиуса пучка накачки w_p и пропускания выходного зеркала T . Матрица полного обхода A представляется в

виде:

$$A = A^{VZ} \times A^{SP} \times A^{AC}.$$

Матрицы A^{AC} и A^{SP} описывают преобразование β_m при усилении в активной среде и при распространении в свободном пространстве соответственно, а матрица A^{VZ} отвечает за линейные потери на выходном зеркале. Для лаггерр–гауссовых пучков элементы данных матриц имеют вид:

$$a_{mn}^{AC} = \int_0^\rho u_m^*(q; r) K(r) u_n(r) 2\pi r dr, \quad (4)$$

$$a_{mn}^{SP} = \delta_{mn} \cdot \exp [2ikL - 2i(2m + 1)\arccos \pm \sqrt{g_1 g_2}], \quad (5)$$

$$a_{mn}^{VZ} = \delta_{mn} \cdot \sqrt{1 - T}, \quad (6)$$

где ρ – радиус активной среды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны генерируемого излучения, δ_{nm} – символ Кронекера. Знак перед радикалом в (5) выбирается совпадающим со знаками $g_{1,2}$. Профиль усиления комплексной амплитуды в приближении гауссова пучка накачки радиусом w_p имеет вид:

$$K(r) = \exp \left[\frac{\sigma P^{abs} \tau}{2\pi w_p^2 h \nu_p} e^{-\frac{r^2}{w_p^2}} \right], \quad (7)$$

где h – постоянная Планка, σ – сечение лазерного перехода, τ – время жизни верхнего лазерного уровня, ν_p – частота излучения накачки.

На пороге генерации насыщением усиления за счет съема инверсии населенностей лазерным излучением можно пренебречь. Таким образом, пороговая мощность P_{th}^{abs} является корнем уравнения:

$$\chi(P_{th}^{abs}, T, w_p) = 1. \quad (8)$$

Уравнение (8) решалось методом касательных, для нахождения собственных значений $\chi(P_{th}^{abs}, T, w_p)$ использовался степенной итерационный метод.

В качестве собственных мод холодного резонатора использовались лаггерр–гауссовы пучки с нулевым угловым индексом в силу цилиндрической симметрии задачи:

$$u_n(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w} \cdot L_n \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \cdot \exp \left[-i \frac{kr^2}{2R} - \frac{r^2}{w^2} \right], \quad (9)$$

где радиус моды (параметр ширины) w и радиус кривизны волнового фронта R выражаются через комплексный радиус кривизны q :

$$w = \sqrt{-\frac{2}{k \operatorname{Im}(1/q)}}, \quad R = \frac{1}{\operatorname{Re}(1/q)}. \quad (10)$$

В рассматриваемом случае комплексный радиус кривизны q во входной плоскости АЭ, расположенного рядом с зеркалом М1, определяется выражением

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{L(1-g_1)} - \frac{i}{L} \sqrt{\frac{g_1(1-g_1g_2)}{g_2}}. \quad (11)$$

Мощность ЛД на пороге генерации P_{th} связана с поглощенной мощностью P_{th}^{abs} соотношением $P_{th}^{abs} = \eta P_{th}$, где η – безразмерный коэффициент. Он включает в себя потери мощности накачки в оптической схеме лазера, неполное поглощение в активной среде и прочее ($\eta \approx 0.8$). При проведении расчётов зависимости $P_{th} = P_{th}^{abs}/0.8$ от L в случае АЭ из Nd:YLF и генерации на длине волны 1.047 мкм в формулу (7) для коэффициента усиления подставлялись следующие величины: $\sigma = 2.8 \cdot 10^{-19}$ см⁻², $\tau = 480$ мкс, $\nu_p \approx 3.75 \cdot 10^{14}$ Гц. Использовались следующие значения параметров: количество лаггер-гауссовых мод – $N_{max} = 42$; число узлов сетки для расчета интеграла (4): – 1024. Зависимости P_{th} , рассчитанные при $w_p = 60$ мкм и $T = 4\%$, а также при $w_p = 125$ мкм и $T = 4$ и 15% приведены на рис. 2(а) и рис. 2(б) соответственно.

4. *Экспериментальное измерение пороговой мощности накачки.* Все экспериментальные зависимости P_{th} от L , представленные на рис. 2 и 3 за исключением рис. 2(г), были получены при уменьшенной тепловой нагрузке (скважность накачки 20, коэффициент пропускания зеркала $T = 4\%$ или $T = 2\%$). Экспериментальные зависимости P_{th} от L для активных элементов из кристаллов Nd:YLF, Gd:YVO₄ и Nd:KGW показаны на рис. 2((в), (г), (д), (е)). При увеличении L наблюдается заметный средний рост P_{th} , обусловленный увеличением w на сферическом зеркале (т.е. в области АЭ) при приближении к границе области устойчивости. При изменении L от 60 до 180 мм w на зеркале М1 увеличивается от 210 до 450 мкм. Увеличение w при неизменном w_p приводит к уменьшению эффективного усиления, что и ведёт к повышению P_{th} . Это согласуется с результатами работ [9, 10], в которых на основе решения уравнения для циркулирующей в резонаторе мощности рассмотрено поведение P_{th} при различных соотношениях w_p и w .

Количество наблюдаемых в эксперименте критических конфигураций и глубины провалов в них P_{th} (рис. 2(в)) в случае АЭ из Nd:YLF достаточно хорошо согласуется с расчётными (рис. 2(а)). В меньшей степени соответствие наблюдается для кристаллов Nd:GdVO₄ (рис. 2(д)), Nd:YVO₄. В критических конфигурациях, в окрестностях вырожденных длин, синхронизация поперечных мод обуславливает появление узкого пика в распределении поля на зеркале М1 на оси резонатора в соответствии с вы-

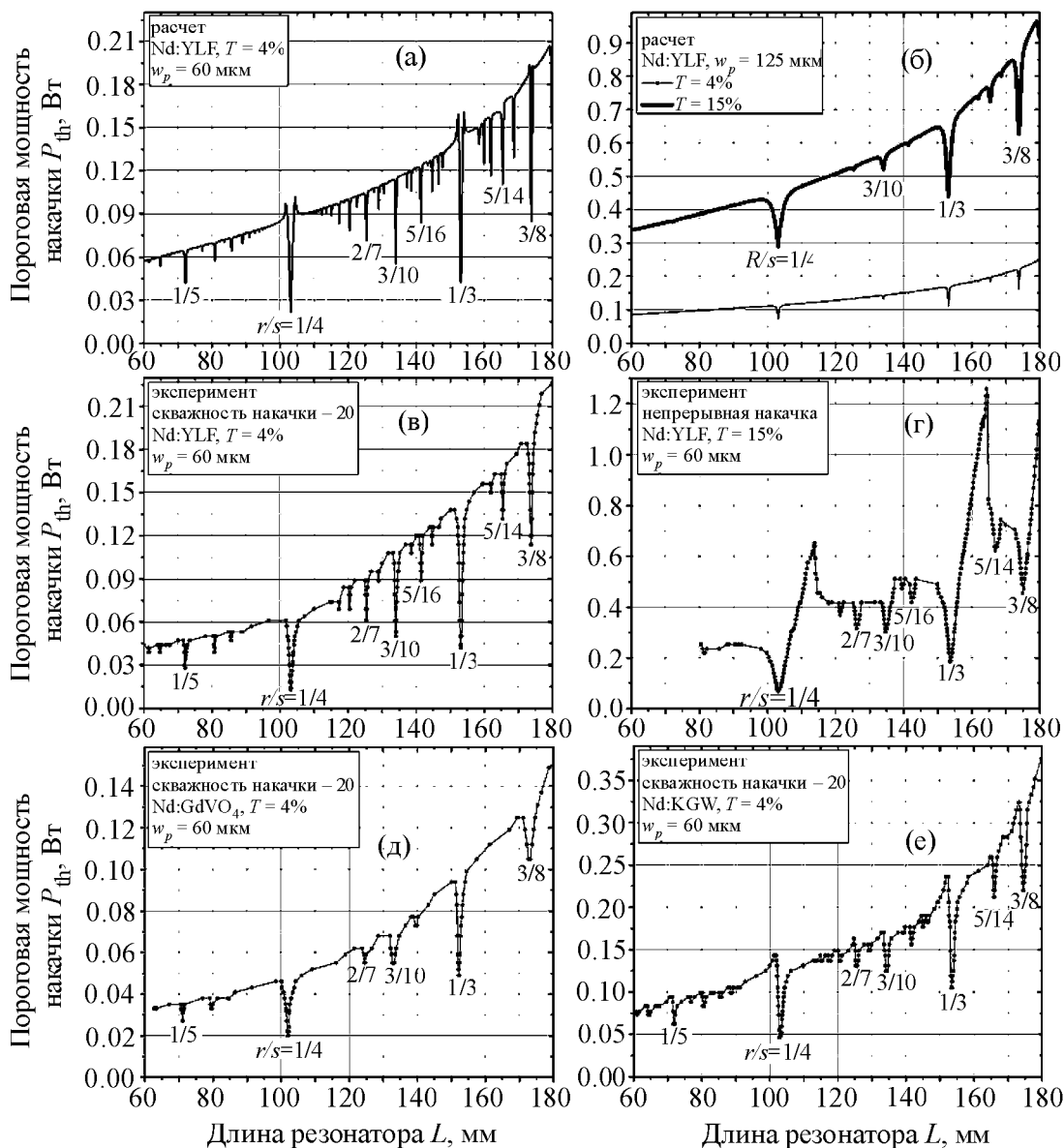


Рис. 2: Зависимости пороговой мощности накачки P_{th} от длины резонатора L : рассчитанные зависимости для имевших место в эксперименте радиуса пятна накачки $w_p = 60$ мкм и коэффициенте пропускания зеркала $T = 4\%$ в случае кристалла $Nd:YLF$ (а); рассчитанные зависимости для $w_p = 125$ мкм, $T = 4$ и 15% в случае кристалла $Nd:YLF$ (б); экспериментальные зависимости для активных элементов из кристаллов $Nd:YLF$ ((в), (з)), $Nd:GdVO_4$ (д) и $Nd:KGW$ (е).

полненными методом Фокса–Ли расчётами [4]. Появление узкого пика на зеркале, к которому примыкает АЭ, наблюдалось экспериментально в [3]. Наличие этого пика

приводит к увеличению эффективного усиления за счёт лучшего согласования с накачкой и, следовательно, к уменьшению P_{th} .

На рис. 2(б) показана зависимость P_{th} от L при $w_p = 125$ мкм и при $T = 4$ и 15%. При увеличении w_p уменьшается количество критических конфигураций; при увеличении T возрастает P_{th} , а область синхронизации поперечных мод расширяется.

В экспериментах с лазером на основе кристалла Nd:YLF при повышенной тепловой нагрузке (непрерывная накачка, коэффициент пропускания выходного зеркала не менее 8%) наблюдались выбросы P_{th} при увеличении длины резонатора от вырожденной длины, рис. 2(г). Эффект выброса P_{th} позволил в Nd:YLF-лазере с плоскопараллельным АЭ получить двухчастотный режим генерации за счет выравнивания усиления для длин волн 1.047 мкм и 1.053 мкм. Настройка на этот режим осуществлялась путём изменения длины резонатора.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости P_{th} от L для лазеров с АЭ из Nd:YAG кристалла (а), Nd:YAG керамики (б), Nd:GGG кристалла (в) и Nd-стекла марки КНФС (г).

Из приведенных на рис. 3 зависимостей видно, что наряду с провалами P_{th} в критических конфигурациях наблюдаются выбросы P_{th} вблизи вырожденной длины, что существенным образом отличает эти зависимости от зависимостей P_{th} от L для лазеров на АЭ из Nd:YLF, Nd:GdVO₄ и Nd:KGW, рис. 2((в), (д), (е)). Для лазеров на основе кристаллов Nd:YAG, Nd:GGG, керамики Nd:YAG и Nd-стёкол (КНФС и ГЛС-8) наблюдались выбросы пороговой мощности накачки в областях, соответствующих уменьшению длины резонатора от вырожденной длины. Величины выбросов не изменялись при варьировании скважности механического прерывателя в пределах от 20 до 200.

5. Заключение. Для Nd-активированных сред на основе кристаллов Nd:YLF, Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄, Nd:YAG и Nd:GGG, Nd:KGW, керамики Nd:YAG, Nd-стёкол (КНФС и ГЛС-8) при пространственно неоднородной продольной диодной накачке экспериментально зарегистрировано падение порога генерации в областях синхронизации поперечных мод. Количество наблюдаемых в эксперименте при малой тепловой нагрузке критических конфигураций, относительная глубина и форма провалов пороговой мощности накачки для активных элементов на основе кристалла Nd:YLF хорошо согласуются с расчётными. Экспериментальные зависимости пороговой мощности накачки для активных элементов из Nd:YVO₄ и Nd:GdVO₄ близки к случаю лазера на кристалле Nd:YLF. В случае активных элементов из кристаллов Nd:YAG и Nd:GGG, Nd:YAG керамики и Nd-стёкол форма провалов существенно асимметрична. При уменьшении

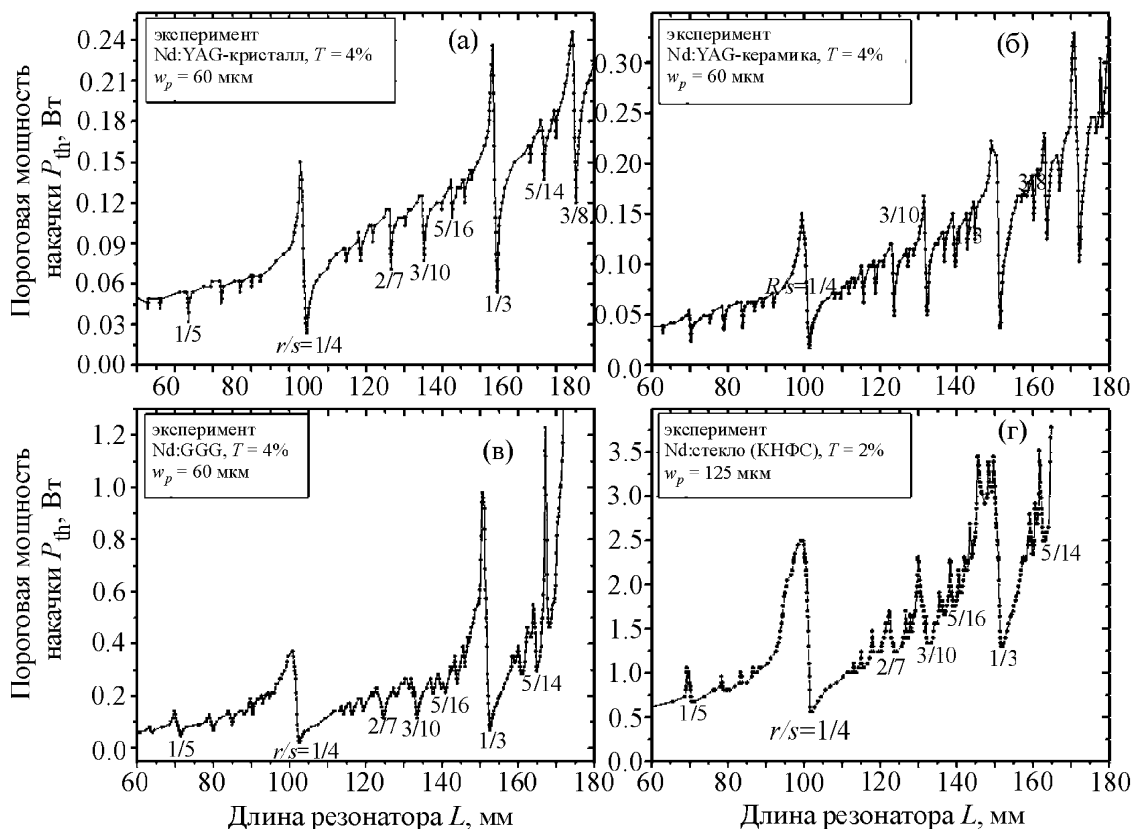


Рис. 3: Зависимости пороговой мощности накачки P_{th} от длины резонатора L для лазеров с активными элементами из Nd:YAG кристалла (а), Nd:YAG керамики (б), Nd:GGG кристалла (в) и Nd-стекла марки КНФС (г).

длины резонатора от вырожденной длины отчётливо проявляются выбросы пороговой мощности накачки. Промежуточное положение занимает кристалл Nd:KGW. Для лазера на кристалле Nd:YLF увеличение тепловой нагрузки приводит к выбросам пороговой мощности накачки при увеличении длины резонатора от вырожденной длины.

Авторы выражают признательность за предоставленные кристаллы: Nd:GGG – А. М. Бульканову, И. А. Иванову и В. Б. Цветкову, Nd:KGW – В. И. Дашкевичу. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 12-02-90025-Бел_а, 11-02-12102-офи-м-2012, 11-02-12128-офи-м-2012, 12-02-31796 мол_а), Программы фундаментальных исследований отделения физики РАН “Фундаментальные проблемы фотоники и физики новых оптических материалов”, Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, Государственного контракта № 14.740.11.1368, соглашение с Минобрнауки № 8519 от 28.08.2012, Учебно-научного комплекса ФИАН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] P. Laporta, M. Brussard, IEEE J. Quantum. Electron. **27**, 2319 (1991).
- [2] D. G. Hall, R. J. Smith, R. R. Rice, Appl. Opt. **19**, 3041 (1980).
- [3] H. Wu, C. Sheu, T. Chen., M. Wei, W. Hsieh, Opt. Commun. **165**, 225 (1999).
- [4] М. В. Горбунков, П. В. Кострюков, Л. С. Телегин и др., Квантовая электроника **37**, 173 (2007).
- [5] М. В. Горбунков, П. В. Кострюков, В. Г. Тункин, Квантовая электроника **38**, 689 (2008).
- [6] В. В. Безотосный, М. В. Горбунков, П. В. Кострюков и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **38**(10), 43 (2011).
- [7] G. Stephan, M. Trumper, Phys. Rev. A **28**, 2344 (1983).
- [8] V. V. Bezootosnyi, E. A. Cheshev, M. V. Gorbunkov, et al., Appl. Opt. **47**, 3651 (2008).
- [9] D. G. Hall, R. J. Smith, R. R. Rice, Appl. Opt. **19**, 3041 (1980).
- [10] D. G. Hall, Appl. Opt. **20**, 1579 (1981).

Поступила в редакцию 22 февраля 2012 г.