

# ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ТА ТЕОРЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПРОЦЕСІВ

УДК 621.315.592

О.А. Бурій<sup>1</sup>, С.Б. Убізський<sup>1,2</sup>, Д.Ю. Сугак<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра напівпровідникової електроніки<sup>2</sup>Інститут матеріалів, Науково-виробниче підприємство “Карат”

## ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ ПАРАМЕТРІВ МІКРОЧІПОВИХ ЛАЗЕРІВ НЕПЕРЕРВНОГО РЕЖИМУ РОБОТИ

© Бурій О.А., Убізський С.Б., Сугак Д.Ю., 2011

O.A. Buryu, S.B. Ubizskii, D.Yu. Sugak

### THE COMPARATIVE ANALYSIS AND THE OPTIMIZATION OF CW MICROCHIP LASERS

© Buryu O.A., Ubizskii S.B., Sugak D.Yu., 2011

Розроблено процедуру оптимізації мікрочіпових лазерів неперервного режиму роботи. Проведено оптимізацію параметрів лазерів на основі GGG:Nd, YAP:Nd, YVO<sub>4</sub>:Nd, а також, з метою порівняння, YAG:Nd з різними довжинами хвиль генерації. Показано, що оптимальна концентрація активатора мікрочіпового лазера, що працює за чотирирівневою схемою лазерної генерації, визначається лише характером концентраційної залежності часу життя верхнього лазерного рівня. Отримано співвідношення, яке дозволяє визначити оптимальну товщину активного середовища мікрочіпового лазера. Показано, що під час забезпечення оптимальних значень параметрів лазера, диференціальний ККД та потужність випромінювання, які можуть бути досягнуті при заданій інтенсивності накачування, визначаються, переважно, величиною стоксівських втрат матеріалу.

*Ключові слова: ітрії-алюмінієвий гранат, ітрії-алюмінієвий перовскит, гадолій-галієвий гранат, ортованадат ітрію, твердотільний лазер.*

The method for optimization of the cw microchip lasers is proposed. The optimization is carried out for GGG:Nd-, YAP:Nd-, YVO<sub>4</sub>:Nd-lasers and, for comparison, for YAG:Nd-laser with different wavelengths. It is found that the optimal activator concentration for the fourth-level laser is determined only by the concentration dependence of the upper laser level lifetime. The dependence for determination of the optimal width of the active medium is obtained. It is shown that at optimal values of the laser parameters and at fixed value of the pumping beam intensity the slope efficiency and the laser power are essentially determined by Stokes losses of the material.

*Key words: yttrium-aluminium garnet, yttrium-aluminium perovskite, gadolinium-gallium garnet, yttrium orthovanadate, solid-state laser.*

#### Вступ

Однією з галузей лазерної техніки, яка останнім часом інтенсивно розвивається, є розроблення компактних одномодових та одночастотних джерел когерентного випромінювання –

мікроскопічних лазерів. Такий лазер складається з кристалічного чи аморфного (скляного) активного елемента завтовшки  $\sim 1$  мм, нанесених безпосередньо на його грані дзеркал та, за потреби, шарів матеріалу, що застосовуються для керування лазерним випромінюванням. У найпростішому варіанті виконання мікроскопічний лазер працює у неперервному режимі. Такого типу лазери знайшли застосування в тих галузях, які мають потребу в джерелах лазерного випромінювання малої та середньої потужностей і в яких традиційно використовують аргоніві, гелій-кадмієві лазери та лазери на кристалі YAG:Nd ( $Y_3Al_5O_{12}:Nd$ ) [1]. Так, лазерна генерація в околі 1.4 мкм може бути реалізована на кристалі гадоліній-галієвого гранату  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG), легovanого Nd [2], генерація на 1.34 мкм – на легovanому неодимом кристалі алюмоітрієвого перовськіту  $YAlO_3$  (YAP) [3], а на основній для лазера на YAG:Nd довжині хвилі 1.064 мкм конкуренцію йому складає лазер на активovanому неодимом кристалі ортованадату ітрію  $YVO_4:Nd$  [4]. Всі ці активні середовища мають переваги та недоліки порівняно з YAG:Nd (див. табл. 1), а отже рішення про доцільність їх використання в кожному окремому випадку потребує додаткового аналізу. Крім вибору матеріалу, складовою частиною розроблення мікроскопічного лазера є оптимізація його конструктивних параметрів. Така оптимізація, що здійснюється щодо певного критерію чи сукупності критеріїв (потужності, тривалості імпульсів тощо), має як практичний, так і теоретичний аспекти. У практичному аспекті вона є одним з етапів розроблення конкретної лазерної системи, тоді як в теоретичному вона дозволяє оцінити можливі досяжні параметри лазерного випромінювання для кожного лазерного середовища, а отже й провести їх порівняльний аналіз. Метою роботи було розробити процедури оптимізації параметрів мікроскопічних лазерів, неперервного режиму роботи, а також проведення порівняльного аналізу кристалів GGG:Nd, YAP:Nd,  $YVO_4:Nd$  з більш традиційним YAG:Nd, як активних середовищ для лазерів такого типу.

Таблиця 1

**Переваги та недоліки кристалів GGG:Nd, YAP:Nd та  $YVO_4:Nd$  порівняно із YAG:Nd**

Кристал	Переваги	Недоліки
GGG:Nd 1.4237 мкм	<ol style="list-style-type: none"> <li>1) температура плавлення (2013 К) є на 200 К нижча за температуру плавлення YAG [5];</li> <li>2) вищий коефіцієнт входження неодиму (0.4–0.5, тоді як для YAG він складає 0.18) [6];</li> <li>3) можливість отримання великих зразків високої оптичної якості з однорідним розподілом активатора [6–7];</li> <li>4) відсутність помітного концентраційного гасіння, що дозволяє збільшити вміст активатора (неодиму) у кристалі [6];</li> <li>5) менша чутливість до роз'юстування дзеркал лазерного резонатора, яке може викликати появу паразитної генерації на конкуруючих лазерних переходах [2]</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1) у <math>\sim 1.5</math> рази менший переріз лазерного переходу [2];</li> <li>2) нижча у 1.4 рази теплопровідність [8];</li> <li>3) сильніша у 1.5 рази залежність показника заломлення від температури [6]</li> </ol>
YAP:Nd 1.3416 мкм	<ol style="list-style-type: none"> <li>1) в 1.5 рази більший переріз лазерного переходу [1];</li> <li>2) високий ступінь поляризації випромінювання, що є важливим для отримання вищих гармонік та модуляції випромінювання [9];</li> <li>3) можливість збільшення швидкості вирощування у 3–5 разів у порівнянні з YAG без зниження якості кристалу [1];</li> <li>4) температура плавлення (2140 К) є на 80 К нижча за температуру плавлення YAG [9];</li> <li>5) ширша смуга поглинання в області накачування [10]</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1) схильність до двійникування та паразитного ростового забарвлення [11];</li> <li>2) дещо більший (в напрямках <math>a</math> та <math>c</math>) коефіцієнт термічного розширення [9]</li> </ol>
$YVO_4:Nd$ 1.0643 мкм	<ol style="list-style-type: none"> <li>1) найвищий серед Nd-легованих кристалів переріз лазерного переходу [4];</li> <li>2) в <math>\sim 5</math> разів більший показник поглинання на довжині хвилі накачування (808 нм) [1];</li> <li>3) у <math>\sim 2.5</math> рази ширша смуга поглинання випромінювання накачування [12];</li> <li>4) високий ступінь поляризації випромінювання, що є важливим для отримання вищих гармонік та модуляції випромінювання [1]</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1) в кілька разів менший час життя верхнього лазерного рівня [13];</li> <li>2) вдвічі менша теплопровідність [13];</li> <li>3) труднощі отримання кристалів високої якості та великих розмірів [14]</li> </ol>

### Процедура оптимізації

В якості критерію оптимізації використовуватимемо потужність лазерного випромінювання  $P$ . Параметрами оптимізації є величини, які можна змінювати в достатньо широких межах під час виготовлення активного елемента: концентрація активатора  $N_{Nd}$  та товщина лазерного середовища  $l_g$ . Потужність накачування  $P_i$  (або її інтенсивність  $I_i = P_i/A$ , де  $A$  – площа перерізу пучка накачування) не розглядалася в якості параметра оптимізації, а вважалася такою, що приймає певну множину значень. При цьому оптимізація здійснювалася окремо при кожному значенні  $P_i$  ( $I_i$ ).

Під час проведення оптимізації було прийнято такі припущення:

1) оскільки процедура оптимізації не є прив'язаною до конкретного типу джерела накачування, вона не враховує процесів перетворення електричної енергії в енергію випромінювання накачування, а також втрат під час передавання енергії від джерела до активного середовища. Через це величиною, що задає параметри джерела накачування, використовувалася інтенсивність накачування, що потрапляє до активного середовища  $I_i$ . Слід зазначити, що всі вирази, які використовуються в подальшому аналізі, містять потужність накачування та площу перерізу активного середовища у вигляді відношення  $P_i/A$ . Через це при оптимізації зручніше користуватися не потужністю накачування, а її інтенсивністю;

2) для випадків, коли час життя верхнього лазерного рівня  $\tau_2$  є відомим лише для кількох значень концентрації активатора (неодиму)  $N_{Nd}$  (кристали GGG:Nd, YVO<sub>4</sub>:Nd) залежність  $\tau_2(N_{Nd})$  описувалася виразом, аналогічним до того, який у [15] використовувався для опису концентраційної залежності часу життя верхнього лазерного рівня тулієвих мікролазерів:

$$\tau_2 = \tau_2^0 \frac{N_\tau^2}{N_{Nd}^2 + N_\tau^2}, \quad (1)$$

де  $\tau_2^0$ ,  $N_\tau^2$  – параметри, які визначаються з апроксимації експериментальної концентраційної залежності часу життя,  $t_2^0 = \lim_{N_{Nd} \rightarrow 0} t_2(N_{Nd})$ ,  $N_\tau$  має зміст концентрації неодиму, за якої час життя

верхнього лазерного рівня спадає вдвічі порівняно із значенням при  $N_{Nd} \rightarrow 0$ . Якщо ж концентраційна залежність часу життя верхнього лазерного рівня є добре відомою для великого набору значень  $N_{Nd}$  (кристали YAP:Nd, YAG:Nd), оптимізацію можна здійснити, не постулюючи формульних виразів для концентраційної залежності. У загальному випадку для проведення оптимізації необхідним є лише спадаючий характер залежності  $\tau_2(N_{Nd})$ ;

3) при значних потужностях накачування система охолодження забезпечує такий тепловий режим роботи лазера, за якого його спектрально-генераційні характеристики залишаються незмінними.

Зв'язок між параметрами оптимізації та її критерієм встановлювався за допомогою моделі швидкісних рівнянь, які описують процеси лазерної генерації. Схеми генерації лазерів на GGG:Nd, YAP:Nd та YVO<sub>4</sub>:Nd є чотирирівневими та подібними до схеми генерації лазера на YAG:Nd [8]. У такому випадку система швидкісних рівнянь має вигляд [14]:

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = R - \frac{c\sigma_g}{A_e l_g} N_2 q - \frac{N_2}{\tau_2}, \\ N_{Nd} = N_0 + N_2, \\ \frac{dq}{dt} = c\sigma_g N_2 q - \frac{q}{\tau_c}, \end{cases} \quad (2)$$

де  $N_0$ ,  $N_2$  – концентрації іонів неодиму, що знаходяться на основному ( $^4I_{9/2}$ ) та верхньому лазерному ( $^4F_{3/2}$ ) рівнях відповідно,  $q$  – кількість фотонів в резонаторі,  $\sigma_g$  – ефективний переріз лазерного переходу,  $l_g$  – товщина активного середовища,  $c = c_0/n$ ,  $c_0 = 3 \cdot 10^8$  м/с,  $n$  – показник заломлення середовища,  $A_e$  – переріз лазерної моди,  $A_e = \rho_0^2/4$ ,  $\rho_0$  – радіус лазерної моди,  $R = W_p N_0$ ,

$W_p = \frac{P_a}{Al_g h\nu_p N_0}$  – швидкість накачування,  $A$  – переріз пучка накачування,  $A = \pi r_p^2$ ,  $r_p$  – радіус пучка

накачування,  $P_a$  – поглинута потужність накачування, пов'язана із потужністю, що потрапляє до активного середовища  $P_i$  виразом  $P_a = P_i(1 - \exp(-2\alpha_p l_g))$ ,  $\alpha_p$  – показник поглинання на довжині хвилі накачування,  $\alpha_p = \sigma_p N_{Nd}$ ,  $\sigma_p$  – ефективний переріз поглинання на довжині хвилі накачування,  $\nu_p$  – частота випромінювання накачування,  $\tau_c$  – час життя фотона в резонаторі,  $\tau_c = l_g/c\gamma$ ,  $\gamma$  – втрати протягом одного проходження випромінювання через резонатор,  $\gamma = \gamma_i + 0.5(\gamma_1 + \gamma_2)$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  – втрати на вхідному та вихідному дзеркалах відповідно, пов'язані із коефіцієнтами відбивання дзеркал на довжині хвилі генерації  $R_1$ ,  $R_2$  виразами  $\gamma_1 = -\ln R_1$ ,  $\gamma_2 = -\ln R_2$  (далі прийнято, що  $\gamma_1 = 0$ ),  $\gamma_i$  – втрати в активному середовищі,  $\gamma_i = \alpha l_g$ ,  $\alpha$  – показник поглинання на довжині хвилі генерації. Використані під час розрахунків параметри кристалів GGG:Nd, YAP:Nd, YVO<sub>4</sub>:Nd наведено у табл. 2. Для порівняння в останньому стовпці наведено також аналогічні параметри для кристала YAG:Nd.

Таблиця 2

Параметри кристалів GGG:Nd, YAP:Nd, YVO<sub>4</sub>:Nd та YAG:Nd

Параметр	Значення			
	GGG:Nd	YAP:Nd	YVO <sub>4</sub> :Nd	YAG:Nd
Густина, г/см <sup>3</sup>	7.08 [16]	5.36 [9]	4.31 [7]	4.55 [9]
Область прозорості матриці, мкм	0.23–7 [18]	0.22–6.5 [9]	0.45–4.8 [20]	0.24–6 [9]
Довжина хвилі генерації, мкм	1.4237 [2]	1.3416 [9]	1.0643 [13]	1.4444 1.3381 1.06415 [2, 20]
Показник заломлення на довжині хвилі генерації (з формули Зельмеєра)	1.9369 [21]	1.9073(a); 1.9211(b); 1.9296(c) [1]	1.9586(o); 2.1661(e) [22]	1.8140 (1.4444 мкм) 1.8145 (1.3381 мкм) 1.8169 (1.06415 мкм) [1]
Ефективний переріз лазерного переходу, 10 <sup>-19</sup> см <sup>2</sup>	2.4 [2]	2.2 [1]	15.6 [13]	3.8 (1.4444 мкм) [2] 1.5 (1.3381 мкм) [1] 3.5 (1.06415 мкм) [23]
Довжина хвилі накачування, мкм	0.808 [7]	0.808 [24]	0.808 [13]	0.808 [12]
Стоківські втрати	0.568	0.602	0.759	0.559 (1.4444 мкм) 0.604 (1.3381 мкм) 0.759 (1.06415 мкм)
Ефективний переріз поглинання на довжині хвилі накачування, 10 <sup>-19</sup> см <sup>2</sup>	0.4 [7]	0.317, розраховано на основі [10]	2.3* [1; 25]	0.495** [1; 26]
Показник поглинання в області прозорості кристалу, см <sup>-1</sup>	~ 0.005 [27]	~ 0.005 [28–29]	~ 0.005***	~ 0.005 [20]
Параметри для розрахунку концентраційної залежності часу життя верхнього лазерного рівня, $\tau_2^0$ , мс; $N_\tau^2$ ат. %	0.258; 3.688 Розраховано на основі [30]	При розрахунках використано концентраційні залежності часу життя, наведені у [9]	0.113; 2.828 Розраховано на основі [1]	При розрахунках використано концентраційні залежності часу життя, наведені у [9]

\* Значення, отримане як середнє з даних, наведених у [1] та [25].

\*\* Значення, отримане як середнє з даних, наведених у [1] та [26].

\*\*\* В припущенні, що дане значення мало відрізняється від типового значення показника поглинання для інших лазерних матриць, що розглядаються в даній роботі.

При стаціонарній генерації (2) зводиться до системи алгебраїчних рівнянь, які дозволяють визначити величину стаціонарних інверсій  $N = N_2 - N_1 \approx N_2$  та кількості фотонів в резонаторі  $q_0$ . Відповідна до значення  $q_0$  потужність лазерної генерації становить [14]:

$$P = \gamma_2 \frac{h\nu}{t_r} q_0 = \frac{\gamma_2}{2} A_e I_s \left( \frac{P_i}{P_{thresh}} - 1 \right) = \frac{\gamma_2}{2} A_e I_s \left( \frac{I_i}{I_{thresh}} - 1 \right) = \eta (P_i - P_{thresh}), \quad (3)$$

де  $h\nu$  – енергія кванта лазерного випромінювання,  $I_i$  – інтенсивність накачування,  $I_{thresh}$  – її порогове значення,  $t_r = 2l_g/c$  – час повного проходження фотона через резонатор,  $I_{thresh} = P_{thresh}/A$ ,  $P_{thresh} = \frac{g}{h_{St} (1 - e^{-2s_p N_{Nd} l_g})} A I_s$ ,  $I_s = \frac{h\nu}{\sigma_e \tau_2}$  –

інтенсивність насичення підсилення,  $h_{St} = \hbar n / \hbar m_p$  – величина стоксівських втрат,  $\eta$  – диференціальний ККД,  $h = \frac{dP}{dP_i} = \frac{g_2}{2g} h_{St} h_A (1 - e^{-2s_p N_{Nd} l_g})$ ,  $h_A = A_e/A$  – коефіцієнт використання перерізу активного середовища.

Отже, потужність лазерного випромінювання є функцією коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала  $R_2$  (або втрат  $\gamma_2$ ), концентрації активатора  $N_{Nd}$  (безпосередньо та через  $\tau_2$ ), довжини активного середовища  $l_g$  та інтенсивності накачування  $I_i$ . Відповідно, оптимізацію параметрів мікрочіпового лазера неперервного режиму роботи можна здійснити так: при фіксованому значенні інтенсивності накачування  $I_i$  визначаються такі значення параметрів  $R_2$ ,  $N_{Nd}$ ,  $l_g$ , які забезпечували б максимальну потужність випромінювання. При цьому оптимальний коефіцієнт відбивання вихідного дзеркала  $R_2$  не є незалежним параметром, а також може бути поданий як функція  $N_{Nd}$  та  $l_g$ . Дійсно, диференціюючи (3) за  $\gamma_2$  та досліджуючи на максимум, отримуємо такий вираз для оптимальної величини втрат на вихідному дзеркалі:

$$g_{2opt} = \sqrt{2(2g_i + g_1) \left( \frac{I_i (1 - e^{-2s_p N_{Nd} l_g}) s_e t_2 (N_{Nd})}{\hbar m_p} \right)} - 2g_i - g_1, \quad (4)$$

Із врахуванням співвідношення (4), функцію (3) при фіксованій інтенсивності накачування  $I_i$  можна розглядати як залежну від двох параметрів – концентрації  $N_{Nd}$  та товщини середовища  $l_g$ . Для прикладу на рис. 1 наведено цю залежність для лазера на GGG:Nd при потужності накачування  $P_i = 0.1$  Вт, діаметрі пучка накачування  $A = 0.12$  мм та коефіцієнті використання перерізу активного середовища  $\eta_A = 1$ , а також аналогічну залежність коефіцієнта відбивання  $R_{2opt}(N_{Nd}, l_g)$ .

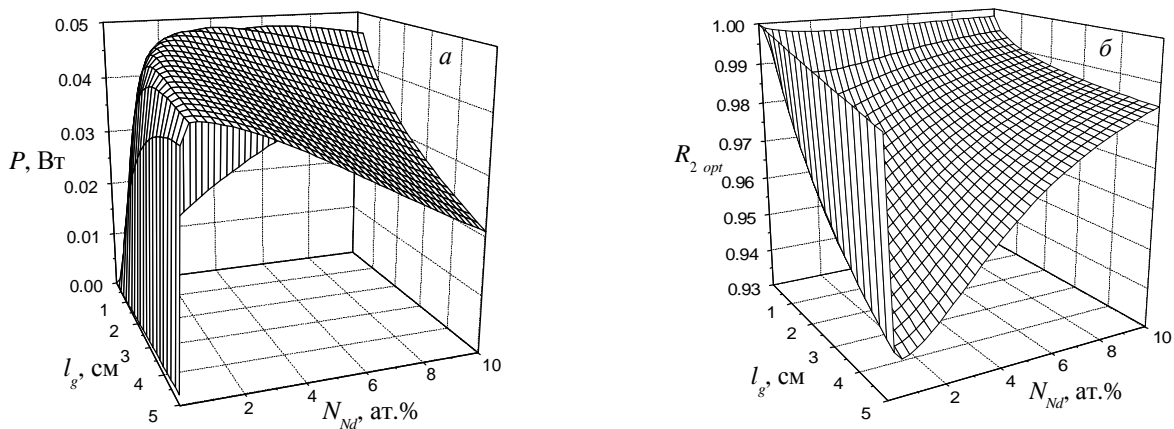


Рис. 1. Залежності потужності лазерного випромінювання  $P$  (а) та оптимального коефіцієнта відбивання  $R_{2opt}$  (б) від товщини активного середовища  $l_g$  та концентрації активатора  $N_{Nd}$  для лазера на GGG:Nd

Як видно з рис. 1, на цій залежності спостерігається максимум (при більших значеннях  $P_i$  він є малопомітним), наявність якого зумовлена тим, що при фіксованих параметрах накачування збільшення концентрації активатора  $N_{Nd}$  веде, з одного боку, до ефективнішого поглинання випромінювання накачування, а з іншого, – до зменшення часу життя лазерного рівня  $\tau_2$ , збільшення ж довжини активного середовища  $l_g$  також зумовлює повніше поглинання випромінювання накачування і, одночасно, зменшення густини потужності накачування та збільшення втрат у лазерному середовищі. Отже, існують деякі оптимальні значення концентрації активатора та довжини активного середовища, за яких потужність випромінювання є максимальною.

Важливою особливістю лазерів, що описуються моделлю (2) є те, що оптимальна концентрація активатора визначається лише матеріалом матриці активного середовища і не залежить від параметрів джерела накачування та конструктивних параметрів активного елемента. Дійсно, знайшовши часткові похідні від потужності за концентрацією активатора  $N_{Nd}$  та товщиною активного середовища  $l_g$  (за умови оптимальності втрат на вихідному дзеркалі) та прирівнюючи їх до нуля, отримуємо систему з двох рівнянь для визначення  $N_{Nd\ opt}$  та  $l_{g\ opt}$ :

$$\begin{cases} 2\sigma_p N_{Nd} l_g e^{-2\sigma_p N_{Nd} l_g} = -\sqrt{\frac{(\alpha l_g + \frac{\gamma_1}{2}) h\nu_p}{I_i \sigma_e \tau_2}} (1 - e^{-2\sigma_p N_{Nd} l_g}) \left[ \frac{N_{Nd}}{\tau_2} \frac{d\tau_2}{dN_{Nd}} - \frac{2\sigma_p N_{Nd} l_g}{e^{2\sigma_p N_{Nd} l_g} - 1} \right] + \left( \alpha l_g + \frac{\gamma_1}{2} \right) \frac{1}{I_i \sigma_e \tau_2} \frac{h\nu_p}{\tau_2} \frac{N_{Nd}}{dN_{Nd}} \frac{d\tau_2}{dN_{Nd}}, \\ 2\sigma_p N_{Nd} l_g e^{-2\sigma_p N_{Nd} l_g} = \sqrt{\frac{(\alpha l_g + \frac{\gamma_1}{2}) h\nu_p}{I_i \sigma_e \tau_2}} (1 - e^{-2\sigma_p N_{Nd} l_g}) \left[ \frac{\alpha l_g}{\left( \alpha l_g + \frac{\gamma_1}{2} \right) + \frac{2\sigma_p N_{Nd} l_g}{e^{2\sigma_p N_{Nd} l_g} - 1}} - \alpha l_g \frac{1}{I_i \sigma_e \tau_2} \right]. \end{cases} \quad (5)$$

За прийнятої раніше умови  $\gamma_1 = 0$ , віднімаючи від другого рівняння (5) перше, знаходимо:

$$\left( \sqrt{\frac{(\alpha l_g + \frac{g_1}{2}) h\nu_p}{I_i s_e t_2}} (1 - e^{-2s_p N_{Nd} l_g}) - \frac{\alpha l_g}{I_i s_e t_2} \right) \left( 1 + \frac{N_{Nd}}{t_2} \frac{dt_2}{dN_{Nd}} \right) = 0. \quad (6)$$

Перший множник дорівнює нулю, якщо  $P_i < P_{thresh}$ , тобто коли генерація відсутня. Отже, за наявності лазерної генерації рівність (6) можна забезпечувати лише за рахунок того, що другий множник дорівнюватиме нулю, тобто за умови

$$\left. \frac{dt_2}{dN_{Nd}} \right|_{N_{Nd} = N_{Nd\ opt}} = -\frac{t_2}{N_{Nd\ opt}}. \quad (7)$$

Зокрема, підставляючи сюди залежність (1), знаходимо, що  $N_{Nd\ opt} = N_\tau$ ,  $\tau_2(N_{Nd\ opt}) = \tau_2^0/2$ .

Отже, оптимальна концентрація активатора для кожного активного середовища визначається лише характером концентраційної залежності часу життя верхнього лазерного рівня.

Якщо для кристала час життя  $\tau_2$  є відомим для багатьох різних значень концентрації активатора (YAP:Nd, YAG:Nd), оптимальну концентрацію можна визначити з рівняння (7), не постулюючи виразу для концентраційної залежності, а використовуючи лише набір даних  $\tau_2(N_{Nd})$ . Враховуючи ці дані, потрібно чисельно розрахувати похідну  $d\tau_2/dN_{Nd}$  на спадній ділянці залежності  $\tau_2(N_{Nd})$  та прирівняти її з оберненим знаком до величини  $\tau_2/N_{Nd}$ . Для прикладу на рис. 2, а наведено залежності  $-d\tau_2/dN_{Nd}$  та  $\tau_2/N_{Nd}$  для кристала YAG:Nd, розраховані за даними [8]. Перша точка перетину обох залежностей відповідає оптимальній концентрації активатора, яка становить ~2.45 ат. %, а відповідний час життя – 164 мкс. Визначені в аналогічний спосіб (рис. 2, б) на основі даних [8], оптимальна концентрація активатора та відповідний їй час життя верхнього лазерного рівня для кристала YAP:Nd становлять 2.07 ат. % та 80 мкс.

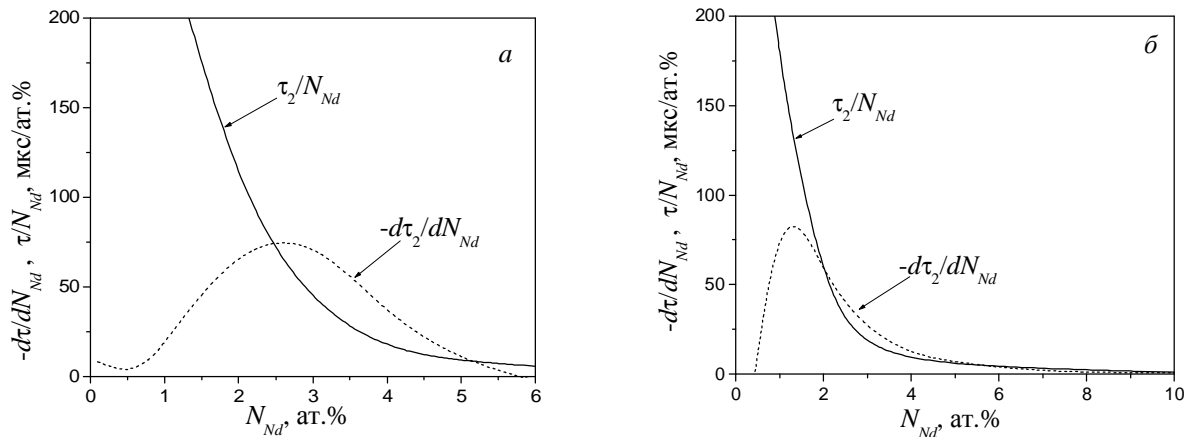


Рис. 2. Залежності  $-d\tau_2/dN_{Nd}$  та  $\tau_2/N_{Nd}$  для кристалів YAG:Nd (а) та YAP:Nd (б)

Оптимальне значення товщини активатора  $l_{g\ opt}$  можна знайти з другого з рівнянь системи (7), підставивши в нього оптимальне значення концентрації  $N_{Nd\ opt} = N_{\tau}$ :

$$f(l_g) = 2s_p N_t l_g e^{-2s_p N_t l_g} - \sqrt{\frac{a l_g h n_p}{I_i s_e t_2(N_t)} \left(1 - e^{-2s_p N_t l_g}\right)} \left[1 + \frac{2s_p N_t l_g}{e^{2s_p N_t l_g} - 1}\right] + \frac{a l_g h n_p}{I_i s_e t_2(N_t)} = 0. \quad (8)$$

Функція  $f(l_g)$ , крім тривіального, має ще два нулі, при цьому один з них відповідає, як можна пересвідчитися підстановкою, значенню  $l_g = \frac{I_i s_e t_2(N_{Nd})}{a h n_p} \left(1 - e^{-2s_p N_{Nd} l_g}\right)$ . Як випливає з (4), при

такому значенні товщини  $l_g$  значення оптимальних втрат на вихідному дзеркалі  $g_{2\ opt} = 0$ , тобто, це значення товщини відповідає точці бифуркації Андронова–Хопфа, перехід через яку веде до того, що генерація вже не може бути досягнута ні за яких значень коефіцієнта відбивання та концентрації активатора. Оптимальній товщині активного середовища відповідає інший нуль функції  $f(l_g)$ , який має місце при менших значеннях  $l_g$ .

Отже, оптимізація мікролазера неперервного режиму роботи, тобто встановлення таких значень концентрації активатора, товщини активного середовища та коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала, які забезпечували б максимальну потужність лазерної генерації, може бути реалізована у такому порядку: 1) із концентраційної залежності часу життя визначається така величина концентрації активатора, за якої виконується умова (7); 2) за відомого значення інтенсивності накачування  $I_i$  визначається оптимальне значення товщини активного середовища; 3) за відомих оптимальних значень концентрації активатора та товщини активного середовища коефіцієнт відбивання вихідного дзеркала визначається з (4).

На рис. 3, а, б наведено результати розрахунку залежностей оптимальної товщини  $l_g$  та коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала  $R_2$  від інтенсивності накачування  $I_i$  для мікрочіпових лазерів на GGG:Nd, YAP:Nd, YVO<sub>4</sub>:Nd, а також, для порівняння, аналогічного їм за конструкцією та робочою довжиною хвилі лазера на YAG:Nd.

Як видно з рис. 3, а, оптимальна товщина активного середовища для всіх розглянутих типів лазерів становить десятки – одиниці міліметрів, при цьому для активних середовищ з більшим перерізом поглинання випромінювання накачування оптимальна товщина є меншою. Із збільшенням потужності накачування значення оптимальної товщини зростає, оскільки при значних  $P_i$  більш повне використання потужності накачування вимагає більшої кількості активних центрів у лазерному кристалі. Оптимальний коефіцієнт відбивання вихідного дзеркала (рис. 3, б) знаходиться в межах 0.85–0.99 та зменшується із збільшенням  $I_i$ . Остання особливість безпосередньо впливає з виразу (4) і є загальним правилом для всіх лазерів, що працюють за чотирирівневою схемою: у разі збільшення потужності накачування величина оптимального коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала змінюється до менших значень.

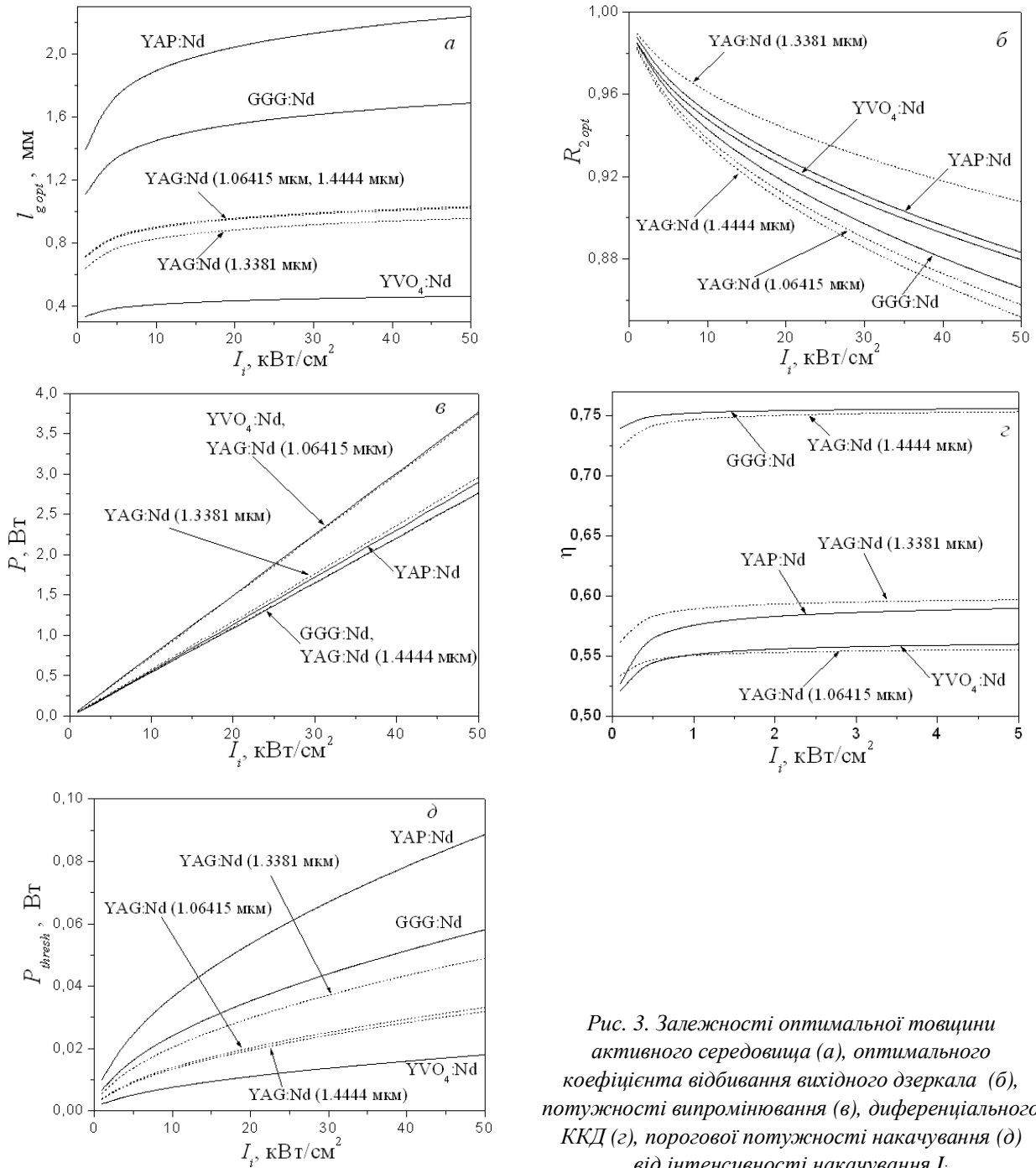


Рис. 3. Залежності оптимальної товщини активного середовища (а), оптимального коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала (б), потужності випромінювання (в), диференціального ККД (г), порогової потужності накачування (д) від інтенсивності накачування  $I_i$

На рис. 3, в-д наведено залежності потужності випромінювання  $P$ , диференціального ККД  $\eta$  та порогової потужності накачування  $P_{\text{thresh}}$ , які відповідають оптимальним значенням  $N_{\text{Nd}}$ ,  $l_g$  та  $R_2$ , від інтенсивності накачування  $I_i$ . Оскільки потужність випромінювання та диференціальний ККД є прямо пропорційними до перерізу лазерної моди  $A_e$ , то всі розрахунки проводили в припущенні, що коефіцієнт заповнення активного середовища дорівнює одиниці, тобто що узгодження розмірів пучків випромінювання та генерації завжди в той чи інший спосіб досягається. Якщо ця умова не виконується, значення потужності та диференціальної ефективності, отримані в наших розрахунках, мають бути відповідно відкориговані (помножені на відповідний  $\eta_d$ ). Як видно з рис. 3, в, значення потужності випромінювання, що досягається в оптимумі, лінійно зростає з інтенсивністю випромінювання. При цьому дане значення визначається, переважно, величиною стоксівських втрат для



конкретного матеріалу. Це зумовлено тим, що порогова потужність накачування, що відповідає оптимальним  $N_{Nd}$ ,  $l_g$  та  $R_2$ , становить соті частки Вт (рис. 3,  $\delta$ ) і є значно меншою за потужність накачування, а отже, величина потужності випромінювання, яка може бути досягнута за цього значення  $P_i$ , визначається передусім, величиною диференціального ККД (див. (3)). Своєю чергою диференціальний ККД, за умови  $\eta_A = 1$  буде близьким до величини стохастичних втрат даного матеріалу. Насправді, як показують розрахунки, для оптимізованого мікродіодового лазера наявна приблизна рівність  $\eta \approx \eta_{st}$  (див. рис. 3,  $\epsilon$  та табл. 2). Отже, потужність лазерного випромінювання, яку можна отримати на оптимізованих мікродіодових лазерах з близькими довжинами хвиль накачування та генерації при тій самій інтенсивності накачування є приблизно однаковою.

### Висновки

Розроблено процедуру оптимізації мікродіодових лазерів неперервного режиму роботи. Проведено оптимізацію параметрів лазерів на основі GGG:Nd, YAP:Nd, YVO<sub>4</sub>:Nd, а також, з метою порівняння, YAG:Nd з різними довжинами хвиль генерації.

Показано, що оптимальна концентрація активатора мікродіодового лазера, що працює за чотирирівневою схемою, визначається лише характером концентраційної залежності часу життя верхнього лазерного рівня. Отримано співвідношення, яке дозволяє визначити оптимальну товщину активного середовища мікродіодового лазера неперервного режиму роботи. Показано, що типові значення оптимальної товщини становлять десяті – одиниці мм і є меншими для середовищ з більшим перерізом поглинання випромінювання накачування. Показано, що у разі забезпечення оптимальних значень параметрів мікродіодового лазера диференціальний ККД та потужність випромінювання, які можуть бути досягнуті при заданій інтенсивності накачування, визначаються, переважно, величиною стохастичних втрат матеріалу. Зокрема, потужність випромінювання може становити до ~ 2.8 Вт для лазера на GGG:Nd (1.4237 мкм), ~ 3 Вт для лазера на YAP:Nd (1.3416 мкм), ~ 3.8 Вт для лазера на YVO<sub>4</sub>:Nd (1.0643 мкм) за потужності накачування в межах 5 Вт та площі перерізу пучка накачування ~10<sup>-4</sup> см<sup>2</sup>.

1. Матковський А.О. Матеріали квантової електроніки. – Львів: Ліга-Прес, 2000.
2. Дорошенко М.Е., Осико В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. Эффективная генерация лазерного излучения в области 1,4 мкм в кристалле Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Cr,Ce,Nd // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20. – С. 569–672.
3. Sulc J., Jelínková H., Jabczyński J. K., Zendzian W., Kwiatkowski J., Nejezchleb K., Skoda V. Comparison of diode-side-pumped Nd:YAG and Nd:YAP laser // Proc. SPIE. – 2005. – Vol. 5707. – P. 325–334.
4. Bernard J.E., Alcock A.J. High-efficiency diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> slab laser // Optics Letters. – 1993. – Vol. 18. – P. 968–970.
5. Kaczmarek S. M., Korczynski K., Lukaszewicz T., Durygin A. N., Solskii I. M. Neodymium doped GGG laser compared with YAP, SLGO and YAG lasers // Proc. SPIE. – 1997. – Vol. 3179. – P. 263–267.
6. Дорошенко М.Е., Осико В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. Эффективный лазер на кристалле гадолиний-галлиевого граната с неодимом // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18. – С. 799–802.
7. Dunlu Sun, Qingli Zhang, Zhaobing Wang, Jing Su, Changjiang Gu, Aihua Wang, Shaotang Yin Concentration distribution of Nd<sup>3+</sup> in Nd:Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> crystals studied by optical absorption method // Cryst. Res. Technol. – 2005. – Vol. 40. – P. 698–702.
8. Матковський А.О., Сугак Д.Ю., Узбиский С.Б., Шпотьок О.И., Черный Е.А., Вакив Н.М., Мокрицкий В.А. Воздействие ионизирующих излучений на материалы электронной техники. – Львов: Світ, 1994.
9. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. – М.: Наука, 1975.
10. Boucher M., Musset O., Boquillon J.P., Georgiou E. Multiwatt CW diode end-pumped Nd:YAP laser at 1.08 and 1.34  $\mu\text{m}$ : influence of Nd doping level // Optics Communications. – 2002. – Vol. 212. – P. 139–148.
11. Sugak D., Matkovskii A.O., Savitskii D., Durygin A., Suchocki A., Zhydachevskii Y., Solskii I., Stefaniuk I., Wallrafen F. Growth and induced color centers in YAlO<sub>3</sub>-Nd single crystals // Phys. Stat. Sol. (a). – 2001. – Vol. 184. – P. 239–250.
12. Huber G., Kellner T., Kretschmann M., Sandrock T., Scheife H. Compact diode pumped cw solid-state lasers in the visible spectral region // Optical Materials. – 1999. – Vol. 11. – P. 205–216.
13. Zagumennyi A.I., Mikhailov V.A.,

- Shcherbakov I.A. Crystals for end-diode-pumped lasers // *Laser Physics*. – 1996. – Vol. 6. – P. 582–588.
14. Shaofan Wu, Guofu Wang, Jianling Xie Growth of high quality and large-sized  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  single crystal. *J. Cryst. Growth*. – 2004. – Vol. 266. – P. 496–499.
15. Buryu O.A., Sugak D.Y., Ubizskii S.B., Izhnin I.I., Vakiv M. M., Solskii I.M. The comparative analysis and optimization of the free-running  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$  and  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  microlasers // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. – 2007. – Vol. 88. – P. 433–442.
16. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. – М.: МИСИС, 2000.
17. Рябцев Н.Г. Материалы квантовой электроники. – М.: Сов. радио, 1972.
18. Матковский А.О., Сузак Д.Ю., Костиков Ю.П., Пидзырайло Н.С., Литвиненко В.И., Копко Б.Н., Кузьмина Е.Г. Фотозлектронная и оптическая спектроскопия монокристаллов галлиевых гранатов // *Изв. АН СССР. Неорганические материалы*. – 1990. – Т. 26. – С. 788–792.
19. Прохоров А.М. Справочник по лазерам. Т. 1 – М.: Сов. радио, 1978.
20. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом. – М.: Радио и связь, 1985.
21. Lomheim T.S., De Shazer L.G. Optical absorption and fluorescence intensities of  $\text{Nd}^{3+}$  in garnets  $\text{CaY}_2\text{Mg}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  and  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  and the biaxial crystal  $\text{La}_2\text{Be}_2\text{O}_5$  // *Phys. Rev. B*. – 1979. – Vol. 20. – P. 4343–4356.
22. Shi, H., Zhang, G., Shen, H. Measurement of principle refractive indices and the thermal refractive index coefficient of Yttrium vanadate // *J. Synth. Cryst. (Chinese)*. – 2001. – Vol. 30. – P. 85–88.
23. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990.
24. Kück S., Fornasiero L., Mix E., Huber G. Excited state absorption and stimulated emission of  $\text{Nd}^{3+}$  in crystals. Part I:  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{YAlO}_3$ , and  $\text{Y}_2\text{O}_3$  // *Appl. Phys. B*. – 1998. – Vol. 67. – P. 151–156.
25. Wang C.Q., Chow Y.T., Reekie L., Gambling W.A., Zhang H.J., Zhu L., Meng X.L. A comparative study of the laser performance of diode-laser-pumped  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  and  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  crystals // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. – 2002. – Vol. 70. – P. 762–772.
26. Koechner W. Solid-state laser engineering. Springer Science + Business Media, Inc. New York, 2006.
27. Дорошенко М.Е., Осико В.В., Сизачев В.Б., Тимошечкин М.И. Генерационные свойства кристалла гадолиний–галлиевого граната с неодимом на переходе  ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$  ( $\lambda = 1,33$  мкм) // *Квантовая электроника*. – 1991. – Т. 18. – С. 298–300.
28. Sugak D., Durigin A., Matkovskyy A., Suchocki A., Solskii I., Savitskii D., Zhydachevskii Ya., Wallrafen F., Kopczyński K. Optical and luminescence properties of  $\text{YAlO}_3 - \text{Tm}$  crystals // *Cryst. Res. Technol.* – 2001. – Vol. 36. – P. 1223–1229.
29. Matkovskii A.O., Savytskii D.I., Sugak D.Yu., Solskii I.M., Vasylechko L.O., Zhydachevskii Ya.D., Mond M., Petermann K., Wallrafen F. Growth and properties of  $\text{YAlO}_3:\text{Tm}$  single crystals for 2- $\mu\text{m}$  laser operation // *Journal of Crystal Growth*. – 2002. – Vol. 241. – P. 455–462.
30. Dunlu Sun, Qingli Zhang, Zhaobing Wang, Jing Su, Xia Zhang, Shufang Shao, Changjiang Gu, Aihua Wang, Haihe Jlang, Shaotang Yin Absorption and Luminescence Study of  $\text{Nd}_{3+}:\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  Laser Crystal // *Journal of Optoelectronics Laser*. – 2005. – Vol. 16. – P. 1325–1328.