

УДК 621.315.592

О.А. Бурій, С.Б. Убізький

Національний університет "Львівська політехніка",  
кафедра напівпровідникової електроніки

## ОПТИМІЗАЦІЯ КВАЗІТРИРІВНЕВИХ ТУЛІЄВИХ МІКРОЛАЗЕРІВ НЕПЕРЕРВНОГО РЕЖИМУ РОБОТИ

© Бурій О.А., Убізький С.Б., 2012

Buryy O.A., Ubizskii S.B.,

## THE OPTIMIZATION OF THE QUASI-THREE-LEVEL CW THULIUM MICROLASERS

© Buryy O.A., Ubizskii S.B., 2012

Розроблено процедуру оптимізації квазітрирівневих мікролазерів неперервного режиму роботи, яка полягає у визначенні таких значень концентрації активатора, товщини активного середовища та коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала, які забезпечують максимальну потужність лазерної генерації. Оптимізаційна процедура покладена в основу порівняльного аналізу активних середовищ YAG:Tm та YAP:Tm, які дозволяють отримати лазерне випромінювання з довжиною хвилі  $\sim 2$  мкм.

*Ключові слова: твердотільний лазер, ітрій-алюмінієвий гранат, теплопровідність.*

The procedure of quasi-three-level cw microlasers optimization is elaborated. The procedure consists in determination of such values of the activator concentration, active medium thickness and the output mirror reflectivity that maximizing the power of laser radiation. Based on the optimization procedure the comparative analysis is carried out for YAG:Tm- and YAP:Tm- active media allowing to obtain the laser radiation with wavelength of about 2  $\mu\text{m}$ .

*Key words: solid-state laser, yttrium-aluminium garnet, heat conductivity.*

### Вступ

Лазерне випромінювання на довжині хвилі в околі 2 мкм знаходить використання в багатьох галузях техніки, зокрема, у метеорології, локації, військовій справі. Особливо широким є спектр його медичних застосувань, до якого належать хірургія, офтальмологія, гінекологія, ортопедія, артроскопія, ангіопластика. Особливостями, які зумовили таку популярність випромінювання цієї довжини хвилі є його сильне поглинання водою та тканинами організму, слабе поглинання в атмосфері, безпечність для людського ока. Практично єдиними лазерами, які дають можливість отримати випромінювання в околі 2 мкм та виготовляються промислово, є лазери на основі середовищ, легуваних тулієм, гольмієм, або гольмієм разом із сенсibiliзуючими домішками d та f-елементів (Tm, Tm+Cr, Tm+Er, Yb, Yb+Tm+Er) [1]. Серед них тулієві лазери характеризуються більшим диференційним коефіцієнтом корисної дії по відношенню до поглинутого випромінювання накачування [2]. Найпоширенішою матрицею, що використовується для таких лазерів, є кристал ітрій-алюмінієвого гранату (YAG). Проте властивості, зокрема, більший ефективний переріз лазерного переходу  $\sigma_e$ , вказує на доцільність використання в якості матриці для тулієвого лазера кристала ітрій-алюмінієвого перовськіту (YAP) [3]. Експериментальні дослідження генерації лазера

на YAP:Tm порівняно з лазером на YAG:Tm [2] показали, що диференційний ККД для лазера на YAP:Tm також є приблизно вдвічі більшим. Проте ці дослідження було проведено для певних конкретних значень параметрів лазерів – геометричних розмірів активних середовищ, концентрацій активатора, коефіцієнтів відбивання вихідних дзеркал, тощо. У цій роботі наведено порівняльний аналіз мікролазерів на основі кристалів YAP:Tm та YAG:Tm, що базується на розв'язанні задачі оптимізації, яка полягає у визначенні таких значень концентрації активатора ( $Tm^{3+}$ ), товщини активного середовища та коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала, які б забезпечували найбільшу досяжну потужність випромінювання лазера. Подібний аналіз було проведено в роботі [4], проте, для спрощення задачі у [4] розглядався лазер з активним елементом циліндричної форми, тоді як мікролазери, які виготовляються за груповою технологією, мають зазвичай вигляд прямокутних пластин. Оскільки форма та геометричні розміри активного елемента лазера істотно позначаються на характері теплових процесів у ньому, а останні, своєю чергою, мають враховуватися під час моделювання процесу генерації квазітрирівневих, зокрема, тулієвих лазерів, доцільно розглянути задачу моделювання та оптимізації їх параметрів саме при такій геометрії активного середовища. Розв'язанню цієї задачі й присвячено роботу.

### Характеристики лазерного середовища

Кристал YAP належить до ромбічної сингонії і є оптично двовісним, а лазерне випромінювання, отримане на кристалі з матрицею YAP, має високий ступінь поляризації, що є важливим для отримання генерації на вищих гармоніках. Крім того, YAP, порівняно із YAG, має переваги технологічного характеру: його температура плавлення (2140 K) є на 80 K нижчою за температуру плавлення YAG, а швидкість вирощування може бути збільшена у 3–5 разів порівняно з YAG без зниження якості кристала [1]. Одночасно до недоліків YAP потрібно зарахувати більший (в напрямках  $a$  та  $c$ ) коефіцієнт термічного розширення та у 1.4 раза меншу теплоємність [1], а також схильність до двійникування та паразитного ростового забарвлення [5].

Тулій в кристалі YAP заміщує іони  $Y^{3+}$  в позиціях, що мають моноклінну симетрію  $C_2$ . У роботі [2] показано, що оптимальні значення концентрації тулію в кристалі YAP лежать в межах 3 – 4 ат. %.

Для отримання лазерної генерації найчастіше використовують  $b$ -зріз кристала [2, 6–8], при цьому лазерне випромінювання є поляризованим вздовж осі  $a$  (установка Pbm). Саме для цього зрізу проводилися всі розрахунки цієї роботи, проте вони легко можуть бути модифіковані і для інших можливих зрізів кристала YAP.

На рис. 1 наведено схему генерації тулієвого лазера і позначено основні процеси, що відбуваються під час генерації: накачування на рівень  $^3H_4$  із швидкістю  $R$ , спонтанні переходи з рівнів  $^3H_4$ ,  $^3H_5$  та  $^3F_4$ ,  $t_4$ ,  $t_3$ ,  $t_2$  – відповідні часи життя,  $b_{4i}$ ,  $i = 1..3$  – коефіцієнти галуження люмінесценції, відповідно до [9] в розрахунках прийнято величини  $b_{43} = 0.55$  та  $b_{42} = 0.05$ , отримані для YAG:Tm; крос-релаксація ( $^3H_6$ ,  $^3H_4$ )  $\rightarrow$   $2(^3F_4)$  з швидкістю  $\gamma_{cr}$ ; процеси ап-конверсії ( $^3F_4$ ,  $^3F_4$ )  $\rightarrow$  ( $^3H_5$ ,  $^3H_6$ ) та ( $^3F_4$ ,  $^3F_4$ )  $\rightarrow$  ( $^3H_4$ ,  $^3H_6$ ) з параметрами ап-конверсії  $\mu_3$  та  $\mu_4$  відповідно [9]; лазерна генерація на переході  $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$  з ефективним перерізом випромінювання  $s_e$ ; поглинання лазерного випромінювання між рівнями  $^3H_6$  та  $^3F_4$  з відповідним ефективним перерізом  $s_a$ . Відповідно до [10], в наших розрахунках не береться до уваги процес крос-релаксації ( $^3H_5$ ,  $^3H_6$ )  $\rightarrow$   $2(^3F_4)$  через його порівняно низьку швидкість.

Найефективніше накачування лазерів на YAG:Tm та YAP:Tm здійснюється за допомогою лазерних діодів на AlGaAs на довжинах хвилі 0.785 та 0.795 мкм, які відповідають переходу  $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$ . Лазерна генерація відбувається на довжині хвилі 1.936 для YAP:Tm та 2.013 для YAG:Tm на переході  $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$  (рис. 1). Нижній лазерний рівень є одним із дванадцяти штарківських підрівнів основного рівня, схема генерації є квазітрирівневою.

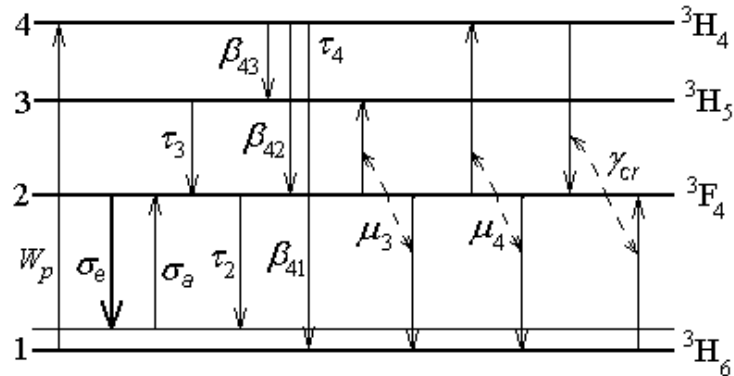


Рис. 1. Квазітривінева схема генерації тулієвого лазера

Ефективність накачування істотно збільшується внаслідок процесу крос-релаксації сусідніх іонів тулію, під час якої іон, що поглинув квант випромінювання накачування, переходить з рівня  ${}^3\text{H}_4$  на верхній лазерний рівень  ${}^3\text{F}_4$ , збуджуючи одночасно сусідній іон Тм з основного стану  ${}^3\text{H}_6$  на  ${}^3\text{F}_4$ . Вочевидь, крос-релаксація є ефективною при достатньо малій середній віддалі між іонами тулію в кристалі, тобто при порівняно високій їх концентрації. Швидкість крос-релаксації  $\gamma_{cr}$  зростає із збільшенням концентрації активатора згідно із співвідношенням [11]:

$$\gamma_{cr} = \frac{1}{\tau_0} \left( \frac{N_{Tm}}{N_0} \right)^2, \quad (1)$$

де  $N_{Tm}$  – концентрація тулію,  $\tau_0$  має зміст часу життя рівня  ${}^3\text{H}_4$ ,  $\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$ ,  $\tau_r$ ,  $\tau_{nr}$  – випромінювальний та безвипромінювальний часи життя рівня  ${}^3\text{H}_4$  відповідно,  $N_0$  – концентрація тулію, при якій швидкість крос-релаксації дорівнює швидкості переходів іонів із рівня  ${}^3\text{H}_4$  на нижчі рівні. Дані по величинах  $N_0$ ,  $\tau_0$  різняться, зокрема, при концентрації тулію 2 ат.% для  $N_0$  в різних роботах отримано значення 0,5; 1,1; 1,6 ат.% при відповідних значеннях часу життя  $\tau_0 = 0,541$ ; 0,830; 0,510 мс [9]. У цій роботі прийнято значення  $N_0 = 0,5$  ат.% та  $\tau_0 = 0,541$  мкс, які використовувалися під час розрахунків для лазера на YAG:Tm у [11] і дозволили отримати добре узгодження між теоретичними розрахунками та експериментальними вимірюваннями залежності потужності лазерного випромінювання від потужності накачування. Оскільки величини цих параметрів для YAG:Tm невідомі, всі розрахунки роботи зроблено у припущенні, що для обох лазерних кристалів вони є однаковими.

Величини параметрів ап-конверсії є відомими лише для кристала YAG:Tm. Параметр  $\mu_3$  дорівнює  $3 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>/с, а значення параметра  $\mu_4$  знаходяться в межах  $1 \cdot 10^{-18} \div 8 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>/с для 6% YAG:Tm [9]. Ця різниця, однак, не впливає істотно на результати розрахунку, оскільки загальна постійна ап-конверсії  $\mu$  визначається не як сума, а як певна лінійна комбінація параметрів  $\mu_3$ ,  $\mu_4$ , яка істотніше залежить від  $\mu_3$ . Параметри ап-конверсії залежать від концентрації тулію як [9]:

$$\mu_i = \chi_i \cdot \frac{\tilde{N}^2}{N_{Tm}^2 + \tilde{N}^2}, \quad (2)$$

де  $i = 3, 4$ ,  $\tilde{N}$  – характеристична концентрація активатора,  $\tilde{N} = 4.3$  ат.% для YAG:Tm. Постійні  $\chi_3$ ,  $\chi_4$  можуть бути розраховані з параметрів ап-конверсії  $\mu_3$ ,  $\mu_4$  для 6% YAG:Tm. При середньому для  $\mu_4$  значенні  $4.5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>/с отримуємо:  $\chi_3 = 4.54 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>/с,  $\chi_4 = 6.81 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>/с. Як і у випадку ап-конверсії, ці ж величини використовувалися при оптимізації лазера на YAG:Tm.

Як зазначалося, істотною перевагою лазерного кристала YAP:Tm є більша величина ефективного перерізу лазерного переходу:  $\sigma_e = 5.0 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$  для YAP:Tm та  $2.2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$  для YAG:Tm [3]. Загалом, для квазітрирівневих лазерних систем ефективний переріз лазерного переходу  $\sigma_e$  визначається атомним перерізом переходу  $\sigma$  та бoльцманівським фактором верхнього лазерного рівня  $f_u$ ,  $\sigma_e = f_u \sigma$ , де  $f_u = \frac{1}{Z_u} \exp\left(-\frac{E_u - E_1}{kT}\right)$ ,  $Z_u = \sum_{i=1}^{n_m} \exp\left(-\frac{E_i - E_1}{kT}\right)$  – функція розподілу,  $E_i$  – енергія  $i$ -го рівня в мультиплеті,  $n_m$  – кількість рівнів у мультиплеті. Ефективний переріз поглинання на довжині хвилі лазерної генерації  $\sigma_a$  визначається як  $\sigma_a = f_l \sigma$ , де  $f_l = \frac{1}{Z_l} \exp\left(-\frac{E_l - E_1}{kT}\right)$  – бoльцманівський фактор нижнього лазерного рівня. Ефективні перерізи  $\sigma_e$  та  $\sigma_a$  пов’язані виразом [3]:

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) \frac{Z_l}{Z_u} \exp\left(\frac{E_{ZL} - h\nu}{kT}\right), \tag{3}$$

де  $\nu$  – частота лазерного випромінювання,  $E_{ZL}$  – енергія нульової лінії  $E_{ZL} = 0.69 \text{ eV}$  для YAG:Tm та  $0.70 \text{ eV}$  для YAP:Tm [3]. Величини ефективних перерізів поглинання, розраховані для  $T = 20^\circ\text{C}$ , а також деякі інші параметри, що використовувалися під час розрахунку, наведено у таблиці.

### Характеристики лазерних кристалів YAP:Tm та YAG:Tm

Параметр	YAP	YAG	Джерело
Кристалграфічна позиція рідкісноземельного іона (координаційне число)	C <sub>s</sub> (12)	D <sub>2</sub> (8)	[1]
Довжина хвилі лазерного випромінювання, мкм	1.936	2.013	[3]
Показник заломлення на довжині хвилі генерації ( з формули Зельмеєра)	1.9048(a); 1.9185 (b); 1.9270 (c)	1.8123	[1]
Ефективний переріз лазерного переходу при 293 К, 10 <sup>-21</sup> см <sup>2</sup>	5,0	2,2	[3]
Переріз поглинання на довжині хвилі генерації, 10 <sup>-21</sup> см <sup>2</sup>	0.486	0.077	[3]
Довжина хвилі накачування, мкм	0.795	0.785	[1]
Переріз поглинання на довжині хвилі накачування, 10 <sup>-21</sup> см <sup>2</sup>	9.1	6.5	[12–13]
Показник поглинання в області лазерної генерації, см <sup>-1</sup>	0.005	0.005	[12–14]
Час життя верхнього лазерного рівня, мс; в дужках зазначена концентрація Tm (ат.%), що відповідає даному значенню часу життя	4.4 ÷ 4.9 (1) 2.04 (5)	11 (1) 9.1 (10.3)	[3, 14]

Час життя верхнього лазерного рівня  $\tau_2$  як в YAP:Tm, так і в YAG:Tm, залежить від концентрації тулію – для YAP:Tm він становить 4.4 ÷ 4.9 мс при концентрації тулію 1 ат.% та 2.04 мс при 5 ат.% [14], а для YAG:Tm – 11 мс при 1 ат.% та 9.1 при 10.3 ат.% [3]. У розрахунках цієї роботи концентраційні залежності часу життя апроксимувалися виразом, подібним до (2):

$$\tau_2 = \tau_2^0 \frac{N_\tau^2}{N_{Tm}^2 + N_\tau^2}, \tag{4}$$

де  $\tau_2^0 = 4.85 \text{ мс}$ ,  $N_\tau = 4.26 \text{ ат.}\%$  для YAP:Tm та  $\tau_2^0 = 11.02 \text{ мс}$ ,  $N_\tau = 22.41 \text{ ат.}\%$  для YAG:Tm.

Як видно з наведених даних, збільшення концентрації Tm в YAP та YAG веде до зростання ефективності накачування внаслідок збільшення швидкості крос-релаксації  $\gamma_{cr}$  і, водночас, до більшого спустошення верхнього лазерного рівня через інтенсифікацію процесів ап-конверсії та зменшення його часу життя. Наявність цих двох тенденцій протилежного характеру вказує на існування деякого оптимального значення концентрації тулію в цих кристалах.

### Моделювання процесу генерації тулієвого мікролазера неперервного режиму роботи

Проведемо оптимізацію та порівняємо ефективність тулієвих лазерів на основі YAP та YAG матриць, зіставляючи розраховані енергетичні залежності  $P(P_i)$ , де  $P$  – потужність лазерного випромінювання,  $P_i$  – потужність накачування, що потрапляє до активного середовища. Розрахунок здійснюватимемо на основі отриманих у [4] співвідношень для критичної інверсії  $N_c$ , потужності лазерного випромінювання  $P$ , порогової потужності накачування  $P_{thresh}$  та диференційного ККД  $\eta$ :

$$N_c = \frac{1}{c\sigma_e\tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma_e l_g}, \quad (5)$$

$$P = \frac{h\nu}{(1+f)} \frac{\gamma_2}{2\gamma} A_e l_g \frac{fN_{Tm} + N_c}{\tau_2} \left[ \frac{(1+f)\eta_{QY} R\tau_2}{fN_{Tm} + N_c} - \frac{\mu\tau_2(fN_{Tm} + N_c)}{1+f} - 1 \right]. \quad (6)$$

$$P_{thresh} = \frac{h\nu_p A(\gamma + \sigma_a l_g N_{Tm})}{(1 - e^{-2\sigma_p N_{Tm} l_g}) \eta_{QY} (\sigma_a + \sigma_e) \tau_2} \left[ 1 + \frac{\mu\tau_2(\gamma + \sigma_a l_g N_{Tm})}{(\sigma_a + \sigma_e) l_g} \right], \quad (7)$$

$$\eta = \eta_{st} \eta_A \frac{\gamma_2}{2\gamma} (1 - e^{-2\sigma_p N_{Tm} l_g}) \eta_{QY}, \quad (8)$$

де  $c$  – швидкість світла,  $\tau_c$  – час життя фотона в резонаторі,  $\tau_c = l_g/c\gamma$ ,  $l_g$  – товщина активного середовища,  $\gamma$  – 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,  $\gamma_1 = -\ln R_1$ ,  $\gamma_2 = -\ln R_2$ ,  $R_1, R_2$  – коефіцієнти відбивання дзеркал (далі прийнято, що  $R_1 = 1$ , тобто  $\gamma_1 = 0$ ),  $\gamma_i$  – втрати в активному середовищі,  $\gamma_i = \alpha l_g$ ,  $f = s_a/s_e$ ,  $A_e$  – переріз лазерної моди,  $A_e = \pi w^2/4$ ,  $w$  – радіус моди,  $R = P_i \frac{1 - \exp(-2\alpha_p l_g)}{A l_g h\nu_p}$  – швидкість накачування,  $\nu_p$  – частота випромінювання накачування,  $A$

– переріз пучка накачування,  $A = \pi w_p^2$ ,  $w_p$  – радіус пучка накачування,  $\alpha_p$  – показник поглинання

на довжині хвилі накачування,  $\alpha_p = \sigma_p N_{Tm}$ ,  $N_{Tm}$  – концентрація іонів  $Tm^{3+}$ ,  $\eta_{QY} = \frac{\beta + 2\gamma_{cr}\tau_4}{1 + \gamma_{cr}\tau_4}$  –

квантовий вихід,  $\beta = \beta_{42} + \beta_{43}$ ,  $\mu = \mu_3 + \mu_4(2 - \eta_{QY})$  – загальна постійна ап-конверсії,  $\eta_{st}$  – стоксівські втрати,  $\eta_{st} = 0.41$  для YAP:Tm та  $\eta_{st} = 0.39$  для YAG:Tm,  $\eta_A$  – коефіцієнт заповнення активного середовища,  $\eta_A = A_e/A$ , який надалі вважатимемо таким, що дорівнює одиниці.

Як видно з (6), потужність лазерного випромінювання є функцією коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала  $R_2$  (або втрат на вихідному дзеркалі  $\gamma_2$ ), концентрації активатора  $N_{Tm}$  (крім того, що  $N_{Tm}$  входить до (4.53) безпосередньо, швидкість крос-релаксації  $\gamma_{cr}$  та час життя верхнього лазерного рівня  $\tau_2$ , як зазначалося, також є концентраційно залежними), товщини активного середовища  $l_g$  та параметрів пучка накачування  $P_i$  та  $A$ . Оптимізацію параметрів та наступний порівняльний аналіз лазерів на основі матриць YAG та YAP здійснимо в той самий спосіб, що і у [4]: для кожного значення потужності накачування  $P_i$  та перерізу пучка накачування  $A$  визначимо такі значення параметрів  $R_2$ ,  $N_{Tm}$  та  $l_g$ , які забезпечували б максимальну потужність лазерного випромінювання.

Оптимальні втрати  $\gamma$ , що відповідають максимуму вихідної потужності (6), можуть бути визначені з умови  $dP/d\gamma = 0$ , яка зводиться до кубічного рівняння:

$$\gamma^3 + a_2\gamma^2 + a_0 = 0, \quad (9)$$

$$\text{де } a_2 = \frac{(\sigma_e + \sigma_a)l_g}{2\mu\tau_2} + \sigma_a l_g N_{Tm} - \frac{1}{2} \left( \gamma_i + \frac{\gamma_1}{2} \right),$$

$$a_0 = \left( \gamma_i + \frac{\gamma_1}{2} \right) \frac{\sigma_a (\sigma_e + \sigma_a) l_g^2 N_{Tm}}{2\mu\tau_2} \left( 1 + \frac{\sigma_a}{\sigma_e + \sigma_a} \mu\tau_2 N_{Tm} - \frac{\sigma_e + \sigma_a}{\sigma_a} \frac{\eta_Q \gamma \tau_2}{N_{Tm}} R \right).$$

Коефіцієнт  $a_0 < 0$  при  $P_i > P_{tresh}$  та  $a_0 \geq 0$  при  $P_i \leq P_{tresh}$ . При не дуже значному показнику поглинання  $\alpha$  ( $\sim 0.5 \text{ см}^{-1}$  та вище) коефіцієнт  $a_2 > 0$ , тобто відповідно до правила знаків Декарта існує лише один додатний корінь рівняння (9) при  $P_i > P_{tresh}$  та жодного при  $P_i \leq P_{tresh}$ .

Із врахуванням того, що  $R_{2opt} = \exp(-2\gamma_{opt} - 2\gamma_i - \gamma_1) \equiv R_{2opt}(N_{Tm}, l_g)$ , функцію (6) при постійних параметрах потужності накачування  $P_i$  та площі пучка накачування  $A$  можна розглянути як залежну від двох параметрів – концентрації іонів тулію  $N_{Tm}$  та товщини активного середовища  $l_g$ .

Нагрівання активного середовища лазера під час генерації змінює ефективні перерізи  $\sigma_e$  та  $\sigma_a$  завдяки зміні бальманівських факторів  $f_u$  та  $f_l$ . Основними джерелами нагрівання у лазерах на YAG:Tm та YAP:Tm є безвипромінювальний перехід  $^3H_5 \rightarrow ^3F_4$ , безвипромінювальна частина переходу  $^3H_4 \rightarrow ^3H_5$ , ап-конверсія  $2^3F_4 \rightarrow ^3H_6, ^3H_5$ , при якій нагрівання відбувається через неповну узгодженість у міжрівневих відстанях. Подібне неузгодження має місце також для процесів крос-релаксації  $^3H_6, ^3H_4 \rightarrow 2^3F_4$  та ап-конверсії  $2^3F_4 \rightarrow ^3H_6, ^3H_4$ , при цьому крос-релаксація супроводжується генеруванням, а ап-конверсія – поглинанням фонових.

Густина потужності джерел теплоти  $Q$ , що генерується завдяки переліченим процесам, є функцією заселеностей відповідних рівнів і може бути записана як:

$$Q = \epsilon_{32} \frac{N_3}{\tau_3} + \epsilon_{43} \frac{N_4}{\tau_{4nr}} + \epsilon_{uc3} \mu_3 N_2^2 - \epsilon_{uc4} \mu_4 N_2^2 + \epsilon_{cr} \gamma_{cr} N_4, \quad (10)$$

де  $N_i$  – заселеності відповідних рівнів (див. рис. 1),  $\tau_{4nr}$  – безвипромінювальний час життя рівня  $^3H_4$ ,  $\tau_{4nr} = \tau_4 / (1 - \eta_4)$ ,  $\eta_4$  – випромінювальна квантова ефективність,  $\eta_4 = 0.54$  для YAG:Tm та  $0.89$  для YAP:Tm [15], тобто  $\tau_{4nr} = 1.176 \text{ мс}$  для YAG:Tm та  $4.918 \text{ мс}$  для YAP:Tm,  $\epsilon_{32}$ ,  $\epsilon_{43}$  – енергії переходів  $^3H_5 \rightarrow ^3F_4$  та  $^3H_4 \rightarrow ^3H_5$  відповідно,  $\epsilon_{32} = 0.26 \text{ еВ}$ ,  $\epsilon_{43} = 0.46 \text{ еВ}$  для YAG:Tm,  $\epsilon_{32} = 0.28 \text{ еВ}$ ,  $\epsilon_{43} = 0.47 \text{ еВ}$  для YAP:Tm,  $\epsilon_{uc3}$ ,  $\epsilon_{uc4}$ ,  $\epsilon_{cr}$  – енергетичні неузгодженості процесів ап-конверсії  $2^3F_4 \rightarrow ^3H_6, ^3H_5$ ,  $2^3F_4 \rightarrow ^3H_6, ^3H_4$  та крос-релаксації  $^3H_6, ^3H_4 \rightarrow 2^3F_4$  відповідно,  $\epsilon_{uc3} = 0.182 \text{ еВ}$ ,  $\epsilon_{uc4} = \epsilon_{cr} = 0.02 \text{ еВ}$  для YAG:Tm та  $\epsilon_{uc3} = 0.24 \text{ еВ}$ ,  $\epsilon_{uc4} = \epsilon_{cr} = 0.12 \text{ еВ}$  для YAP:Tm.

Концентрація  $N_4$  та відношення  $N_3/\tau_3$  відповідно дорівнюють  $N_4 = \tau_4 \frac{R + \mu_4 N_2^2}{1 + \gamma_{cr} \tau_4}$ ,

$\frac{N_3}{\tau_3} = \mu_3 N_2^2 + \beta_{43} \frac{R + \mu_4 N_2^2}{1 + \gamma_{cr} \tau_4}$ , де  $N_2 \approx \frac{fN_{Tm} + N_c}{1 + f}$  – заселеність верхнього лазерного рівня [4]. З

врахуванням цих співвідношень густину потужності джерел теплоти  $Q$  можна записати як:

$$Q = \zeta_1 R + \zeta_2 \left( \frac{fN_{Tm} + N_c}{1 + f} \right)^2, \quad (11)$$

де  $\zeta_1 = \frac{\epsilon_{32} \beta_{43} + \epsilon_{43} \tau_4 \tau_{4nr}^{-1} + \epsilon_{cr} \gamma_{cr} \tau_4}{1 + \gamma_{cr} \tau_4}$ ,  $\zeta_2 = \frac{\epsilon_{32} \beta_{43} \mu_4 + \epsilon_{43} \tau_4 \tau_{4nr}^{-1} \mu_4 + \epsilon_{cr} \gamma_{cr} \tau_4 \mu_4}{1 + \gamma_{cr} \tau_4} + \epsilon_{32} \mu_3 + \epsilon_{uc3} \mu_3 - \epsilon_{uc4} \mu_4$ .

Як видно з (11), густина розподілу джерел теплоти є сумою двох складових, при цьому обидві вони є залежними від координати. Перша з них, пропорційна до швидкості накачування  $R$ , має просторовий розподіл, що відповідає просторовому розподілу інтенсивності в пучку накачування. Координатна залежність другої складової виникає через неоднорідність розподілу температури в лазерному кристалі, а отже, і неоднорідність в розподілі температурно-залежних величин  $f$  та  $N_c$  (через посередництво  $\sigma_e$ ). Для визначення температурного розподілу в активному елементі

координатна залежність  $Q$  представлялася як  $Q(r) = \begin{cases} Q, & r \leq w_p \\ 0, & r > w_p \end{cases}$ , тобто вважалося, що нагрівання

має місце лише в ділянці, де поглинається випромінювання накачування.

В якості крайових умов для рівняння теплопровідності використовували умови третього роду, що впливають з умови рівності між собою теплових потоків з середини активного елемента до його поверхні та від поверхні до навколишнього середовища.

Розв'язок рівняння теплопровідності, отриманий за методом інтегральних перетворень [16], має вигляд:

$$T(x, y, z) = T_e + 8Q(a_x a_y l_g)^2 \sum_{i,j,k=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_{Tx}(\lambda_i a_y l_g)^2 + \lambda_{Ty}(\mu_j a_x l_g)^2 + \lambda_{Tz}(v_k a_x a_y)^2} \frac{I_{i,j}}{\lambda_i \mu_j (Bi_x^2 + \lambda_i^2 + Bi_y^2)} \times \left( \frac{\lambda_i^2 + Bi_x^2}{Bi_y^2 + \mu_j^2 + Bi_y^2} \frac{v_k \left[ \sin v_k + \frac{Bi_z}{v_k} (1 - \cos v_k) \right]}{(Bi_z^2 + v_k^2 + 2Bi_z)} \cos \left( \lambda_i \frac{x}{a_x} \right) \cos \left( \mu_j \frac{y}{a_y} \right) \left( \cos \left( v_k \frac{z}{l_g} \right) + \frac{Bi_z}{v_k} \sin \left( v_k \frac{z}{l_g} \right) \right) \right) \quad (12)$$

де  $T_e$  – температура навколишнього середовища,  $2a_{x,y}$  – поперечні розміри активного елемента,  $2a_{x,y} = 6$  мм якщо не зазначено інше,  $\lambda_{Tx,y,z}$  – компоненти тензора питомої теплопровідності, які для кубічного кристала YAG є однаковими та дорівнюють  $\sim 13$  Вт/м·К, а для кристала YAP становлять  $\lambda_{Tx} = 12.3$  Вт/м·К,  $\lambda_{Ty} = 11.6$  Вт/м·К,  $\lambda_{Tz} = 9.9$  Вт/м·К ( $x \parallel c$ ,  $y \parallel a$ ,  $z \parallel b$ , установка Pbnm) [17],

$Bi_x = \frac{\alpha_T}{\lambda_{Tx}} a_x$ ,  $Bi_y = \frac{\alpha_T}{\lambda_{Ty}} a_y$ ,  $Bi_z = \frac{\alpha_T}{\lambda_{Tz}} l_g$  – числа Біо, що характеризують відведення тепла через

поверхні активного елемента,  $\alpha_T$  – коефіцієнт тепловідведення, який для систем, що охолоджуються за рахунок теплового контакту з газовим середовищем  $\leq 10^{-2}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К); надалі в нас прийнято  $\alpha_T = 5 \cdot 10^{-3}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К),  $I_{i,j}$  позначає інтеграли вигляду

$$I_{i,j} = \int_0^{\tilde{w}_{pi}} \sin \left( \frac{\mu_j a_x}{\lambda_i a_y} \sqrt{\tilde{w}_{pi}^2 - q^2} \right) \cos q dq = \frac{\pi}{2} \frac{\mu_j w_p}{a_y} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{l!} \left( \frac{\mu_j a_x}{\lambda_i a_y} \right)^{2l} \left( -\frac{\lambda_i w_p}{2a_x} \right)^l J_{l+1} \left( \frac{\lambda_i w_p}{a_x} \right), \quad \tilde{w}_{pi} = \lambda_i w_p / a_x.$$

Величини  $\lambda_i = l_i a'_x$ ,  $\mu_j = m_j a'_y$ ,  $v_k = n_k l_g$ , що входять до (12), визначаються як корені рівнянь, отриманих з

крайових умов для рівняння теплопровідності:  $\tan(\lambda'_i) = \frac{Bi_x}{\lambda'_i}$ ,  $\tan(\mu'_j) = \frac{Bi_y}{\mu'_j}$ ,  $\tan(v_k) = \frac{2v_k Bi_z}{v_k^2 + Bi_z^2}$ .

Під час розрахунків температурно-залежних величин використовувалася температура на осі активного елемента ( $x, y = 0$ ), усереднена за його товщиною,  $T_{aver} = \frac{1}{l_g} \int_0^{l_g} T(r=0, z) dz$ , яка становить:

$$T_{aver} = T_e + \sum_{i,j,k=1}^{\infty} \frac{8Q(a_x a_y l_g)^2}{\lambda_{Tx}(\lambda_i a_y l_g)^2 + \lambda_{Ty}(\mu_j a_x l_g)^2 + \lambda_{Tz}(v_k a_x a_y)^2} \frac{I_{i,j}}{\lambda_i \mu_j (Bi_x^2 + \lambda_i^2 + Bi_y^2)(Bi_y^2 + \mu_j^2 + Bi_y^2)(Bi_z^2 + v_k^2 + 2Bi_z)} \left[ \sin v_k + \frac{Bi_z}{v_k} (1 - \cos v_k) \right]^2 \quad (13)$$

Відповідно до (12) – (13), густина потужності тепловиділення  $Q$  визначає температуру нагрівання активного елемента, проте вона також є температурно-залежною (другий доданок у (11)). У зв'язку із наявністю такої взаємозалежності, розрахунок параметрів лазера при фіксованих величинах  $N_{Tm}$ ,  $l_g$  здійснювався за таким ітеративним алгоритмом: (1) при заданому значенні температури, початково 298 К, визначалися оптимальне значення коефіцієнта відбивання  $R_2$ , інверсія  $N_c$  та потужність тепловиділення  $Q$ ; (2) при відомій потужності тепловиділення  $Q$  розраховувалася усереднена температура  $T_{aver}$  (13); (3) якщо різниця між розрахованим значенням

усередненої температури  $T_{aver}$  та її попереднім значенням становила більше ніж 0.01 К, кроки 1), 2) повторювалися; в протилежному випадку здійснювався розрахунок параметрів лазера – потужності випромінювання, ККД та порогової потужності накачування. Визначені в такий спосіб типові залежності потужності випромінювання від концентрації активатора  $N_{Tm}$  та товщини активного середовища  $l_g$  наведено на рис. 2 – 3.

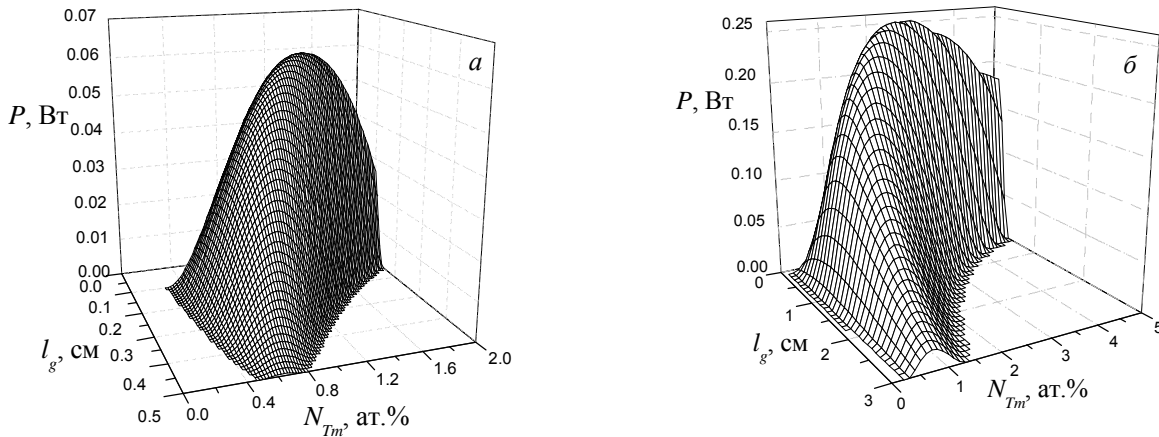


Рис. 2. Залежності потужності лазерного випромінювання  $P$  від концентрації іонів тулію  $N_{Tm}$  та товщини активного середовища  $l_g$  при потужності накачування  $P_i = 1$  Вт та радіусі пучка накачування  $w_p = 0.3$  мм для лазерів на YAP:Tm (а) та YAG:Tm (б)

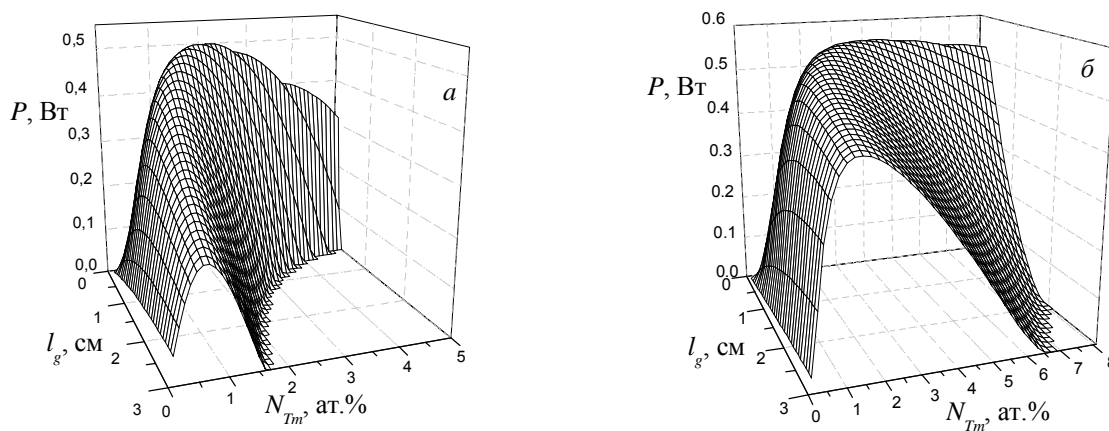


Рис. 3. Залежності потужності лазерного випромінювання  $P$  від концентрації іонів тулію  $N_{Tm}$  та товщини активного середовища  $l_g$  за потужності накачування  $P_i = 5$  Вт та радіуса пучка накачування  $w_p = 0.2$  мм для лазерів на YAP:Tm (а) та YAG:Tm (б)

Як видно з рисунків, на залежностях  $P(N_{Tm}, l_g)$  спостерігається максимум, наявність якого зумовлена тим, що при фіксованих параметрах накачування збільшення концентрації активатора  $N_{Tm}$  спричиняє, з одного боку, зростання швидкості накачування внаслідок зростання швидкості крос-релаксації  $\gamma_{cr}$ , а з іншого – до зменшення часу життя лазерного рівня  $\tau$ , збільшення ж товщини активного середовища  $l_g$  приводить до повнішого поглинання випромінювання накачування та збільшення загальної кількості активних центрів і, одночасно, до зменшення густини потужності накачування та збільшення втрат у лазерному середовищі. Отже, існують деякі оптимальні значення концентрації активних центрів та товщини активного середовища, при яких потужність випромінювання є максимальною. У визначенні із залежностей, подібних наведеним на рис. 2 – 3,



оптимальних значень  $N_{Tm}$  та  $l_g$ , (і зв'язаної з ними величини втрат  $\gamma_2$ ) і полягає оптимізація параметрів тулієвого лазера для кожного значення потужності накачування  $P_i$  та радіуса пучка накачування  $w_p$ . Відзначимо, що характер залежностей  $P(N_{Tm}, l_g)$  при менших  $w_p$  вказує на слабшу чутливість до відхилення концентрації активатора та товщини активного середовища від оптимальних значень порівняно із випадком великих розмірів пучка накачування. Ця особливість є істотною для лазера на YAG:Tm (рис. 3, б), що зумовлено слабшою концентраційною залежністю часу життя верхнього лазерного рівня для YAG:Tm.

Використаємо розв'язання задачі оптимізації для порівняльного аналізу лазерів на YAP:Tm та YAG:Tm. При цьому для обох лазерів розраховуватимемо оптимальні значення  $N_{Tm}$ ,  $l_g$ ,  $\gamma_2$  та потужності випромінювання  $P$ , які є гранично досяжними при фіксованих значеннях  $P_i$  та  $w_p$ . Результати розрахунку залежностей гранично досяжної потужності випромінювання від падаючої потужності накачування  $P_i$  при значеннях радіуса пучка накачування  $w_p = 0.01, 0.1$  та  $0.3$  мм наведено на рис. 4,а. Аналогічні залежності для оптимальних концентрації активатора  $N_{Tm}$ , товщини активного середовища  $l_g$ , коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала  $R_2$ , а також диференціального ККД  $\eta$  та порогової потужності накачування  $P_{thresh}$  наведено на рис. 4, б-е.

Як видно з рис. 4,а,б-е, при порівняно великих радіусах пучка накачування ( $\sim 0.3$  мм) потужність випромінювання та диференціальний ККД є істотно більшими, а порогова потужність накачування – меншою для лазера на YAG:Tm. У разі зменшення радіуса пучка накачування різниця у величині зменшується: при  $w_p = 0.1$  мм потужності випромінювання стають приблизно рівними при всіх значеннях потужності накачування, а за подальшого зменшення  $w_p$  потужність випромінювання лазера на YAP:Tm починає перевищувати потужність лазера на YAG:Tm (рис. 4,а). При цьому диференціальний ККД лазера на YAP:Tm також стає більшим за диференціальний ККД лазера на YAG:Tm, а величини порогових потужностей накачування – практично однаковими. Підкреслимо, що залежності, наведені на рис. 4,а не є ідентичними до звичайних залежностей потужності випромінювання від потужності накачування, які в ідеалізованому випадку мають вигляд прямих, що перетинають вісь абсцис у точці  $P_i = P_{thresh}$ ; такого типу залежності отримують при постійних інших параметрах лазера, тоді як кожній точці залежності, наведеної на рис. 4,а, відповідає свій набір значень концентрації активатора, товщини активного середовища та коефіцієнта відбивання. Іншим наслідком оптимізаційного підходу, що вимагає знаходження для кожного значення  $P_i$  оптимальних значень  $N_{Tm}$ ,  $l_g$  та  $R_2$  є поява, через їх посередництво, залежності порогової потужності накачування від  $P_i$ . Великі розрахункові значення ККД лазерів (до  $\sim 0.8$ ) пов'язані із тим, що всі розрахунки роботи здійснювалися по відношенню до потужності накачування, що потрапляє до активного середовища, без врахування втрат випромінювання накачування у передавальному тракті, на відбивання на торцях тощо. Крім того, процес крос-релаксації ( ${}^3\text{H}_6, {}^3\text{H}_4 \rightarrow 2({}^3\text{F}_4)$ ) збільшує ККД лазера, оскільки завдяки йому один поглинутий фотон на довжині хвилі накачування може привести до випромінення двох фотонів на довжині хвилі генерації: дійсно, при великих значеннях швидкості крос-релаксації  $\gamma_{cr}$  величина квантового виходу  $\eta_{QY}$  у (8) прямує до 2, а отже, за умов  $\eta_A = 1$ ,  $\gamma \approx \gamma_2/2$ ,  $1 - e^{-2\sigma_p N_{Tm} l_g} \approx 1$ , ККД приблизно дорівнює  $2\eta_{sr}$ , тобто  $\sim 0.82$  для YAP:Tm та  $\sim 0.78$  для YAG:Tm.

Оптимальні значення товщини активного середовища для обох лазерів лежать в межах кількох міліметрів (рис. 4,б), при цьому залежності  $l_g(P_i)$  мають, взагалі кажучи, немонотонний характер; аналогічний результат має місце і для тулієвих мікролазерів циліндричної форми [4]. Оптимальні значення концентрації  $N_{Tm}$  (рис. 4,в) зростають із збільшенням потужності накачування і є вищими для лазера на YAP:Tm – до кількох десятків ат.% при  $w_p = 0.01$  мм, тоді як для лазера на YAG:Tm вони становлять  $2\div 7.5$  ат.% для цього діапазону потужностей. Оптимальне значення коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала  $R_2$  зменшується із зростанням потужності накачування

(рис. 4,з) та при різних  $P_i$  та  $w_p$  лежить в межах  $0.74 \div 0.99$  для лазера на YAP:Tm та  $0.93 \div 0.99$  для лазера на YAG:Tm.

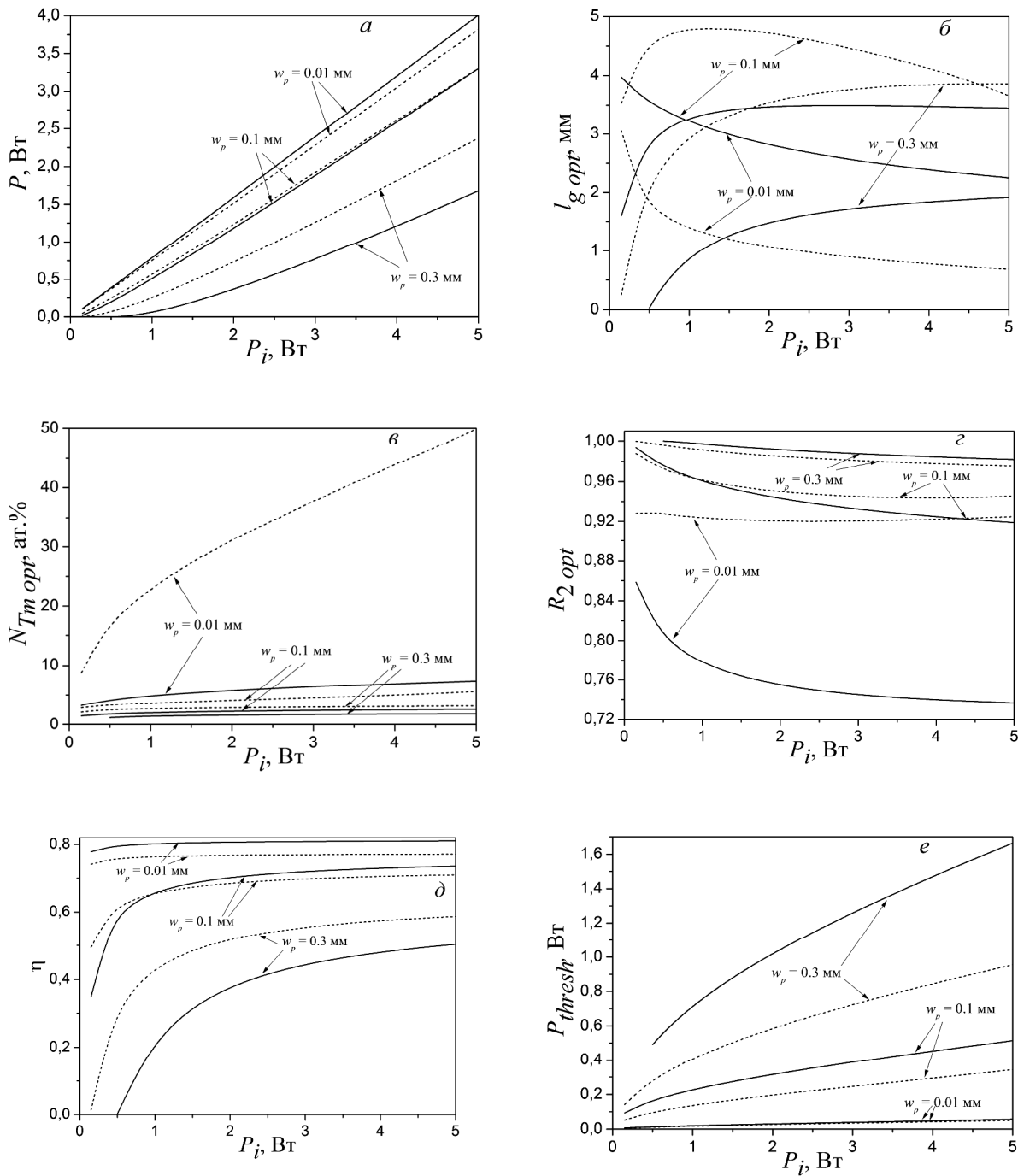


Рис. 4. Залежності гранично досяжної потужності випромінювання  $P$  (а), оптимальної товщини активного середовища  $l_{g\ opt}$  (б), концентрації активатора  $N_{Tm\ opt}$  (в), коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала  $R_{2\ opt}$  (г) та відповідних ним диференціального ККД  $\eta$  (д) та порогової потужності накачування  $P_{thresh}$  (е) від потужності накачування  $P_i$  при різних розмірах пучка накачування. Суцільні криві – для лазера на YAP:Tm, штриховані – на YAG:Tm

Питома потужність тепловиділення  $Q$ , як і слід очікувати, зростає у разі збільшення потужності накачування та зменшення радіуса пучка накачування, до того ж остання залежність є особливо істотною: зменшення величини  $w_p$  від 0.3 до 0.01 мм веде до збільшення питомої потужності тепловиділення приблизно на три порядки (рис. 5,а).

Залежності усередненої температури  $T_{aver}$  (13) від потужності накачування (рис. 5,б), що потрапляє до активного середовища  $P_i$  є приблизно лінійними як для YAP:Tm, так і для YAG:Tm при значеннях  $P_i$  до ~5 Вт. При цьому  $T_{aver}$  є помітно меншою для лазера на YAG:Tm: так, при  $P_i = 5.15$  Вт та  $w_p = 0.3$  мм різниця  $T_{aver} - T_e$  для YAG:Tm становить ~35°C, тоді як для лазера на YAP:Tm – ~75°C. Це, вочевидь, обумовлено більшою енергетичною неузгодженістю процесів крос-релаксації та ап-конверсії у YAP:Tm, а також дещо меншою теплопровідністю цього кристала. В припущенні, що активний елемент інтенсивно охолоджується, величини потужності випромінювання, отримані після оптимізації, значно не перевищують наведені на рис. 4.30: відносна різниця між ними при  $P_i \sim 5$  Вт не перевищує 8% для YAG:Tm та 24% для YAP:Tm. Потрібно наголосити, що такий незначний вплив нагрівання на характеристики лазера в наших розрахунках є наслідком того, що ці характеристики визначалися через оптимізаційну процедуру: в експериментальних дослідженнях параметри активного елемента (концентрація активатора, товщина, тощо) є фіксованими, а отже, спостережуваний вплив нагрівання на параметри лазера є істотнішим [2, 18]. Дійсно, як показують розрахунки, оптимальна концентрація активатора у разі інтенсивного охолодження може бути на 30% вищою (при  $P_i \sim 5$  Вт) для YAG:Tm та на 30% для YAP:Tm. Відповідні значення  $l_g$  є більшими за наведені на рис.1.32: до 37% для YAG:Tm та до 58% для YAP:Tm. Оптимальний коефіцієнт відбивання вихідного дзеркала змінюється менш істотно: він зменшується приблизно на 3% для YAG:Tm та на ~5% для YAG:Tm.

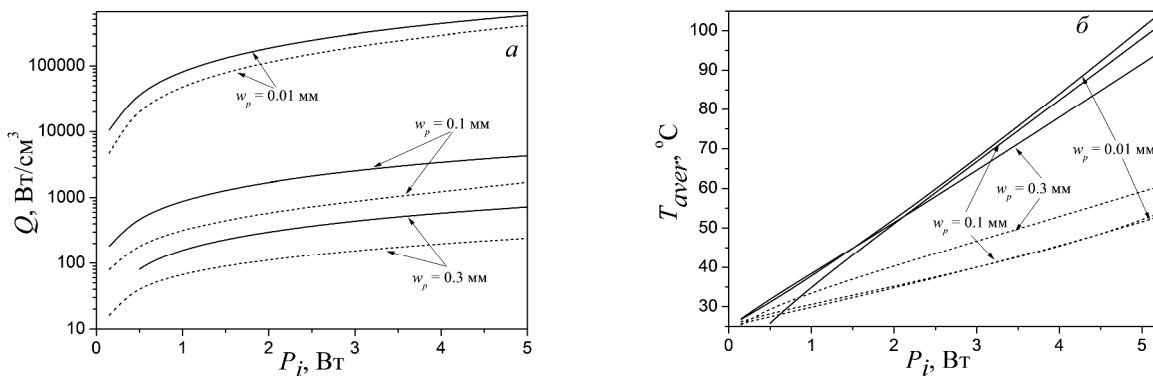


Рис. 5. Залежності питомої потужності тепловиділення  $Q$  (а) та усередненої температури на осі активного елемента  $T_{aver}$  (б) від потужності накачування  $P_i$  за різних розмірів пучка накачування. Суцільні криві – для лазера на YAP:Tm, штриховані – на YAG:Tm

Відзначимо, що температурний режим роботи лазера значною мірою визначається його поперечними розмірами  $2a_{x,y}$ : чим меншими вони є, тим меншим є, за одного й того самого значення  $l_g$ , об'єм середовища, що нагрівається. Це веде, вочевидь, до більших температур нагрівання, більшої заселеності нижнього лазерного рівня, і, як наслідок, меншої інверсії заселеності та потужності випромінювання. Для прикладу на рис. 6, а–б наведено залежності потужності випромінювання від падаючої потужності накачування при різних значеннях  $2a_{x,y}$  для обох розглянутих тулівєвих лазерів. Як видно з рисунків, зменшення поперечних розмірів від 6 до 4 мм веде до істотного зменшення потужності випромінювання: приблизно на 30% для лазера на

YAG:Tm та на 45% для лазера на YAP:Tm (при  $P_i = 5.15$  Вт). Водночас двократне збільшення поперечних розмірів (до 12 мм в обох випадках) не спричиняє сильне зростання потужності випромінювання: це є одним з наслідків залежності (12), згідно з якою зростання максимальної температури на осі  $T_{max}$  при збільшенні поперечних розмірів активного елемента помітно сповільнюється при великих значеннях  $2a_{x,y}$ . Це обумовлено тим, що за достатньо великих поперечних розмірів тепловідведення здійснюється, переважно, через торці лазерного кристала і саме цей процес насамперед і буде відповідальним за величину температури в околі осі активного елемента.

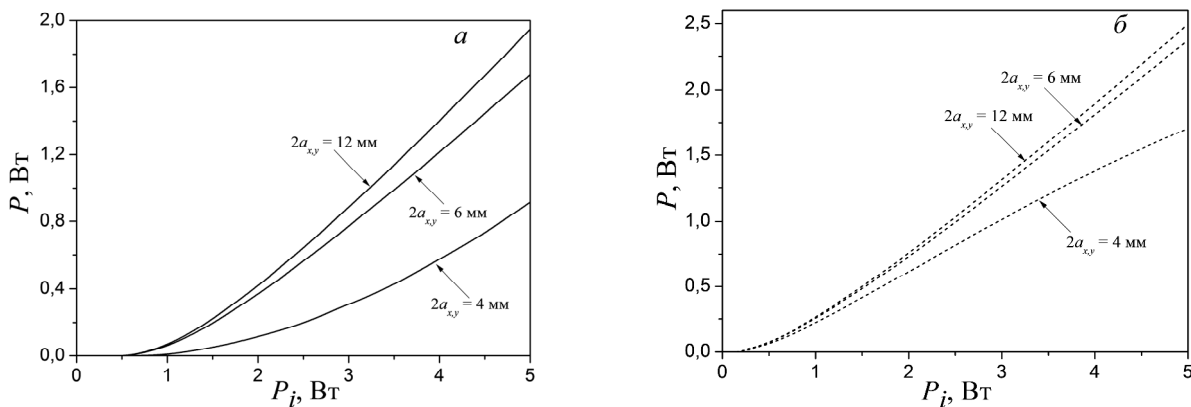


Рис. 6. Залежності граничнодосяжної потужності випромінювання  $P$  від потужності накачування  $P_i$  при різних поперечних розмірах активного середовища  $2a_{x,y}$  для лазерів на YAP:Tm (а) та YAG:Tm (б). Для всіх кривих радіус пучка накачування становить 0.3 мм

### Вплив нагрівання на параметри лазерної моди тулієвих мікролазерів

Вплив нагрівання на параметри лазерної моди тулієвих мікролазерів визначимо в тій самій послідовності, що і у [20], а саме: (1) при заданих параметрах активного середовища, джерела накачування та системи охолодження з рівняння теплопровідності визначається розподіл температури в мікролазері; (2) за відомого розподілу температури визначаються розподіл показника заломлення та деформації торців активного елемента; (3) за відомих розподілів показника заломлення та деформацій визначаються компоненти променевої (ABCD)-матриці, що описує розповсюдження лазерного випромінювання в резонаторі, з яких, своєю чергою, розраховуються розмір перетяжки моди та розбіжність лазерного випромінювання.

Під час обчислення можна обмежитися розглядом лише моди TEM<sub>00</sub>, оскільки лише вона реально генерується в мікролазерах. У розрахунках також нехтувалося зміною показника заломлення внаслідок фотопружних ефектів, оскільки типово вони становлять лише кілька відсотків від його температурної зміни [1].

Розрахунок показує, що для лазера на кристалі YAG:Tm радіус лазерного променя в перетяжці становить 0.20 – 0.35 мм, а розбіжність  $2\theta$  дорівнює  $\sim 3.7 - 6.0$  мрад, радіус перетяжки є меншим, а розбіжність, відповідно, більшою при більших значеннях  $l_g$ . Для мікролазера на YAP:Tm розмір перетяжки є меншим, а розбіжність більшою порівняно із лазером на YAG:Tm: при різних потужностях накачування та оптимальних товщинах активного середовища в межах 0.76 ÷ 3.49 мм розмір перетяжки становить величину 0.15 ÷ 0.22 мм, а розбіжність лазерного променя  $2\theta$  дорівнює 5.5 – 11 мрад. Отже, розбіжність є меншою для тулієвого лазера з матрицею YAG, що пов'язано із меншими перепадами температури в цьому лазерному середовищі, зумовленими, своєю чергою, дещо кращими теплофізичними властивостями цього матеріалу. Зазначимо також, що основний

внесок у величини радіуса лазерного пучка в перетяжці та розбіжності робить температурна зміна показника заломлення; внесок деформацій торців у величину  $2\theta$  для обох типів лазерів є приблизно однаковим та становить  $\sim 1 \div 11$  % при різних параметрах пучка накачування та лазерного кристала.

### Висновки

Розроблено методику оптимізації мікролазерів на основі ітрій-алюмінієвого перовськіту та ітрій-алюмінієвого гранату, легованих тулієм, які використовуються як джерела когерентного випромінювання на довжині хвилі в околі 2 мкм. На основі розв'язання задачі оптимізації параметрів лазера проведено порівняльний аналіз лазерів на YAP:Tm та YAG:Tm. Показано, що за умови рівності швидкості крос-релаксації та ап-конверсійних втрат при порівняно великих радіусах пучка накачування ( $\sim 0.3$  мм) потужність випромінювання та диференціальний ККД є істотно більшими, а порогова потужність накачування – меншою для лазера на YAG:Tm. При зменшенні радіуса пучка накачування різниця між цими параметрами для лазерів на YAP:Tm та YAG:Tm зменшується: при  $w_p = 0.1$  мм потужності випромінювання стають приблизно рівними при всіх значеннях потужності накачування, а у разі подальшого зменшення  $w_p$  потужність випромінювання лазера на YAP:Tm починає перевищувати потужність лазера на YAG:Tm.

Показано, що оптимальні значення товщини активного середовища для обох лазерів типово становлять одиниці мм (до  $\sim 5$  мм) при потужностях накачування до 5 Вт, а оптимальні значення концентрації активатора –  $\sim$  одиниці ат.%. Лише для лазера на YAG:Tm при малих розмірах пучка накачування ( $\sim 0.01$  мм) оптимальне значення концентрації досягає десятків відсотків. Оптимальна величина коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала знаходиться в діапазоні 0.74–0.99 та 0.93–0.99 для лазерів на YAP:Tm та YAG:Tm відповідно.

На основі розрахунку елементів (ABCD)-матриці показано, що радіус перетяжки лазерного пучка є більшим, а розбіжність, відповідно, меншою для лазера на кристалі YAG:Tm, відповідно до дещо кращих теплофізичних характеристик цього матеріалу. Зокрема, для лазера на YAG:Tm розбіжність  $2\theta$  знаходиться в межах 3.7 – 6.0 мрад, тоді як для лазера на YAP:Tm вона становить  $\sim 5.5 \div 11$  мрад в залежності від параметрів системи накачування та активного середовища.

1. Матковський А.О. *Матеріали квантової електроніки* // Львів: Ліга-Прес, 2000.
2. Elder I.F., Payne M.J.P. *Lasing in diode-pumped Tm:YAP, Tm,Ho:YAP and Tm,Ho:YLF* // *Opt. Comm.* – 1998. – V. 145. – P.329–339.
3. Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., Krupke W.F. *Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er<sup>3+</sup>, Tm<sup>3+</sup>, and Ho<sup>3+</sup>* // *IEEE J. Quantum Electronics.* – 1992. – V. 28. – No. 11. P. 2619 – 2630.
4. Buryy O., Sugak D., Ubizskii S., Izhnin I., Vakiv M., Solskii I. *The comparative analysis and optimization of the free-running Tm<sup>3+</sup>:YAP and Tm<sup>3+</sup>:YAG microlasers* // *Applied Physics B: Lasers and Optics.* – 2007. – V. 88. – P. 433-442.
5. 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. – V. 184. – P. 239–250.
6. Elder I.F., Payne M.J.P. *YAP versus YAG as a diode-pumped host for thulium* // *Optics Commun.* – 1998. – V. 148. – P. 265–269.
7. Бородин Н.И., Крюков П.В., Понов А.В., Ушаков С.Н., Шестаков А.В. *Непрерывная генерация лазера на кристалле YAlO<sub>3</sub>:Tm<sup>3+</sup> при диодной накачке* // *Квантовая электроника.* – 2005. – Т. 35. – С. 511–514.
8. Razdobreev I., Shestakov A. *Self-pulsing of a monolithic Tm-doped YAlO<sub>3</sub> microlaser* // *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 73. – 053815 (5 pages).
9. Rustad G., Stenersen K. *Modeling of laser-pumped Tm and Ho lasers accounting for upconversion and ground-state depletion* // *IEEE J. of Quantum Electronics.* – 1996. – V. 32. – P. 1645–1656.
10. Armagan G., Buoncristiani A.M.,

Edwards W.C., Inge A.T., DiBartolo B. Spectroscopic characterization of dynamical processes for Tm,Ho:YAG lasers // OSA Proc. Advances solid state lasers, H.P. Jenssen and G. Dub, Eds. – 1990. – V. 6. – P. 144–149. 11. Honea E.C., Beach R.J., Sutton S.B., Speth J.A., Mitchell S.C., Skidmore J.A., Emanueil M.A., Payne S.A. 115-W Tm:YAG diode-pumped solid-state laser // IEEE J. Quantum Electronics. – 1997. – V. 33. – No. 9. – P.1592–1599. 12. Matkovskii A.O., Savytskii D.I., Sugak D.Yu., Solskii I.M., Vasylechko L.O., Zhydachevskii Ya.A., Mond M., Petermann K., Walrafen F. Growth and properties of YAlO<sub>3</sub>:Tm single crystals for 2- $\mu$ m laser operation // Journal of Crystal Growth. – 2002. – V. 241. – P. 455–462. 13. Sugak D., Durigin A., Matkovskyy A., Suchocki A., Solskii I., Savitskii D., Zhydachevskii Ya., Wallrafen F., Kopczynski K. Optical and luminescence properties of YAlO<sub>3</sub> – Tm crystals // Cryst. Res. Technol. – 2001. – V. 36. – P. 1223–1229. 14. Manaa H., Wiedeman, Moncorge R., Koselja M., Souriau J.C. Excited-state luminescence properties and laser performance of the Tm<sup>3+</sup> doped perovskite YAlO<sub>3</sub> // J. Physique. – V.4. – 1994. – P. C4–525 – C4–527. 15. Caird J.A., DeShazer L.G., Nella J. Characteristics of room-temperature 2.3- $\mu$ m laser emission from Tm<sup>3+</sup> in YAG and YAlO<sub>3</sub> // IEEE J. of Quantum Electronics. – 1975. – V. QE-11. – P. 874–880. 16. Лыков А.В. Теплообмен. Справочник // М.: „Энергия”, 1978. 17. Qin Dong, Guangjun Zhao, Jianyu Chen, Yuchong Ding, Chengchun Zhao, Growth and anisotropic thermal propereties of biaxial Ho:YAlO<sub>3</sub> crystal // J. Appl. Phys. – 2010. – V. 108. – 023108 (10 pages). 18. Thevar T., Barnes N.P. Diode-pumped, continuous wave Tm:YAlO<sub>3</sub> laser // Applied Optics. – V. 45. – No. 14. – P. 3352–3355. 19. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990. 20. Бурій О.А., Убізський С.Б., Сугак Д.Ю. Теплові процеси в мікролазері неперервного режиму роботи на кристалі YAG:Nd та їх вплив на параметри лазерного випромінювання // Вісник Нац. ун-ту „Львівська політехніка”, серія „Електроніка”. – 2010. – № .681. – С. 80 – 88 .