

УДК 621.315.592

О.А. Бурый, С.С. Мельник, С.Б. Убізський, А.О. Матковський
 Національний університет “Львівська політехніка”,
 кафедра напівпровідникової електроніки

ТЕПЛОВІ ПРОЦЕСИ В ПАСИВНОМУ МОДУЛЯТОРІ ДОБРОТНОСТІ НА ОСНОВІ КРИСТАЛА $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$

© Бурый О.А., Мельник С.С., Убізський С.Б., Матковський А.О., 2003

O.A. Buryu, S.B. Ubizskii, S.S. Melnyk, A.O. Matkovskii
 Lviv Polytechnic National University

THE HEAT PROCESSES IN THE Cr^{4+} : YAG CRYSTAL BASED QUALITY MODULATOR

© Buryu O.A., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O., 2003

Проаналізовані теплові процеси в пасивному модуляторі добротності на основі плівки $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$. Визначено величину тепловиділення в абсорбері при генерації послідовності лазерних імпульсів. На основі числового розв'язку рівняння теплопровідності для різних значень енергії тепловиділення розраховано розподіл температури та проаналізовано вплив неоднорідного нагрівання на параметри модулятора.

The heat processes in the Q-switching modulator based on the $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ film are considered. The heat-evolution in the absorber during the laser pulses generation is determined. The temperature distribution and the non-uniform heating influence on the modulator parameters are analyzed by means of the heat conductivity equation numerical solution.

Вступ. Останніми роками в лазерах з пасивною модуляцією добротності використовують модулятори на основі плівки або кристала $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ [1-3]. Зокрема, такий модулятор застосовується в мікросіпових лазерах, що складаються з кристала YAG з домішкою активатора (найчастіше, Nd), епітаксійно нанесеної плівки $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ та дзеркал, сформованих на плоских гранях структури. Енергія в імпульсі такого лазера може досягати десятків мкДж, пікова потужність – десятків кВт. В іншому варіанті $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ – модулятор можна використовувати для модуляції добротності високопотужних лазерів. При цьому суттєвими стають теплові процеси, що відбуваються в абсорбері. Проте, оцінки можливого ступеня нагрівання та його впливу на характеристики мікросіпового лазера та лазерного модулятора раніше не проводилися. У роботі на основі розрахунку температурного поля аналізуються можливі впливи неоднорідного нагрівання на параметри модулятора, що використовується для модуляції добротності високопотужного лазера. При цьому для спрощення розрахунків вважається, що нагрівання модулятора відбувається лише за рахунок поглинання теплоти в абсорбері при генерації лазерного імпульсу, тобто модулятор розглядається як термічно ізолюваний від джерела накачування та активного середовища. У протилежному випадку, зокрема, при існуванні безпосереднього контакту між активним елементом лазера та модулятором температурне поле в абсорбері буде визначатися також і тепловими процесами, що відбуваються в генеруючому середовищі [4].

1. Тепловиділення в абсорбері. Розглянемо теплові процеси, що відбуваються в нелінійному абсорбері на основі плівки $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$. Схему енергетичних рівнів іона Cr^{4+} , що займає тетраедричне положення (саме ці іони беруть участь у процесі нелінійного поглинання)

показано на рис. 1. Тут σ_1 , σ_2 – ефективні перерізи переходів між рівнями, τ_1 , τ_2 , τ_3 – часи життя на відповідних рівнях. Релаксація з рівня 2 може бути як безвипромінювальною, так і з випромінюванням, максимум інтенсивності якого відповідає довжині хвилі 1.43 мкм [5]. Квантовий вихід люмінесценції для переходу $2 \rightarrow 0$ становить 15 % [3].

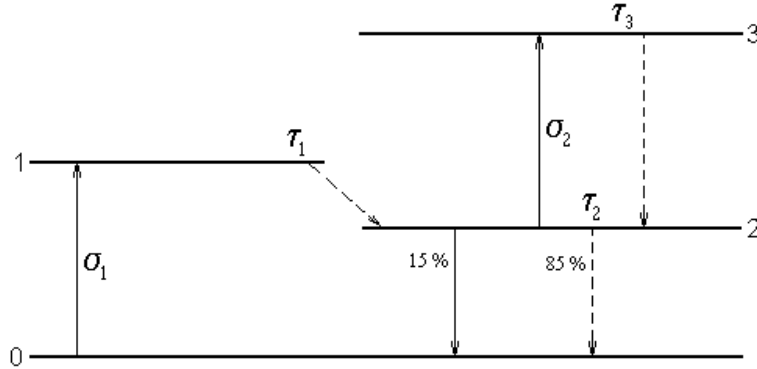


Рис. 1. Схема енергетичних рівнів іонів Cr^{4+} в тетраедричному положенні в кристалі YAG

Моделювання процесу генерації лазера з пасивною модуляцією добротності (зокрема, мікросіпового лазера) здійснюється на основі системи трьох швидкісних рівнянь [1, 6], що описують процеси накопичення інверсії в генеруючому середовищі, насичення нелінійного абсорбера та генерації випромінювання. Теплові процеси, що відбуваються в абсорбері, пов'язані з безвипромінювальними переходами між рівнями $1 \rightarrow 2$, $3 \rightarrow 2$ та $2 \rightarrow 0$. Відповідно, для визначення теплової енергії, що виділяється в абсорбері при генерації лазерного імпульсу, слід узагальнити систему швидкісних рівнянь шляхом врахування повної енергетичної структури абсорбера, тоді як при розрахунках параметрів генерації лазера з пасивною модуляцією добротності релаксацію з рівнів 1, 3 з малими часами життя вважають миттєвою [3, 6]. Розглядаючи повну структуру рівнів (рис. 1) та аналізуючи можливі для неї міжрівневі переходи, отримуємо таку систему швидкісних рівнянь (концентрація іонів Cr^{4+} на рівні 2 виражається через загальну концентрацію Cr^{4+} та концентрації на рівнях 0, 1, 3; відповідно, диференціальне рівняння, що містить в лівій частині похідну dn_2/dt не є незалежним і у даній системі відсутнє):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_a}{dt} = -n_a \frac{\sigma_a c_0}{V'} q - \frac{n_a}{\tau_{fa}} + W_p (n_{a0} - n_a), \\ \frac{dn_0}{dt} = -(n_0 - n_1) \frac{\sigma_1 c_0}{V'} q + \frac{n_2}{\tau_2}, \\ \frac{dn_1}{dt} = (n_0 - n_1) \frac{\sigma_1 c_0}{V'} q - \frac{n_1}{\tau_2}, \\ \frac{dn_3}{dt} = (n_2 - n_3) \frac{\sigma_2 c_0}{V'} q - \frac{n_3}{\tau_3}, \\ n_s = n_0 + n_1 + n_2 + n_3, \\ \frac{dq}{dt} = \left(2n_a \sigma_a l_a - 2(n_0 - n_1) \sigma_1 l_s - 2(n_2 - n_3) \sigma_2 l_s - L \right) \frac{q}{t_r} + \varepsilon \cdot (n_a + n_{a0}) c_0 \sigma_a \frac{l_a}{V'}, \\ P_T(t) = V_s \left(\Delta \varepsilon_{1-2} \frac{n_1}{\tau_1} + \Delta \varepsilon_{3-2} \frac{n_3}{\tau_3} + \Delta \varepsilon_{2-0} \frac{n_2}{\tau_2} \right). \end{array} \right. \quad (1)$$

Тут $c_0 = 3 \cdot 10^8$ м/с, n_{a0} – концентрація іонів активатора в генеруючому середовищі (в роботі розглядалося активне середовище на Nd:YAG; загалом, характер активного середовища для даної задачі не є суттєвим), $n_{a0} = 1.387 \cdot 10^{20}$ см⁻³, n_s – концентрація іонів Cr⁴⁺, $n_s \sim 10^{17} \div 10^{19}$ см⁻³, в розрахунках прийнято $n_s = 8 \cdot 10^{18}$ см⁻³, n_a – інверсія заселеності у активному середовищі, n_0, n_1, n_2, n_3 – заселеності відповідних рівнів іона Cr⁴⁺, σ_a – переріз лазерного переходу в Nd:YAG, $\sigma_a = 3.5 \cdot 10^{-19}$ см², σ_1, σ_2 – перерізи переходів між рівнями абсорбера, $\sigma_1 = 1.5 \cdot 10^{-18}$ см², $\sigma_2 = 1.0 \cdot 10^{-19}$ см², τ_{fa} – час життя на верхньому лазерному рівні, $\tau_{fa} = 0.23$ мс, τ_1, τ_2, τ_3 – часи життя (безвипромінювальні) відповідних рівнів Cr⁴⁺:YAG, $\tau_1 = 10$ нс, $\tau_2 = 4.1$ мкс, $\tau_3 = 20$ нс, τ'_2 – загальний час життя рівня 2 $\tau'_2 = 3.5$ мкс [1, 3, 6], l_a – довжина активного середовища при розрахунках прийнято $l_a = 1$ мм, l_s – товщина плівки Cr⁴⁺:YAG, l' – оптична довжина резонатора, для мікрочіпового лазера $l' = n(l_a + l_s)$, n – показник заломлення, $t_r = 2l'/c_0$ – час подвійного проходження резонатора, W_p – швидкість накачування, пов'язана із потужністю накачування співвідношенням

$$W_p = \frac{\eta P}{n_g V h \nu}, \quad P_n - \text{потужність накачування, } \eta - \text{ККД накачування (} \eta P_n - \text{ефективна}$$

потужність накачування), n_g – концентрація іонів неодима, що знаходяться в основному стані, $n_g \approx n_{a0} - n_a$, ν_n – частота випромінювання накачування $\nu_n = c_0/\lambda_n$, V – об'єм області, що поглинає випромінювання накачування, $V = l_a \cdot S$, де S – площа перерізу пучка накачування, $V_s = l_s \cdot S$, ε – безрозмірний коефіцієнт, що характеризує відносну потужність спонтанного випромінювання порівняно із вимушеним, $\varepsilon = 10^{-13}$ [4], V' – ефективний об'єм моди, $V' = (l'/l_a) V_a$, V_a – об'єм моди (при розрахунках прийнято $V_a \approx V$), $L = -\ln R_1 R_2 + L_i$, L_i – величина, що визначає втрати у матеріалі за повний прохід резонатора, $L_i = 0.03$, R_1, R_2 – коефіцієнти відбивання глухого ($R_1 \approx 1$) та вихідного дзеркал відповідно, q – кількість фотонів у резонаторі, пов'язана із вихідною потужністю лазера

$$\text{виразом } P = \frac{h\nu}{t_r} \ln\left(\frac{1}{R_2}\right) q, \quad \nu - \text{частота випромінювання, } \Delta\varepsilon_{1-2}, \Delta\varepsilon_{3-2}, \Delta\varepsilon_{2-0} - \text{віддалі між}$$

відповідними енергетичними рівнями, $\Delta\varepsilon_{1-2} = 0.1$ еВ, $\Delta\varepsilon_{3-2} = 1.167$ еВ, $\Delta\varepsilon_{2-0} = 0.868$ еВ, $P_T(t)$ – теплова потужність. Визначивши з (1) залежності $P = P(t)$ та $P_T = P_T(t)$ і виділивши в

них окремі імпульси, можемо розрахувати енергію в імпульсі $E = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt$ та теплову

$$\text{енергію, що поглинається в абсорбері при генерації імпульсу, } E_T = \int_{t_1}^{t_2} P_T(t) dt.$$

Розрахунок проводився чисельно за методом Рунге-Кутта четвертого порядку. Товщину абсорбуючої плівки l_s при розрахунках обирали такою, яка забезпечувала б максимальну потужність в імпульсі, що генерується [6]. Результати розрахунку залежностей максимальних потужностей та енергій в лазерному імпульсі та в імпульсі тепловиділення показано на рис. 2.

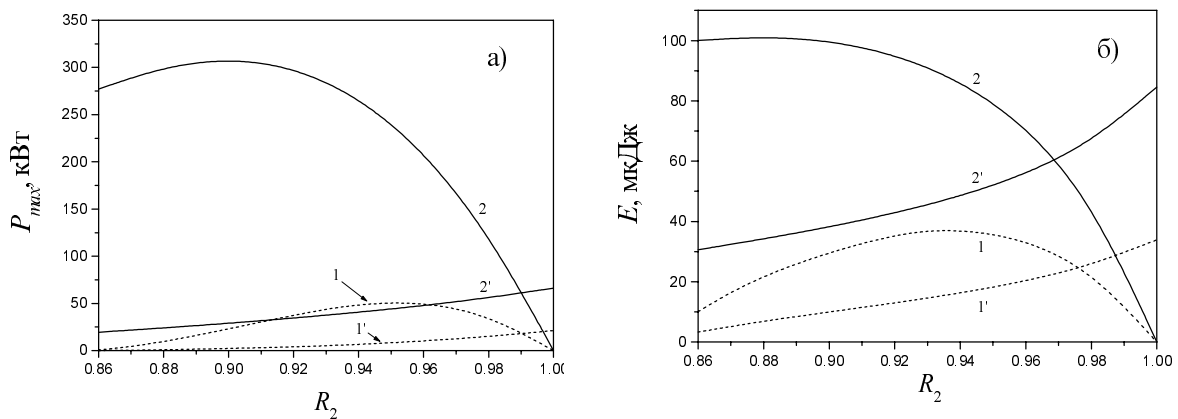


Рис. 2. Залежності максимальної потужності (а) та енергії (б) в імпульсі випромінювання (1, 2) та відповідному імпульсі тепловиділення (1', 2') від коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала R_2 . Криві 1, 1' – для ефективної потужності накачування $\eta P_n = 0.5 \text{ Вт}$, 2, 2' – для $\eta P_n = 1 \text{ Вт}$.

Як видно з рис. 2, під час лазерної генерації тепла енергія, що виділяється в абсорбері, за порядком величини є співвимірною з енергією в лазерному імпульсі. Це дозволяє за величиною останньої оцінити можливе тепловиділення в абсорбері. Теплова енергія та пікова потужність зростають із збільшенням коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала R_2 , що пов'язано із зменшенням відносної частки енергії, що виводиться назовні. Тривалість імпульсу тепловиділення (одиниці – десятки нс) є приблизно на порядок більшою за тривалість лазерного імпульсу (десяти – одиниці нс), що обумовлюється інерційністю процесу тепловиділення, спричиненою достатньо високим часом життя для рівня 2.

2. Розрахунок температурного поля в абсорбері. У роботі розглядався модулятор добротності у вигляді пластини товщиною $d = 300 \text{ мкм}$ та радіусом поперечного перерізу $R = 2 \text{ мм}$.

Розрахунок температурного поля здійснювався на основі неоднорідного рівняння теплопровідності

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{Q(r,t)}{c_T \rho}, \quad (2)$$

де c_T – питома теплоємність абсорбера, ρ – його густина, a – температуропровідність, $a = \lambda_T / (c_T \cdot \rho)$, λ_T – коефіцієнт теплопровідності (для кристала YAG $c_T = 600 \text{ Дж/(кг·К)}$, $\rho = 5.04 \text{ г/см}^3$, $\lambda_T = 0.115 \text{ Вт/(см·К)}$), $Q(r,t)$ – густина потужності джерела теплоти, яка для лазерного пучка з профілем, що відповідає моді TEM₀₀, має вигляд

$$Q(r,t) = \frac{2P_T(t)}{\pi \rho_0^2 l_s} \exp \left(-\frac{2r^2}{\rho_0^2} \right), \quad (3)$$

де ρ_0 – радіус лазерного пучка, в розрахунках прийнято $\rho_0 = 200 \text{ мкм}$.

Для спрощення розрахунків густина потужності джерела теплоти за напрямком розповсюдження лазерного пучка вважалася постійною, а часову залежність теплової потужності $P_T(t)$ зображали послідовністю прямокутних імпульсів з амплітудою P_T та тривалістю $t_i = E_T / P_T$. У розрахунках прийнято $t_i = 1.5 \text{ нс}$ (при частоті слідування імпульсів 1 кГц), $P_T = 10, 50$ та 100 кВт .

Гранична умова, що накладається на розв'язок рівняння (2), випливає з умови рівності теплових потоків від середини активного елемента до його поверхні та від поверхні до навколишнього середовища (т. зв. гранична умова третього роду)

$$-\lambda_T \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha(T_n - T_c). \quad (4)$$

Тут $\partial T/\partial n$ – похідна від температури за напрямком нормалі до поверхні, T_n – температура поверхні, T_c – температура навколишнього середовища, α – коефіцієнт теплообміну; для систем з охолодженням за рахунок теплового контакту з холоднішим навколишнім газовим середовищем (що існує для мікросіпових та дискових лазерів) $\alpha < 0.01$ Вт/(см²·К) (у розрахунках прийнято $\alpha = 0.005$ Вт/(см²·К)). Випадку інтенсивного тепловідведення (критерій Біо $Bi_l = \alpha R/\lambda_T$ набагато більший від одиниці) відповідає гранична умова першого роду: $T_n = T_c$.

Початковою умовою в розрахунках прийнято $T(0) = T_c$.

Внаслідок симетрії задачі розв'язки (2) є радіально симетричними, відповідно, рівняння теплопровідності (2) є двовимірним. Розв'язувалося рівняння (2) методом скінченних різниць за допомогою поздовжньо–поперечної схеми [7] із змінним кроком за часом.

Як показують розрахунки, температура за віссю (вздовж напрямку Z) внаслідок малої товщини модулятора практично не змінюється (різниця температур між серединою модулятора та торцем становить частки градуса).

Часові залежності температури на осі та на бічній поверхні модулятора для значень енергії в імпульсі тепловиділення $E_T = 15, 75, 150$ мкДж показано на рис. 3, а, радіальні розподіли температури для різних моментів часу – на рис. 3, б – г.

Як видно з рис. 3, а, нагрівання модулятора триває протягом кількох десятків секунд, при цьому динаміку нагрівання можна зобразити залежністю

$$T(t) = T_c + (T_\infty - T_c) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right), \quad (5)$$

де через T_∞ позначено асимптотично рівноважне значення температури. Стала часу перехідного процесу нагрівання τ є практично незалежною від енергії в імпульсі і при даних геометричних та теплофізичних параметрах модулятора та навколишнього середовища становить для точок на вісі модулятора 7.33 с, для бічної поверхні 8.15 с.

Різниця температур між центром кристала та бічною поверхнею при великих значеннях енергії в тепловому імпульсі може становити кілька десятків градусів (рис. 3). При цьому профіль розподілу температури при часах більших величини ~ 10 мс значно краще описується лоренцівським, а не гауссівським, розподілом (рис. 4, а), тоді як розподіл джерел теплоти є гауссівським (див. (3)). Дана особливість зумовлена перерозподілом температури внаслідок тепловідведення – при малих часах спостереження (< 10 мс) розподіл температури є гауссівським. На рис. 4, б показана часова залежність відношення середньоквадратичних відхилень $\chi_{\mathcal{L}}^2$ та $\chi_{\mathcal{T}}^2$ при апроксимації температурного розподілу лоренцівською та гауссівською кривою. Як видно з цієї залежності, час встановлення розподілу температури, близького до лоренцівського, становить величину ~ 10 мс, що добре узгоджується з характерним часом ρ_0^2/a , який становить 10.5 мс.

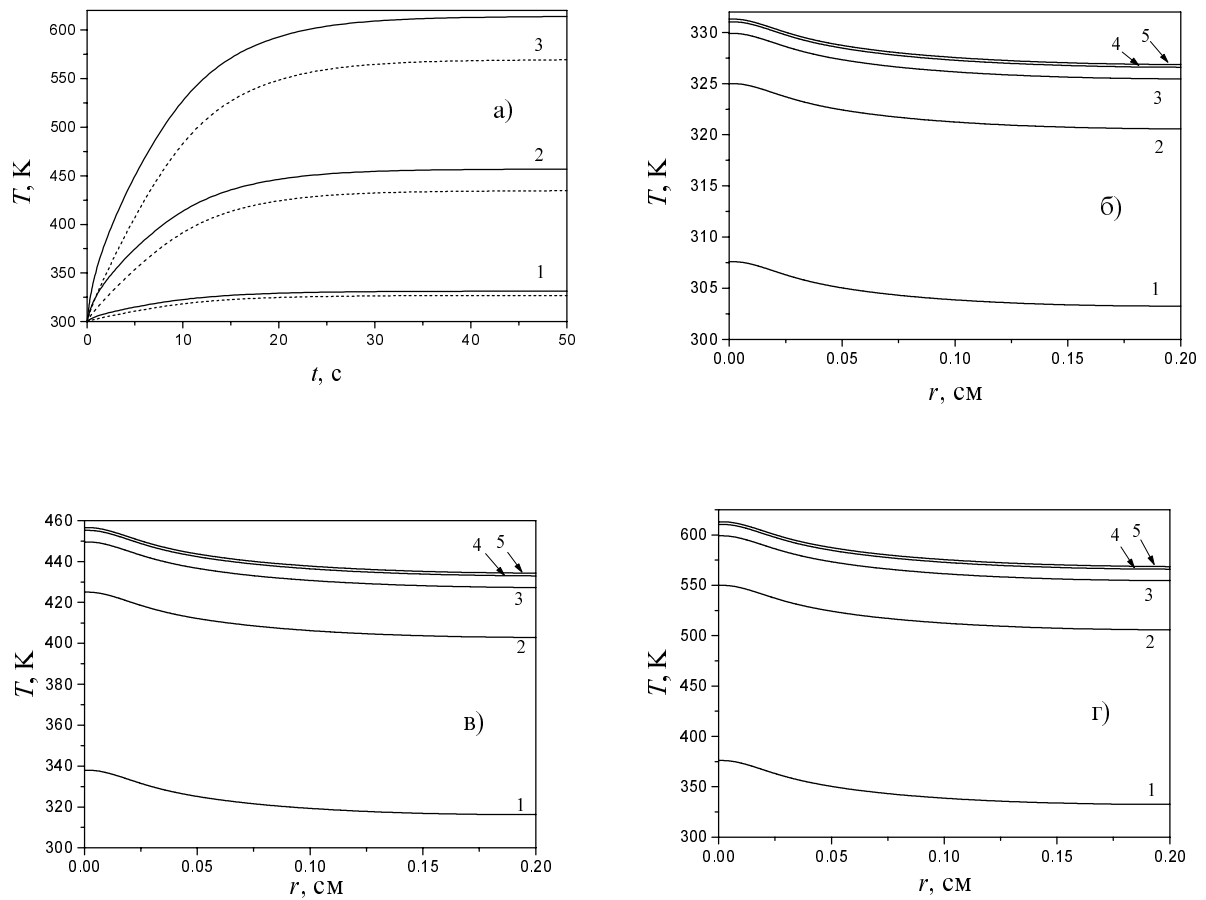


Рис. 3. Залежності температури на осі (суцільні криві) та на поверхні (штрихові криві) модулятора від часу для різних значень енергії в імпульсі тепловиділення: 1 – 15 мкДж, 2 – 75 мкДж, 3 – 150 мкДж (а) та радіальні розподіли температури в модуляторі для різних моментів часу (1 – 1 с, 2 – 10 с, 3 – 20 с, 4 – 30 с, 5 – 40 с) для енергій в імпульсі тепловиділення 15 мкДж (б), 75 мкДж (в) та 150 мкДж (г).

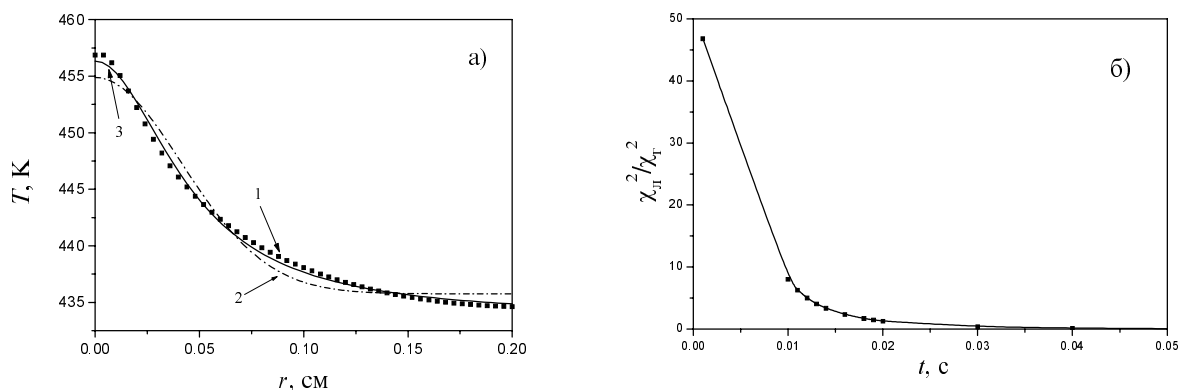


Рис. 4. Апроксимація розподілу температури в модуляторі при енергії в імпульсі тепловиділення 75 мкДж для моменту часу $t = 50$ с (а) та відношення середньоквадратичних відхилень при апроксимації розподілом Лоренца χ_L^2 та розподілом Гаусса χ_G^2 (б). 1 – розрахована залежність, 2, 3 – апроксимації, відповідно, гауссівським та лоренцівським розподілом

Залежність стаціонарного значення температури на осі модулятора та на бічній поверхні від енергії в імпульсі тепловиділення показана на рис. 5. Як видно з рис. 5 ця залежність є лінійною, тобто має такий самий характер, як і у випадку рівномірного розподілу джерел теплоти у кристалі [8].

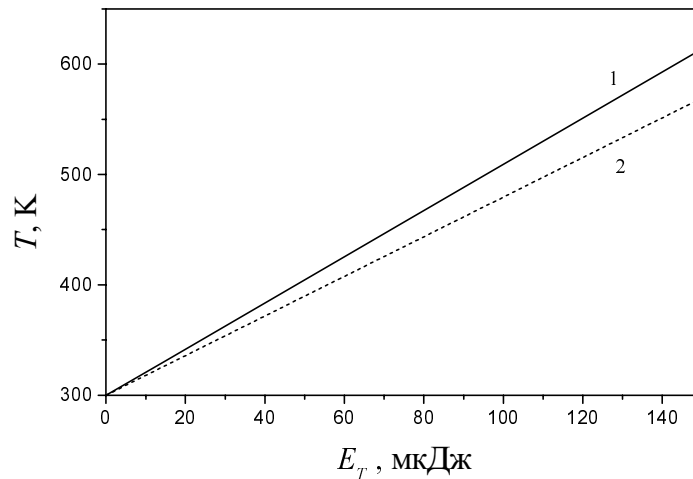


Рис. 5. Залежність температури на осі модулятора (1) та на бічній поверхні (2) від енергії в імпульсі тепловиділення

Значного зменшення температури всередині модулятора, а отже, і термомеханічних напруг можна досягти завдяки застосуванню систем охолодження, аналогічних до тих, які використовуються для охолодження активних елементів потужних твердотільних лазерів [4]. Розрахунки для випадку інтенсивного охолодження, коли $Bi \gg 1$, вказують на те, що збільшення температури абсорбера за такої умови для значень енергії в імпульсі, що розглядалися, практично не відбувається – різниця температур між серцевиною та поверхнею навіть для значень енергії в імпульсі тепловиділення 150 мкДж становить < 1 К (при інтенсивному охолодженні теплова рівновага практично встигає встановитися протягом часу між імпульсами). Отже, використання системи охолодження дозволяє позбутися ефектів, пов'язаних із нагріванням модулятора.

3. Термоіндуковані зміни характеристик модулятора. Відомо [4], що неоднорідне нагрівання активних елементів твердотільних лазерів призводить до появи теплових механічних напруг в активному кристалі, теплової лінзи та неоднорідного подвійного променезаломлення. Всі ці ефекти існуватимуть і для пасивного модулятора добротності.

Оптична сила теплової лінзи є прямо пропорційною до довжини активного середовища [4], а, отже, для модулятора є незначною.

Подвійне променезаломлення, що виникає внаслідок неоднорідності механічних напруг у модуляторі, характеризують різницею $\Delta n_{\varphi r} = n_{\varphi} - n_r$, де n_r – показник заломлення для компоненти вектора напруженості E_r , спрямованої за радіусом модулятора,

n_φ – показник заломлення для компоненти E_φ , перпендикулярної до радіуса. Величину $\Delta n_{\varphi r}$ можна оцінити за виразом [4]:

$$\Delta n_{\varphi r} = \Omega(\varphi) \frac{\alpha_T}{4(1-\nu)} \Delta T \left(\frac{r}{R} \right)^2, \quad (6)$$

де α_T – коефіцієнт термічного розширення, $\alpha_T \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, ν – коефіцієнт Пуассона, $\nu = 0.25$, ΔT – різниця температур між серцевиною модулятора та бічною поверхнею, $\Omega(\varphi)$ – кутовий коефіцієнт, для орієнтації [111] $\Omega(\varphi) = 0.74$, для [001] мінімальне значення – $\Omega(0) = 0.29$, максимальне – $\Omega(45^\circ) = 0.95$. Розрахунок за (5) вказує на те, що в точках, розташованих на віддалі радіуса лазерного пучка $\rho_0 = 200 \text{ мкм}$ від осі модулятора значення подвійного променезаломлення навіть при $\Delta T = 50 \text{ K}$ є незначним ($\sim 0.5 \cdot 10^{-7}$) як для [111], так і для [001] – орієнтації.

Радіальна σ_r , тангенціальна σ_φ та поздовжна σ_z складові вектора механічних напруг при відомому температурному розподілі $T(r)$ можна розрахувати за виразами [8]:

$$\sigma_r(r) = \frac{\alpha_T E_M}{2(1-\nu)} (\bar{T} - \bar{T}(r)), \quad (7)$$

$$\sigma_\varphi(r) = \frac{\alpha_T E_M}{2(1-\nu)} (\bar{T} + \bar{T}(r) - 2T(r)), \quad (8)$$

$$\sigma_z(r) = \frac{\alpha_T E_M}{1-\nu} (\bar{T} - T(r)), \quad (9)$$

де $\bar{T} = \frac{2}{R^2} \int_0^R T(r) r dr$, $\bar{T}(r) = \frac{2}{r^2} \int_0^r T(r') r' dr'$, E_M – модуль Юнга, $E_M = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$.

Результати розрахунку величини складових вектора термомеханічних напруг при розподілі температури в модуляторі, близькому до стаціонарного (для моменту часу $t = 50 \text{ с}$) показані на рис. 6.

Як і у випадку рівномірного розподілу джерел тепла [4], радіальна складова є від'ємною, тобто в радіальному напрямку існує лише стискування, тоді як у тангенціальному та поздовжньому напрямках кристал стискається в середній частині та розтягується на периферії (рис. 6, а – в). На рис. 6, г зображені залежності максимальних значень стискаючих та розтягуючих напруг від енергії в імпульсі тепловиділення. Дані залежності, як видно з рис. 6, г, є лінійними.

Як видно з рис. 6, при достатньо великих значеннях енергії в імпульсі ($\sim 100 \text{ мкДж}$) механічні напруги в модуляторі стають значними, зокрема, поздовжна напруга стискування $\sim 10 \text{ кН/см}^2$, що становить близько половини гранично допустимої для кристала YAG напруги 21 кН/см^2 [4]. Отже, використання модулятора у разі генерації високоенергетичних імпульсів потребує застосування системи охолодження.

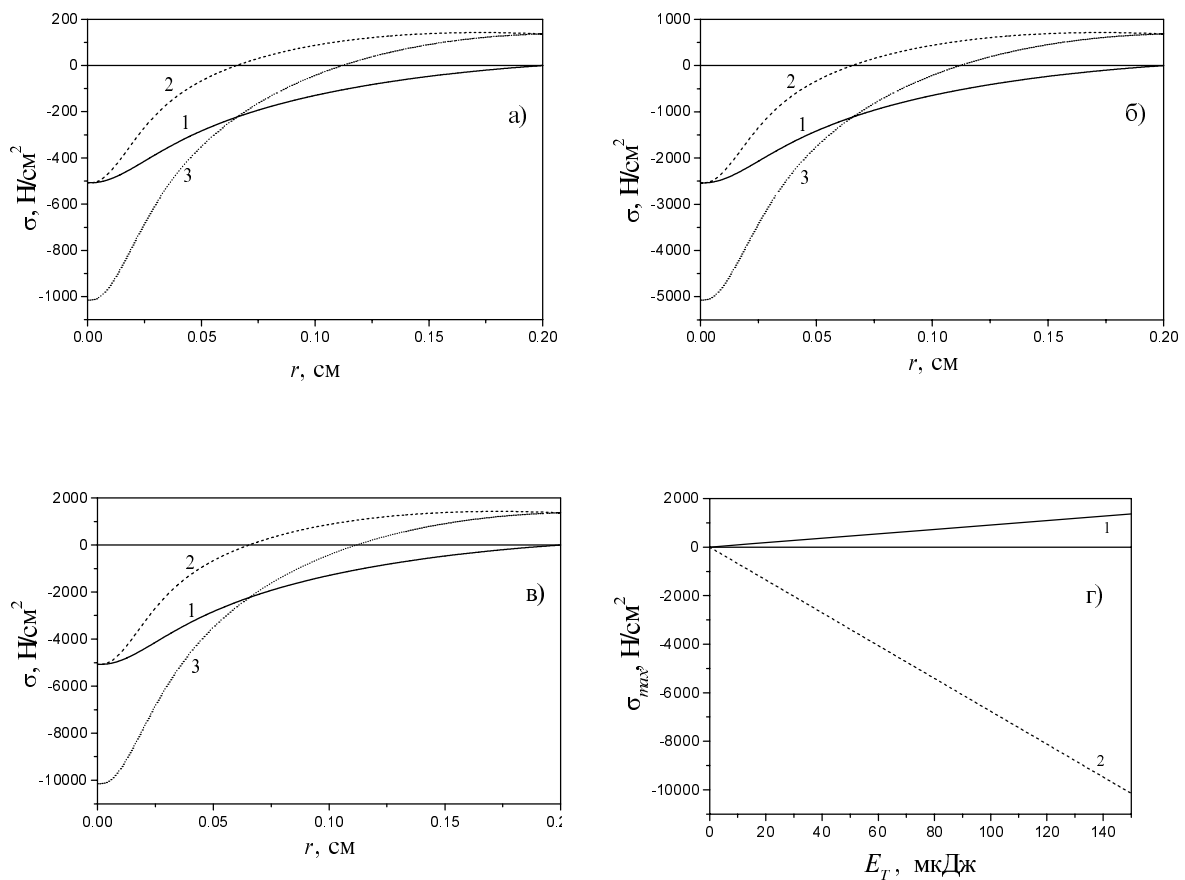


Рис. 6. Розподіл складових вектора теплових напруг σ_r (крива 1), σ_ϕ (крива 2), σ_z (крива 3) за радіусом поперечного перерізу модулятора для енергій в імпульсі тепловиділення 15 мкДж (а), 75 мкДж (б), 150 мкДж (в) та залежності максимальних значень стискаючих $\sigma_z(0)$ (1) та розтягуючих $\sigma_z(R) = \sigma_\phi(R)$ (2) напруг від енергії в імпульсі тепловиділення (г).

Висновки. Розглянуто тепловий режим роботи пасивного модулятора добротності на $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$. На основі системи диференціальних рівнянь, що описують генерацію лазера з модуляцією добротності розраховано енергію та потужність в імпульсі тепловиділення, який виникає внаслідок безвипромінювальних переходів між рівнями іонів Cr^{4+} в абсорбері при генерації імпульсу випромінювання.

На основі чисельного розв'язання рівняння теплопровідності визначено розподіл температури в середині модулятора. Показано, що час встановлення теплової рівноваги в модуляторі практично не залежить від енергії в імпульсі тепловиділення, а визначається лише параметрами поглинача (його геометрією та теплофізичними характеристиками) та навколишнього середовища (температурою та коефіцієнтом теплообміну).

Показано, що при гауссівському розподілі джерел тепла радіальний розподіл температури в модуляторі при реальних часах спостереження добре описується лоренцівською кривою. Перерозподіл температури відбувається протягом часу $\sim \rho_0^2/a$, де ρ_0 – радіус лазерного пучка, a – температуропровідність матеріалу модулятора. Ця особливість розподілу температури зумовлена взаємодією механізмів поглинання та відведення теплоти. Різниця температур між точками на вісі модулятора та бічною

поверхнею при достатньо великих значеннях енергії (потужності) в імпульсі становить кілька десятків градусів.

Розглянуто ефекти, що виникають внаслідок нерівномірного нагрівання модулятора, зокрема, розраховано значення складових вектора термомеханічних напруг. Як впливає із розрахунків, при енергіях в імпульсі тепловиділення ~ 0.1 мДж величина механічної напруги наближається до гранично допустимої. Показано, що використання системи охолодження дозволяє досягти значних зменшень температури модулятора (практично до температури оточення) та термомеханічних напруг.

1. *Dascalu T, Philipps G., Weber H. // Optics & Laser Technology. – 1997. – 29/3. – P.145–149.*
2. *Jun Dong, Peizhrn Deng, Yupu Liu, Yinghua Zhang, Jun Xu, Wei Chen, Xinglong Xie // Applied Optics – 2001 – 40/24. – P. 4303-4307.*
3. *Mierczyk Z. Nieliniowe absorbery. – Warszawa, 2000.*
4. *Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом. – М., 1985.*
5. *Kuck S. // Appl. Phys. – 2001. – В 72. – P. 515-562.*
6. *Buryu O.A., Ubiszki S.B., Melnyk S.S, Matkovskii A.O. // Proceedings of LFNМ'2001.– P. 126-129.*
7. *Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М., 1972. С. 612.*
8. *Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. – Л., 1986.*