

УДК 535.211; 535.233

Зеленський С.Є.<sup>1</sup>, д.ф.м.н., проф.,  
Копишинський О.В.<sup>2</sup>, к.ф.м.н., доц.

### Індуковане лазером теплове випромінювання поверхневих шарів з температурно-залежним коефіцієнтом поглинання

Проведено комп'ютерне моделювання впливу індукованих температурою змін коефіцієнта поглинання поверхні, що опромінюється лазерним випромінюванням, на нелінійні властивості індукованого лазером теплового випромінювання. Розрахунки проведено з використанням рівняння теплопровідності з функцією джерела тепла, зумовленого лазерним імпульсом дзвоноподібної форми тривалістю 20 нс. Інтенсивність теплового випромінювання розраховувалась з використанням функції Планка для випромінювання абсолютно чорного тіла шляхом інтегрування по опромінюваній поверхні і за часом. У розрахунках розглянуто випадки лінійного та нелінійного зростання коефіцієнта поглинання з температурою. Результати розрахунків свідчать, що зростання коефіцієнта поглинання з температурою суттєво впливає на поведінку теплового випромінювання при змінах лазерної потужності, причому цей ефект найбільш сильно проявляється у випадку нелінійної температурної залежності коефіцієнта поглинання. Можливості експериментального спостереження передбачуваного ефекту обговорюються.

Ключові слова: теплове випромінювання, імпульсне лазерне збудження.

<sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 03680, м. Київ, пр-т. Глушкова 4, e-mail: zele@univ.kiev.ua

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 03680, м. Київ, пр-т. Глушкова 4, e-mail: kopyshinsky@univ.kiev.ua

S.E.Zelensky<sup>1</sup>, Dr.Sci., Prof.,  
O.V.Kopyshinsky<sup>2</sup>, PhD, Assoc.Prof.

### Laser-induced incandescence of surface layers with temperature-sensitive absorption coefficient

The effect of temperature-induced changes of absorption coefficient of laser-irradiated surface on the non-linear properties of laser-induced incandescence is investigated by computer simulations. Calculations were performed with the use of heat transfer equation with pulsed-laser heat source function for a bell-shaped laser pulse with duration of 20 ns. The intensity of LII was calculated with the use of Planck's blackbody function by integrating over the irradiated surface and over time. In the calculations, the dependence of absorption coefficient on temperature was considered as linear and non-linear growth. The results of calculations show that the increase of absorption with temperature causes significant effect on the behavior of LII with changing the laser power. The effect is most pronounced for non-linear functions of absorption coefficients. The possibilities of experimental observation of the predicted effect are discussed.

Key Words: laser-induced incandescence, pulsed excitation.

<sup>1</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, 03680, Kyiv, Glushkova st., 4, e-mail: zele@univ.kiev.ua

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, 03680, Kyiv, Glushkova st., 4, e-mail: kopyshinsky@univ.kiev.ua

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Макарець М. В.

Відомо, що при потужному імпульсному лазерному збудженні матеріалів з достатньо великим коефіцієнтом поглинання спостерігається світіння, зумовлене короткотривалим нагріванням поверхневих шарів до температур порядку декількох тисяч градусів.

Для такого типу світіння зазвичай використовують англomовну назву «laser-induced incandescence» (скорочено – LII), що можна перекласти як «індуковане лазером теплове випромінювання». Нижче в даній роботі у

позначеннях ми будемо використовувати загальноприйнятну аббревіатуру ЛП.

Дослідженню індукованого лазером теплового випромінювання присвячена значна кількість робіт, лівова частка яких присвячена дослідженню світіння мікрочастинок вуглецю, підвішених у різних матрицях, при збудженні наносекундними лазерними імпульсами (див., наприклад, [1 – 20]). Є також повідомлення про спостереження індукованого лазером теплового випромінювання мікрочастинок кремнію [21], вуглецевих нанотрубок [22] та поверхневих шарів вуглецю [23,24]. Інтерес до вивчення індукованого лазером теплового випромінювання значною мірою зумовлений перспективами практичного застосування цього типу світіння для моніторингу процесів горіння органічного палива, контролю за температурою, тощо.

У багатьох випадках для моделювання індукованого лазером теплового випромінювання використовують характеристики середовища, зокрема, коефіцієнт поглинання, які не змінюються в процесі лазерного розігріву і послідовного охолодження. Наприклад, для розрахунків теплового випромінювання вуглецевих мікрочастинок використовують оптичні сталі вуглецю, які дозволяють визначити переріз поглинання світла мікрочастинкою за теорією Мі.

В даній роботі методом комп'ютерного моделювання аналізуються закономірності індукованого лазером теплового випромінювання світлопоглинальних поверхонь у випадках, коли коефіцієнт поглинання матеріалу поверхні залежить від температури, а саме, збільшується при нагріванні. Іншими словами, аналізуються закономірності теплового випромінювання поверхонь з нелінійно-оптичними властивостями, зумовленими тепловим механізмом виникнення уявної частини нелінійної сприйнятливості третього і більш високих непарних порядків по напруженості поля світлової хвилі.

Розглянемо пучок лазерного випромінювання, який падає перпендикулярно на поверхню досліджуваного зразка матеріалу. Спрямуємо координатну вісь  $z$  у напрямку поширення лазерного світла. Вісь лазерного пучка відповідає умові  $x = y = 0$ , а поверхня зразка, на яку падає випромінювання, відповідає  $z = 0$ .

Нехай інтенсивність (поверхнева густина потужності) лазерного випромінювання на вході у досліджуваний зразок описується таким виразом

$$F = F_0 \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 4 \ln 2 - \frac{R^2}{R_L^2} \right], \quad (1)$$

де  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$  – відстань від осі пучка;  $F_0$  – максимальне значення (амплітуда) інтенсивності;  $\tau = 20$  нс – тривалість лазерного імпульсу;  $R_L = 10$  мкм – радіус лазерного пучка.

Припустимо, що всередині досліджуваного середовища інтенсивність лазерного випромінювання підкоряється рівнянню

$$dF = -\alpha F dz, \quad (2)$$

де  $\alpha = \alpha(T)$  – коефіцієнт поглинання на довжині хвилі лазерного випромінювання, який є функцією температури  $T$ . Оскільки температура в досліджуваному середовищі при імпульсному лазерному опроміненні буде різною в різних точках середовища в різні моменти часу, то і коефіцієнт поглинання буде функцією координат і часу.

Для опису динаміки зміни температури у різних точках досліджуваного середовища у даній роботі у розрахунках було використано рівняння теплопровідності

$$\operatorname{div}(\kappa \operatorname{grad} T) + \alpha F = c_p \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (3)$$

де температура всередині середовища є функцією координат і часу,  $T = T(\vec{r}, t)$ ;  $\kappa = 6$  Вт м<sup>-1</sup> К<sup>-1</sup> – коефіцієнт теплопровідності, вважається сталим;  $c_p = 1.6 \cdot 10^6$  Дж м<sup>-3</sup> К<sup>-1</sup> – питома теплоємність, вважається сталою. Обрані значення коефіцієнту теплопровідності і теплоємності близькі до відповідних значень для вуглецю.

У розрахунках досліджуване середовище представляє собою плоскопаралельну пластину товщиною  $d = 2$  мкм. Пластина теплоізольована від оточуючого середовища. Коефіцієнт відбиття лазерного випромінювання від поверхні покладений рівним нулю. Початкова температура середовища перед лазерним опроміненням покладена  $T_a = 293$  К.

Для розрахунку сигналів індукованого лазером теплового випромінювання використано формулу Планка для випромінювання абсолютно чорного тіла

$$i_{\text{ЛП}} = \frac{C_1 / \lambda^5}{\exp \left( \frac{C_2}{\lambda T} \right) - 1} \quad (4)$$

де  $C_1, C_2$  – сталі,  $\lambda = 500$  нм – довжина хвилі, на якій здійснюється реєстрація теплового випромінювання. Вважається, що випромінювальна здатність на обраній довжині хвилі від температури не залежить.

Варто додатково підкреслити, що в даній роботі розглядається випадок, коли теплове випромінювання реєструється на фіксованій довжині хвилі (наприклад, фотопомножувачем через монохроматор). Саме така постановка експериментів найбільш часто вживана. Крім того, у розглядуваному випадку теплове випромінювання представляє собою короткий імпульс тривалістю порядку декількох десятків наносекунд. В найпростішому випадку ці імпульси реєструють фотоприймачами з інтегруванням по часу. Тому у даній роботі сигнали індукованого лазером теплового випромінювання розраховувались шляхом інтегрування виразу (4) за часом  $t$  і по поверхні зразка  $S$ , на яку було спрямоване лазерне випромінювання, а саме

$$I_{\text{ЛП}}^{(t)} = \int i_{\text{ЛП}}(\vec{r}, t) dt, \quad (5)$$

$$I_{\text{ЛП}}^{(S)} = \int i_{\text{ЛП}}(\vec{r}, t) dS, \quad (6)$$

$$I_{\text{ЛП}}^{(S,t)} = \int i_{\text{ЛП}}(\vec{r}, t) dS dt. \quad (7)$$

При цьому інтегрування за часом було обмежене інтервалом від  $-2\tau$  до  $10\tau$ , в межах якого сигнал  $i_{\text{ЛП}}$  встигав виникнути і практично повністю згаснути. Інтегрування по поверхні зразка було обмежене відстанню  $R_0 = 2R_L = 20$  мкм від осі лазерного пучка. Розміри області інтегрування по координаті  $R$  значно перевищують довжину теплової дифузії за час інтегрування  $10\tau$ :  $\sqrt{\frac{\kappa}{C_p}} 10\tau \approx 10^{-6}$  м. Крім того, оцінки показали, що сигналом теплового випромінювання з області  $R > R_0$  можна нехтувати.

В даній роботі комп'ютерне моделювання було реалізоване як чисельне розв'язання системи рівнянь (2) та (3) з розрахунком сигналу індукованого лазером теплового випромінювання згідно з виразами (4) та (7). Як початкові і граничні умови було використано вираз (1), співвідношення  $T(t = -2\tau) = T_a$ , та умову теплоізоляції досліджуваного зразка від оточуючого середовища.

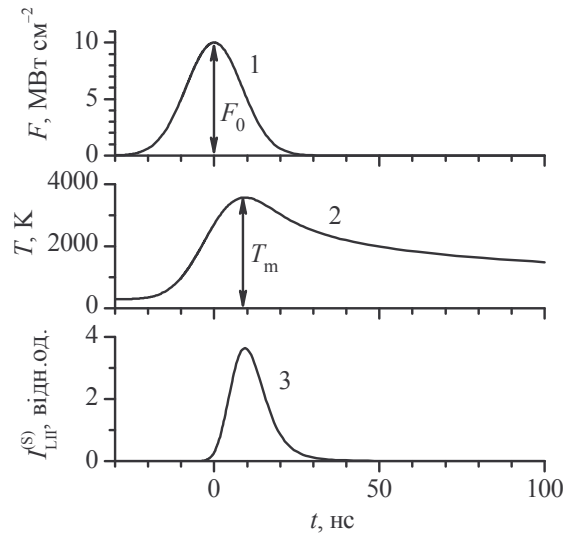


Рис. 1. Типові осцилограми лазерного імпульсу (1), температури поверхні на осі лазерного пучка (2) і інтенсивності  $I_{\text{ЛП}}^{(S)}$  для випадку  $\alpha = \text{const} = 10^7 \text{ м}^{-1}$ .

Розглянемо спочатку результати моделювання у випадку  $\alpha = \text{const}$ . Розрахунки проведено для двох значень  $\alpha = 10^6$  та  $10^7 \text{ м}^{-1}$ . Останнє з двох обраних значень наближено відповідає поглинанню світла поверхнею вуглецю на довжині хвилі неодимового лазера.

Типові осцилограми інтенсивності світіння поверхні зразка  $I_{\text{ЛП}}^{(S)}$  і температури поверхні на осі пучка наведені на рис.1 (криві 3 та 2 відповідно) для  $F_0 = 10 \text{ MWt cm}^{-2}$ ,  $\alpha = 10^7 \text{ м}^{-1}$ . На

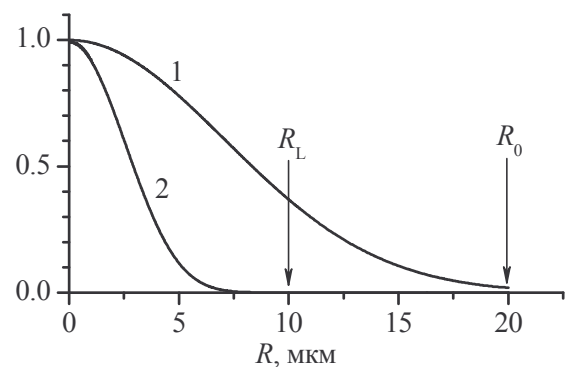


Рис. 2. Залежності максимальної температури ( $T_m - T_a$ ) на поверхні (1) і інтенсивності світіння  $I_{\text{ЛП}}^{(t)}$  (2) від відстані  $R$  від осі лазерного пучка. Обидві криві нормовані по максимуму.

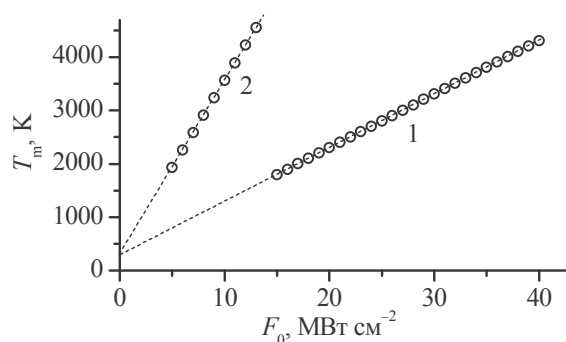


Рис. 3. Залежність температури поверхні  $T_m$  на осі лазерного пучка від інтенсивності  $F_0$  для випадків  $\alpha = \text{const} = 10^6$  (1) та  $10^7 \text{ м}^{-1}$  (2).

кривій 2 уведено позначення  $T_m$  для максимального значення температури в процесі опромінення лазерним імпульсом. Крива 1 на рис.1 ілюструє форму лазерного імпульсу згідно з виразом (1). З рис.1 видно, що максимум імпульсу світіння (крива 3) не збігається з максимумом лазерного імпульсу (крива 1). В даному випадку зсув між імпульсами  $I_{\text{ЛІІ}}^{(S)}$  та  $F$  становить близько 9 нс. Зазначимо, що у подальших розрахунках з температурно-залежним коефіцієнтом поглинання зсув між лазерним імпульсом і імпульсом світіння залежить від параметрів розрахунку і іноді досягає 17 нс.

Для поверхні зразка, яку опромінює лазерний пучок, на рис.2 наведено нормовані залежності максимальної температури  $(T_m - T_a)$  (крива 1) і інтенсивності світіння  $I_{\text{ЛІІ}}^{(I)}$  (згідно з виразом (5), крива 2 на рис.2) від відстані  $R$  від осі лазерного пучка. Відзначимо, що крива 1 практично збігається з нормованою залежністю інтенсивності лазерного випромінювання  $F(R) = \exp[-R^2/R_L^2]$ . Ця обставина є свідченням того, температура на поверхні зразка  $(T_m - T_a)$  є лінійною функцією від інтенсивності лазерного випромінювання  $F$ .

Підтвердженням останнього висновку є наведені на рис.3 розраховані залежності максимальної температури поверхні  $T_m$  на осі пучка від амплітуди лазерної інтенсивності  $F_0$  для двох значень коефіцієнта поглинання на довжині хвилі лазерного випромінювання  $\alpha = 10^6$  та  $10^7 \text{ м}^{-1}$ . Важливо, що обидва графіки на рис.3 добре апроксимуються лінійними функціями, які

перетинають вертикальну вісь в одній і тій точці  $T_a = 293 \text{ К}$ .

Таким чином, якщо  $\alpha = \text{const}$ , можна користуватись наближеним виразом

$$T_m - T_a = \text{const} \cdot F_0 \quad (8)$$

або

$$dT_m = \text{const} \cdot dF_0.$$

В роботі [11] запропоновано оригінальний метод оцінки температури  $T_m$  розігрітих лазерним випромінюванням мікрочастинок в суспензії. Метод ґрунтується на аналізі залежності інтенсивності індукованого лазером теплового випромінювання від інтенсивності лазерного збудження. Отриманий вище вираз (8) фактично обґрунтовує можливість застосування згаданого методу вимірювання температури для випадку лазерного збудження світлопоглинальних поверхонь.

Становить інтерес залежність інтегральної інтенсивності  $I_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}$  (згідно з виразом (7)) від інтенсивності лазерного збудження  $F_0$ . Саме цю залежність зазвичай безпосередньо отримують в експериментах. Результати розрахунків  $I_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}(F_0)$  наведено на рис.4-а у подвійному логарифмічному масштабі. З рисунку видно, що залежності  $I_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}(F_0)$  властива значна нелінійність (нахил графіку у подвійному логарифмічному масштабі суттєво перевищує одиницю).

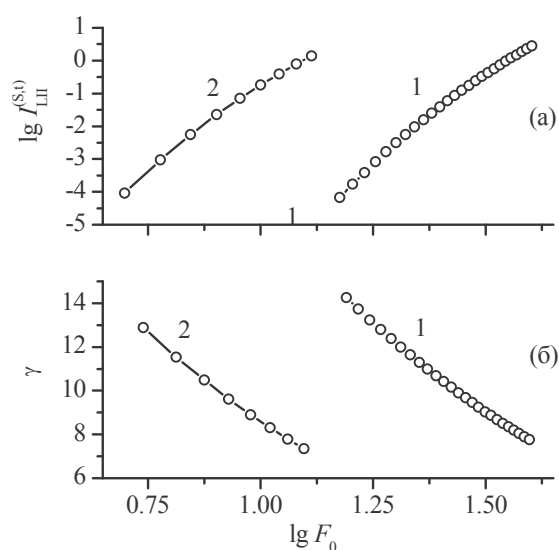


Рис.4. Залежність сигналу ЛІІ (а) та показника  $\gamma$  (б) від інтенсивності лазерного випромінювання для випадків  $\alpha = \text{const} = 10^6$  (1) та  $10^7 \text{ м}^{-1}$  (2).



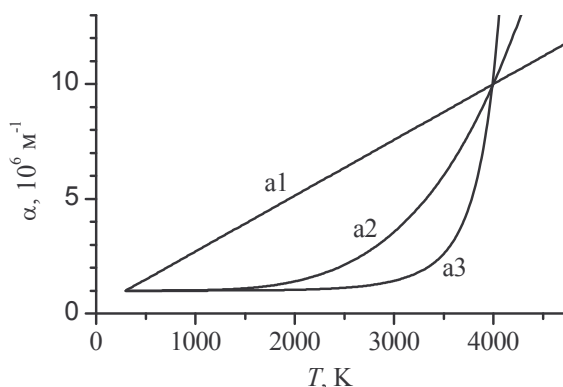


Рис. 5. Три варіанти залежності коефіцієнта поглинання від температури.

Для подальшого аналізу зручно скористатись підходом, запровадженим в роботі [11]. Введемо безрозмірний параметр

$$\gamma = \frac{dI_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}/I_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}}{dF_0/F_0}, \quad (9)$$

який характеризує нахил залежності  $\lg I_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}$  від  $\lg F_0$ . Уведений таким чином параметр  $\gamma$  легко отримати з результатів експериментів, причому його величина не залежить від того, в яких одиницях представлені результати вимірювань. На рис.4-б наведено розраховані залежності  $\gamma(F_0)$  для двох випадків  $\alpha = \text{const}$ .

Варто зазначити, що наведені вище розрахункові дані, отримані за умови  $\alpha = \text{const}$ , добре узгоджуються з результатами експериментів, проведених з поверхнями вуглецю при збудженні випромінюванням неодимового лазера з модуляцією добротності [23,24]. Проте, ретельне порівняння зазначених результатів розрахунків з відповідними результатами експериментів не є метою даної роботи. Зазначимо лише, що залежності, наведені на рис.4, мають вигляд, типовий для відповідних експериментальних кривих для індукованого лазером теплового випромінювання як світлопоглинальних мікрочастинок, так і поверхонь. Натомість, перейдемо до розгляду результатів розрахунків, в яких враховано залежність коефіцієнта поглинання від температури.

Щоб з'ясувати вплив, який чинить температурна залежність коефіцієнта поглинання  $\alpha(T)$  на характеристики теплового випромінювання світлопоглинальних поверхонь

при лазерному збудженні, в даній роботі здійснено моделювання взаємодії імпульсного лазерного випромінювання з гіпотетичними середовищами, у яких коефіцієнт поглинання змінюється з температурою, як зображено на рис.5. Відповідні результати розрахунків наведено на рис.6, 7.

На рис.6 наведено залежність температури  $T_m$  в точці на поверхні на осі пучка ( $R = 0; z = 0$ ) від інтенсивності лазерного випромінювання  $F_0$ . З рис.6 видно, що в усіх розглянутих випадках залежності  $\alpha(T)$ , зображених на рис.5, співвідношення (8) порушується, тобто залежність температури від інтенсивності стає нелінійною. Звідси випливає, що запропонований раніше метод вимірювання температури [11] непридатний для поверхонь матеріалів, у яких коефіцієнт поглинання залежить від температури.

На рис.7 наведено типові залежності інтенсивності світіння  $I_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}$  та показника  $\gamma$  від інтенсивності  $F_0$  для випадку залежності a3 (рис.5). З рис.7 видно, що залежність  $I_{\text{ЛІІ}}^{(S,t)}(F_0)$  нелінійна, причому показник нелінійності  $\gamma$  змінюється з інтенсивністю  $F_0$ . На відміну від рис.4-б, на рис.7 звертає на себе увагу незвична немонотонна залежність  $\gamma(F_0)$ : зростання  $\gamma$  зі збільшенням  $F_0$  є проявом залежності коефіцієнта поглинання матеріалу від температури.

Для порівняння результатів розрахунків, проведених для випадків  $\alpha = \text{const}$  та  $\alpha = \alpha(T)$ , представимо їх як залежність показника  $\gamma$  від температури  $T_m$  (див. рис.8). По-перше, важливо,

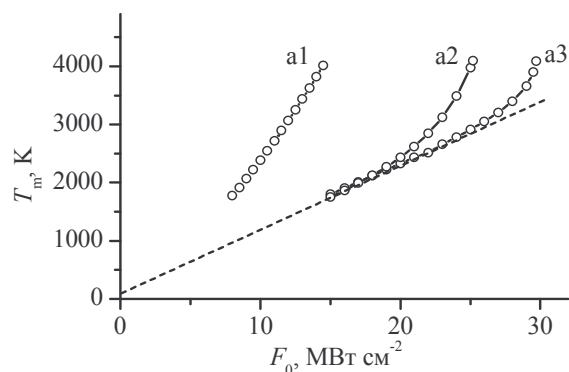


Рис.6. Залежність температури поверхні  $T_m$  на осі лазерного пучка від інтенсивності  $F_0$  для випадків a1, a2, a3 (рис.5).

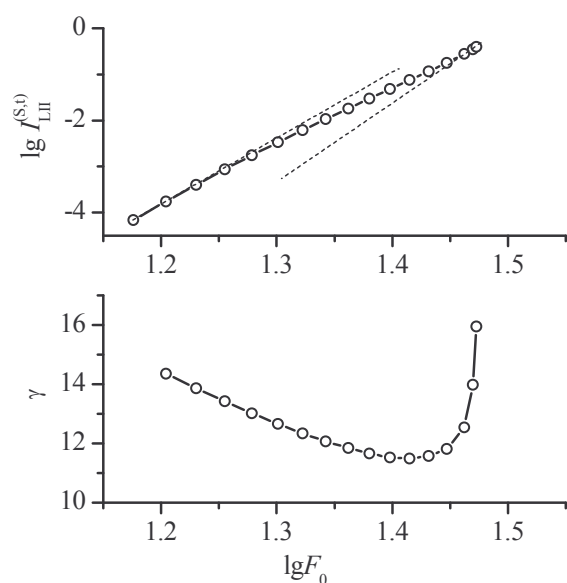


Рис.7. Залежність сигналу індукованого лазером теплового випромінювання та показника  $\gamma$  від інтенсивності лазерного випромінювання для випадку а3 (рис.5).

що на рис.8 криві 1 та 2, які відповідають сталим значенням коефіцієнта поглинання  $\alpha=10^6$  та  $10^7 \text{ м}^{-1}$  практично збігаються. Це означає, що для поверхонь з  $\alpha = \text{const}$  величина показника нелінійності  $\gamma$  однозначно зв'язана з температурою  $T_m$ , що дає можливість оцінювати температуру поверхні при лазерному опроміненні, аналогічно [11].

Що стосується поверхонь з температурно-залежним коефіцієнтом поглинання, для них згаданий метод вимірювання температури непридатний. Наприклад, збільшення коефіцієнта поглинання при температурі вище 3000 К (крива а3 на рис.5) призводить до збільшення показника  $\gamma$  (крива а3 на рис.8). Аналогічна поведінка спостерігається у випадку а2 (рис.5 та 8). У випадку лінійного зростання коефіцієнта поглинання з температурою (випадок а1 на рис.5) відповідні значення  $\gamma$  також підвищені (крива а1 порівняно з кривими 1,2 на рис.8).

Як можна побачити з рис.8, криві а1, а2 та а3, аномальна поведінка показника  $\gamma$  (збільшення  $\gamma$  зі зростанням  $F_0$ , див. рис.7) притаманна випадкам, коли температурна залежність коефіцієнта поглинання надлінійна (випадки а2 та а3 на рис.5). Для лінійної

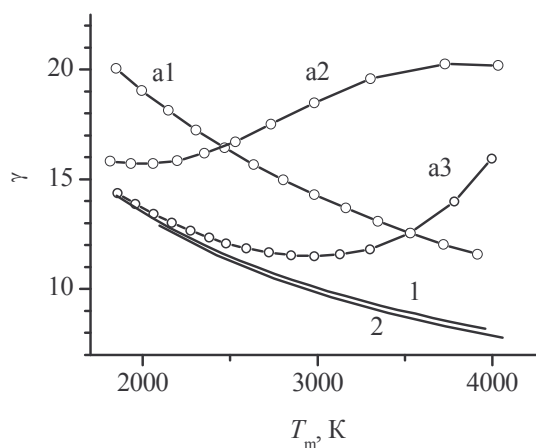


Рис.8. Залежність показника  $\gamma$  від максимальної температури поверхні  $T_m$  для випадків  $\alpha = \text{const} = 10^6$  (1) і  $10^7 \text{ м}^{-1}$  (2) та для випадків а1, а2, а3 (рис.5).

залежності  $\alpha(T)$  збільшення  $\gamma$  зі зростанням  $F_0$  не спостерігається (рис.8, крива а1).

Становить інтерес відшукати такий об'єкт, у якого спостерігалось б на експерименті збільшення  $\gamma$  зі зростанням  $F_0$ . У досліджених раніше об'єктах або спостерігалось зменшення  $\gamma$  зі зростанням  $F_0$ , або ця залежність не досліджувалась. Авторам відомий лише один випадок спостереження аномальної поведінки показника  $\gamma$  на експерименті. Цей випадок описаний в роботі [25], де повідомляється про спостереження теплового випромінювання при опроміненні поверхні кремнійової пластини випромінюванням неодимового лазера. В експериментах використано лазер з модуляцією добротності з тривалістю імпульсу близько 20 нс і густиною потужності  $100 \dots 200 \text{ МВт см}^{-2}$ . Довжина хвилі випромінювання лазера 1.06 мкм відповідала краю зон-зонного поглинання кремнію. За таких умов експерименти продемонстрували аномальну поведінку показника  $\gamma$ .

Відомо [26 – 28], що коефіцієнт поглинання кремнію на довжині хвилі 1.06 мкм значно збільшується при нагріванні, що може бути причиною спостережуваної поведінки показника  $\gamma$ . Але коректно змоделювати спостережувану на експерименті залежність  $\gamma(F_0)$ , використовуючи дані про температурну залежність коефіцієнта поглинання, опубліковані

в роботах [26 – 28], не вдається. Причиною є наступна обставина.

Як з'ясовано в роботі [25], для спостереження помітного світіння у видимій ділянці спектру досліджуваний зразок кремнію мусить бути попередньо опромінений декількома десятками лазерних імпульсів з густиною потужності не менше  $180 \text{ МВт см}^{-2}$ . Внаслідок лазерного опромінення фізичні властивості поверхні суттєво змінюються, що відкриває можливості для спостереження індукованого лазером теплового випромінювання при таких значеннях густини потужності, при яких неопромінена поверхня не демонструє помітного світіння у видимій області спектру. Зокрема, після лазерного опромінення полірована поверхня перетворюється на шорстку. Крім того, імовірно після лазерного опромінення змінюється структура матеріалу поверхні. Зокрема, в роботі [25] висловлюється припущення, що після лазерного розігріву кристалічний кремній в приповерхневому шарі може частково трансформуватись в аморфну модифікацію. Це може призвести до суттєвого збільшення коефіцієнта поглинання на довжині хвилі лазерного випромінювання, що полегшує умови для лазерного розігрівання поверхні. Але характер зазначених вище лазерно-індукованих змін властивостей поверхні остаточно не з'ясований, що значно ускладнює опис

досліджуваного явища з використанням моделі, яка пропонується у даній роботі.

Наприкінці варто зробити ще одне зауваження. В принципі хід кривої  $\gamma(F_0)$  в області позитивних значень похідної  $d\gamma/dF_0 > 0$  містить інформацію про залежність  $\alpha(T)$  досліджуваного матеріалу. Але, на жаль, в експериментах з наносекундними лазерними імпульсами точність вимірювання параметра  $\gamma$  в області значень порядку  $7 \dots 10$  залишається невисокою, що обмежує можливості для виокремлення залежності  $\alpha(T)$  з експериментальних даних  $\gamma(F_0)$ .

Таким чином, за результатами даної роботи можна зробити такі висновки. По-перше, для поверхонь зі сталим коефіцієнтом поглинання при імпульсному лазерному опроміненні можна оцінити температуру поверхні за даними вимірювань показника  $\gamma$  на фіксованій довжині хвилі індукованого лазером теплового випромінювання. По-друге, аномальну поведінку показника  $\gamma$  (зростання зі збільшенням  $F_0$ ) можна розглядати як непряме свідчення того, що коефіцієнт поглинання досліджуваного матеріалу досить сильно збільшується при нагріванні.

#### Список використаних джерел

1. Schulz C, Kock B.F., Hofmann M., Michelsen H., Will S., Bougie B., Suntz R., Smallwood G. Laser-induced incandescence: Recent trends and current questions// *Appl. Phys. B.* – 2006. – V.83, N.3. – P.333–354.
2. Melton L.A. Soot diagnostics based on laser heating// *Appl. Opt.* – 1984. – V.23, N.13. – P.2201–2208.
3. Vander Wal R.L., Weiland K.J. Laser-induced incandescence: development and characterization towards a measurement of soot-volume fraction// *Appl. Phys. B.* – 1994. – V.59. – P.445–452.
4. Vander Wal R.L., Zhou Z., Choi M.Y. Laser-induced incandescence calibration via gravimetric sampling// *Combustion and Flame.* – 1996. – V.105. – P.462–470.
5. Shaddix C.R., Smyth K.C. Laser-induced incandescence measurements of soot production in steady and flickering methane, propane, and ethylene diffusion flames// *Combustion and Flame.* – 1996. – V.107. – P.418–452.
6. Hofmann M., Bessler W.G., Schulz C., Jander H. Laser-induced incandescence for soot diagnostics at high pressures// *Appl. Opt.* – 2003. – V.42, N.12. – P.2052–2062.
7. Michelsen H.A. Understanding and predicting the temporal response of laser-induced incandescence from carbonaceous particles// *J. Chem. Phys.* – 2003. – V.118, N.15. – P.7012–7045.
8. Thomson K.A., Geigle K.P., Kohler M., Smallwood G.J., Snelling D.R. Optical properties of pulsed laser heated soot// *Appl. Phys. B.* – 2011. – V.104. – P.307–319.
9. De Iuliis S., Cignoli F., Maffi S., Zizak G. Influence of the cumulative effects of multiple laser pulses on laser-induced incandescence signals from soot// *Appl. Phys. B.* – 2011. – V.104. – P.321–330.
10. Michelsen H.A., Liu F., Kock B.F., Bladh H., Boiarciuc A., et al. Modeling laser-induced incandescence of soot: a summary and

- comparison of LII models// *Appl. Phys. B.* – 2007. – V.87. – P.503–521.
11. *Zelensky S.* Laser-induced heat radiation of suspended particles: a method for temperature estimation// *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 1999. – V.1. – P.454–458.
  12. *Vander Wal R.L.* Laser-induced incandescence: excitation and detection conditions, material transformations and calibration// *Appl. Phys. B.* – 2009. – V.96. – P.601–611.
  13. *Sommer R., Leipertz A.* Application of laser-induced incandescence to suspended carbon black particles// *Optics Letters.* – 2007. – V.32, N.13. – P.1947–1949.
  14. *Rulik Ju.Ju., Mikhailenko N.M., Zelensky S.E., Kolesnik A.S.* Laser-induced incandescence in aqueous carbon black suspensions: the role of particle vaporization// *Semicond. Phys., Quant. Electron. & Opto-electron.* – 2007. – V.10, N.2. – P.6–10.
  15. *Zelensky S.* Laser-induced heat radiation in borate glass // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1998. – V.10. – P.7267–7272.
  16. *Kopyshinsky A.V., Lazorenko Ya.P., Zelensky S.E.* Laser-induced incandescence of borate glass doped with carbon microparticles // *Functional Materials.* – 2011. – V.18, N.1. – P.116–120.
  17. *Zelensky S. E., Kopyshinsky O. V., Garashchenko V. V., Kolesnik A. S., Stadnytskyi V. M., Zelenska K. S., Shynkarenko Ye.V.* Optical transmittance of carbon suspensions in polymer matrixes under powerful pulsed laser irradiation// *Semicond. Phys., Quant. Electron. & Opto-electron.* – 2010. – V.13, N.1. – P.70–73.
  18. *Zelensky S.E., Kolesnik A.S., Kopyshinsky O.V., Garashchenko V.V., Zelenska K.S., Stadnytskyi V.M., Shynkarenko E.V.* Thermal emission of carbon microparticles in polymer matrices under pulsed laser excitation // *Ukr. J. Phys.* – 2009. – V.54, N.10. – P.983–988.
  19. *Liu F., Daun K.J., Beyer V., Smallwood G.J., Greenhalgh D.A.* Some theoretical considerations in modeling laser-induced incandescence at low-pressures // *Appl. Phys. B.* – 2007. – V.87. – P.179–191.
  20. *De Iulius S., Migliorini F., Cignoli F, Zizak G.* Peak soot temperature in laser-induced incandescence measurements // *Appl. Phys. B.* – 2006. – V.83. – P.397–402.
  21. *Roura P., Costa J.* Radiative thermal emission from silicon nanoparticles: a reversed story from quantum to classical theory // *European J. Phys.* – 2002. – V.23. – P.191–203.
  22. *Zeng H., Yang C., Dai J., Cui X.* Light-induced incandescence of single-walled carbon nanotubes // *J. Phys. Chem. C.* – 2008. – V.112. – P.4172–4175.
  23. *Zelensky S.E., Poperenko L.V., Kopyshinsky A.V., Zelenska K.S.* Nonlinear characteristics of laser-induced incandescence of rough carbon surfaces // *Proc. SPIE.* – 2012. – V.8434. – P.84341H1–6.
  24. *Zelensky S.E., Zelenska K.S.* Laser-induced incandescence of carbon surface: a method for temperature estimation // *Proc. SPIE.* – 2013. – V.8772. – P.8772P1–8.
  25. *Kopyshinsky A.V., Zelensky S.E., Gomon E.A., Rozouvan S.G., Kolesnik A.S.* Laser-induced incandescence of silicon surface under 1064 nm excitation // *Semicond. Phys., Quant. Electron. & Opto-electron.* – 2012. – V.15, N 4. – P.376–381.
  26. *Rajkanan K., Singh R., Shewchun J.* Absorption coefficient of silicon for solar cell calculations// *Solid-State Electronics.* – 1979. – V.22, N.9. – P.793–795.
  27. *Sin E.H., Ong C.K., Tan H.S.* Temperature dependence of interband optical absorption of silicon at 1152, 1064, 750, and 694 nm // *Phys. Stat. Sol. (a).* – 1984. – V.85. – P.199–204.
  28. *Ong C.K., Tan H.S., Sin E.H.* Calculations of melting threshold energies of crystalline and amorphous materials due to pulsed-laser irradiation // *Mater. Sci. Eng.* – 1986. – V.79. – P.79–85.

Надійшла до редколегії 03.06.13