
ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИСТРОЇ ТА КОМПОНЕНТИ В ЛАЗЕРНИХ І ЕНЕРГЕТИЧНИХ ТЕХНОЛОГІЯХ

УДК 535:537:539:546

О.Ю. СЕМЧУК, О.О. ГАВРИЛЮК

ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ПОТУЖНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З ПОВЕРХНЕЮ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка
Національної академії наук України,
03164, вул. Генерала Наумова, 17, Київ, Україна,
тел.: +380(44)422-9697, E-mail: aleksandr1950@meta.ua*

Анотація. Досліджено процес розігріву поверхні твердого тіла кількома лазерними пучками, що створюють на його поверхні одно- та двомірну інтерференційні картини. Показано, що за допомогою інтенсивного лазерного випромінювання можна проводити мікро-нано структурування поверхні напівпровідників. Встановлено, що фемтосекундними лазерними імпульсами можна ефективно прогрівати зразки кристалічного кремнію товщиною до 20 мкм.

Ключові слова: лазерне випромінювання, температура, напівпровідник, лазер-індуковані структури, поверхня, наноструктури, абляція.

Анотация. Исследован процесс разогрева поверхности твердого тела несколькими лазерными пучками, образующими на его поверхности одно- и двумерную интерференционные картины. Показано, что с помощью интенсивного лазерного излучения можно проводить структурирование поверхности полупроводников. Установлено, что фемтосекундными лазерными импульсами можно эффективно нагревать образцы кристаллического кремния толщиной до 20 мкм.

Ключевые слова: лазерное излучение, температура, поверхность, полупроводник, лазер-индуцированные структуры, наноструктуры, абляция.

Abstract. The process of warming-up of surface of solid a few laser beams formative on his surface one and two-dimensional interference pattern is investigated. It is shown that by means of intensive laser radiation it is possible to produce the surface structures of semiconductors. It is set that femtosecond laser pulse it is possible effectively to heat of crystalline silicon laser in thick to 20 μm.

Keywords: laser irradiations, temperature, surface, semiconductor, laser-induced structure, nanostructure, ablation.

ВСТУП

Лазерна обробка матеріалів останнім часом набула широкого застосування в промисловості, особливо в мікроелектроніці [1, 2]. Це перш за все пов'язано з тими перевагами, що вона має в порівнянні з іншими методами. Існують лазерні методи очищення поверхні та створення мікронних, субмікронних та наноструктурованих періодичних структур на поверхні напівпровідників, полімерів, металів тощо [1, 2]. Зокрема, для відновлення структури тонких напівпровідникових шарів, домішкового легування, обробки тонкоплівкових матеріалів застосовується лазерний відпал. Вплив лазерного випромінювання на напівпровідники може приводити до зміни їх кристалічної структури, електрофізичних та оптичних властивостей [3]. При опроміненні поверхні монокристалічного кремнію фемтосекундними лазерними імпульсами на ній формуються нанорозмірні кластери. Їх висота складає від 2 до 30 нм, а поперечний розмір від 70 до 200 нм [4]. Одноразове опромінення поверхні кристалів р-SdTe імпульсом рубінового лазера також приводить до утворення нанорозмірних поверхневих структур з періодом 100 мкм та з лінійними розмірами (19-20) нм та середньою висотою (3,4 – 9,38) нм [5].

В ніобаті літію під впливом лазерного випромінювання виникають самоподібні нанодоменні структури [6]. Особливий інтерес викликає можливість за допомогою лазерної обробки модифікувати властивості багат шарових систем, оскільки при цьому виникає можливість селективного відпалу окремих шарів багат шарової композиції шляхом підбору відповідної довжини хвилі та потужності випромінювання, а цього не можна досягти при традиційній термообробці [7,8].

В цій роботі досліджено процес розігріву поверхні твердого тіла (напівпровідника) кількома лазерними пучками, що створюють на його поверхні одно- та двовимірну інтерференційні картини. Проведено розрахунок розподілу стаціонарної температури в залежності від відстані від поверхні твердого тіла та радіусу лазерного пучка. Показано, що за допомогою лазерного випромінювання можна проводити мікро-нано-структурування поверхні напівпровідників. Встановлено, що фемтосекундними лазерними імпульсами можна ефективно прогрівати зразки кристалічного кремнію товщиною до 20 мкм.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ТА ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Розглянемо процес розповсюдження тепла в твердому тілі при нагріванні його лазерними пучками, які утворюють на його поверхні дво- та одновимірну інтерференційні картини, схематично зображені на рис. 1.

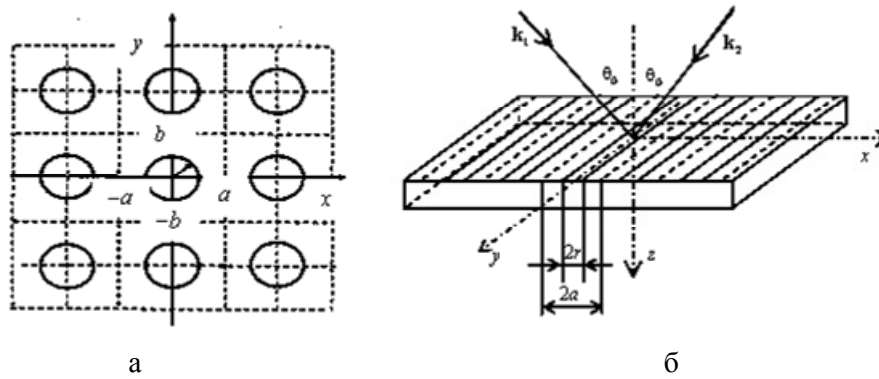


Рис. 1. Двовимірні (а) та одновимірні (б) інтерференційні картини на поверхні твердого тіла, створені КСП

Будемо вважати, що такі характеристики матеріалу, як температуропровідність χ , теплоємність при постійному тиску c_p , густина ρ та коефіцієнт поглинання лазерного випромінювання α не залежать від температури та координат і тому для знаходження розподілу температури $T(\vec{r}, t)$ можна використати наступне рівняння теплопровідності [9-12]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\alpha}{\rho c_p} J(x, y, z, t). \quad (1)$$

Прийmemo гауссівський розподіл інтенсивності лазерного пучка $J(\vec{r}, t)$. Шуканий розподіл температури повинен задовольняти наступним крайовим і початковій умовам. У силу періодичності задачі на границях періодичної структури джерела і теплові потоки повинні обертатися в нуль, тобто можна записати

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\pm a} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\pm b} = 0. \quad (2)$$

На поверхні $z = 0$ можна прийняти відсутність теплового потоку, тобто виконання умови

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (3)$$

і при цьому потрібно врахувати, що

$$\lim_{t \rightarrow 0} T = 0. \quad (4)$$

Для температури також прийємо нульову початкову умову

$$T(x, y, z, 0) = 0. \quad (5)$$

Для знаходження розв'язку рівняння (1) було запропоновано низку методів, зокрема: метод функцій Гріна, метод інтегральних перетворень тощо [13–29]. Ми, при розв'язанні задачі знаходження просторового та часового розподілу температури поверхні твердого тіла при лазерному нагріві, використовуватимемо кінцеве інтегральне перетворення по координатах (x, y) та косинус-перетворення Фур'є по координаті z [10]. Послідовне виконання цих перетворень (незалежно в якій послідовності) приводить до сімейства неоднорідних звичайних диференціальних рівнянь першого порядку по часу. Розв'язок останніх не є складним завданням і після переходу в простір оригіналів отримуємо розв'язок задачі (1) – (5) у вигляді збіжних ряду та інтегралу [11,30,31]. В якості ядра двомірного інтегрального перетворення по координатах (x, y) виберемо функцію [30]:

$$K_{nm}(x, y) = \cos(\lambda_m x) \cos(\mu_n y), \quad (6)$$

де $\lambda_m = \frac{\pi m}{a}$, $\mu_n = \frac{\pi n}{b}$; a та b – розміри прямокутної елементарної комірки на поверхні твердого тіла, на яку фокусується лазерний промінь (рис.1а). При такому виборі кожна з функцій $K_{nm}(x, y)$ задовольняє граничним умовам (2). В розгорнутому вигляді розв'язок задачі знаходження просторового та часового розподілу температури поверхні при лазерному нагріві речовини матиме вигляд [30]:

$$T(x, y, z, t) = J_0(1-R) \frac{2\alpha^2}{\chi\pi} \sum_{n,m=0}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{[1 - e^{-\chi(\lambda_{nm}^2 + \mu_{nm}^2 + \xi^2)t}] \cos \xi z d\xi}{(\alpha^2 + \xi^2)((\lambda_{nm}^2 + \mu_{nm}^2 + \xi^2))} \frac{\varepsilon_{nm} G_{nm}}{ab} K_{nm}(x, y) \right\}, \quad (7)$$

де $\varepsilon_{nm} = 1$, якщо $n \neq 0$, $m \neq 0$; $\varepsilon_{nm} = 1/2$, якщо або $n = 0$, або $m = 0$; $\varepsilon_{nm} = 1/4$, якщо $n = 0$, $m = 0$. З формули (18) неважко знайти швидкість $v = v(x, y, z, t)$ розповсюдження тепла по поверхні твердого тіла

$$v = \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{2\alpha}{\pi} J_0(1-R) \sum_{n,m=0}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{e^{-\chi(\lambda_{nm}^2 + \mu_{nm}^2 + \xi^2)t}}{\alpha^2 + \xi^2} \cos \xi z d\xi \right\} \frac{\varepsilon_{nm} G_{nm}}{ab} K_{nm}(x, y). \quad (8)$$

Отже, задача знаходження температурних полів та швидкостей розповсюдження теплової хвилі в будь-який момент часу звелася до обчислення коефіцієнтів G_{nm} [30] та інтегралів, що входять в (18) – (19), та підсумовання рядів.

Вираз (7) можна подати у вигляді суми двох доданків

$$T(x, y, z, t) = T_{st}(x, y, z) + T_{dyn}(x, y, z, t),$$

де $T_{st}(x, y, z)$ – стаціонарний розподіл температур, що встановлюється в твердому тілі, а $T_{dyn}(x, y, z, t)$ – розподіл температур, який безпосередньо залежить від часу.

Тепер розглянемо деякі окремі випадки. Зокрема, переходячи до границі при $t \rightarrow \infty$ в формулах (7) та (8) можна знайти стаціонарний розподіл температури по координатах [30]:

$$T_{st}(x, y, z) = \frac{2}{\pi ab} I_0(1-R) \frac{\alpha^2}{\chi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_{nm} \left\{ \frac{\exp(-\alpha z)}{\alpha} - \frac{\exp(-z\sqrt{\lambda_n^2 + \mu_m^2})}{\sqrt{\lambda_n^2 + \mu_m^2}} \right\} \frac{G_{nm} K_{nm}(x, y)}{\lambda_n^2 + \mu_m^2 - \alpha^2}. \quad (10)$$

На поверхні твердого тіла, коли $z \rightarrow 0$, з (10) отримуємо [30]:

$$T(x, y) = \frac{2\alpha^2}{\pi\chi ab} (1-R) \sum_{n,m=0}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{1 - e^{-\chi(\lambda_{nm}^2 + \mu_{nm}^2 + \xi^2)t}}{\lambda_{nm}^2 + \mu_{nm}^2 + \xi^2} d\xi \right\} \varepsilon_{nm} G_{nm} K_{nm}(x, y). \quad (11)$$

В центрі лазерного пучка, коли $x = y = 0$, отримуємо наступну часову залежність поверхневої температури

$$T(t) = \frac{2\alpha^2}{\pi\chi ab} (1-R) \sum_{n,m=0}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{1 - e^{-\chi(\lambda_{nm}^2 + \mu_{nm}^2 + \xi^2)}}{(\lambda_{nm}^2 + \mu_{nm}^2 + \xi^2)(\alpha^2 + \xi^2)} d\xi \right\} \varepsilon_{nm} G_{nm}. \quad (12)$$

Тепер розглянемо деякі конкретні випадки, для яких були проведені чисельні розрахунки.

1. Двовірна періодична структура з джерелами, що діють в межах кола, радіусу $r = 0.2a$ з гауссовим розподілом інтенсивності пучка (рис. 1а). Для цієї періодичної структури розглядається миттєвий імпульс, що описується δ -функцією. Розподіл температури по поверхні твердого тіла в середньому та діагональному перерізах квадратної комірки для різних радіусів пучка при $t = 0.005$ поданий на рис. 2.

2. Одновірна періодична структура на поверхні твердого тіла, створена інтерференцією двох пучків (рис.1б). Часова залежність лазерного імпульсу дається миттєвою δ -функцією. Вважається, що інтенсивність лазерного випромінювання рівномірно розподілена по ширині пучка. Розподіл температури на поверхні твердого тіла поперек смуг для різних значень ширини пучка при $t = 0.005$ подано на рис. 3а.

Для зменшення кількості незалежних параметрів розглядалась квадратна комірка $a = b$. При сумуванні подвійних рядів враховувалося 64 члени, а в одинарних – 10 членів, чим забезпечувалася їх задовільна збіжність. Зауважимо, що усі результати подані в безрозмірному вигляді для величин $\theta = (T - T_0)/T^*$ ($T^* = \alpha a^2 J_0 / \chi$), $t = t/t^*$ ($t^* = a^2 / \chi$), x/a , y/a , z/a .

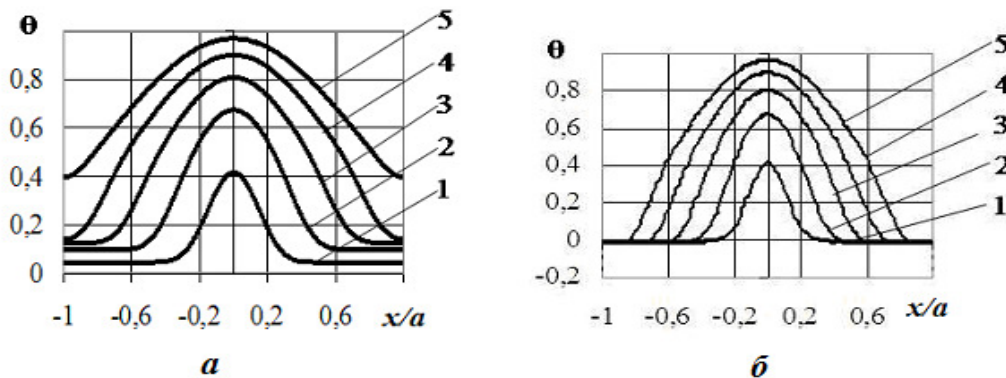


Рис. 2. Розподіл безрозмірної температури (θ) на поверхні твердого тіла в середньому (а) та в діагональному ($x=y$) (б) перерізах двовірної періодичної структури для різних радіусів пучка: 1 $r/a=0.2$; 2 $r/a=0.4$; 3 $r/a=0.6$; 4 $r/a=0.8$; 5 $r/a=1.0$ [30]

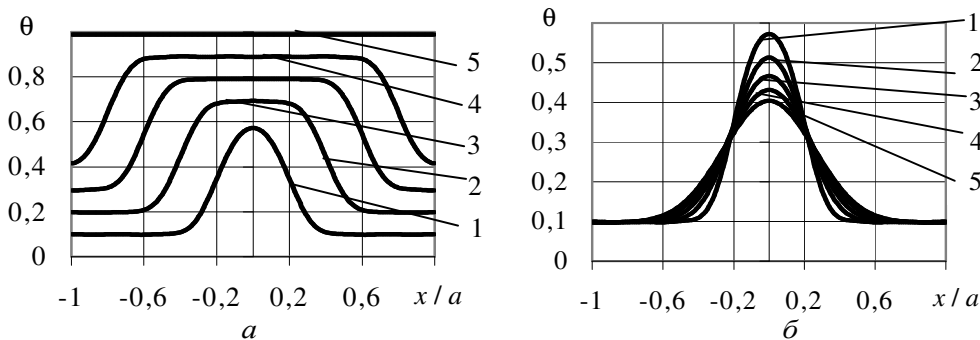


Рис. 3. Розподіл безрозмірної температури (θ) на поверхні твердого тіла в одновірній періодичній структурі: а – при $t = 0.005$ для деяких значень ширини пучка: 1 $r/a=0.2$; 2 $r/a=0.4$; 3 $r/a=0.6$; 4 $r/a=0.8$; 5 $r/a=1.0$; б – при ширині пучка $r/a = 0,2$ для різних моментів безрозмірного часу: 1 $t=0,005$; 2 $t=0,10$; 3 $t=0,15$; 4 $t=0,20$; 5 $t=0,25$ [30]

Практичний інтерес викликає дослідження нагріву та охолодження елементарних об'ємів, що знаходяться на різній глибині від поверхні твердого тіла (теплові історії), що опромінюється інтенсивним лазерним випромінюванням. В [31] проведено розрахунок розподілу стаціонарної безрозмірної температури θ в залежності від відстані від поверхні твердого тіла (z/a) та безрозмірного радіусу лазерного пучка (r/a). Наглядне уявлення про прогрів твердого тіла по глибині дають криві, подані на рис. 4 [31].

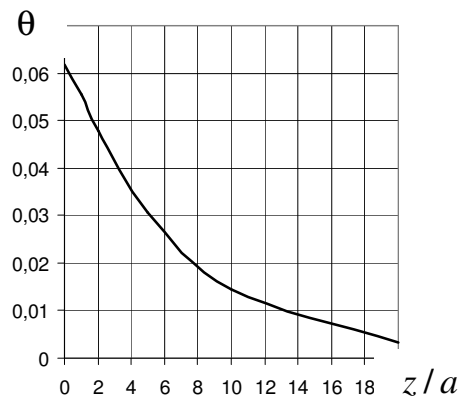


Рис. 4. Залежність стаціонарної безрозмірної температури θ від безрозмірної відстані $z = z/a$ від поверхні твердого тіла для радіусу пучка $r/a = 0.2$ [31]

По мірі віддалення від поверхні за рахунок зменшення інтенсивності в пучку, температура в шарах падатиме. Разом з тим, розподіл температури по координатах зберігає свій вигляд (подібність). Величина температури суттєво залежить від радіусу пучка, і ця залежність має нелінійний характер. При цьому, наприклад, при $z/a = 1$, тобто поблизу поверхні безрозмірна температура в центрі пучка змінюватиметься від 0.371 для найбільшого ($r = 1.0$) до 0.0556 для найменшого ($r = 0.2$) з розглянутих радіусів пучка. Варто зауважити що ця залежність відрізняється від чисто експоненціальної залежності в пучку.

Нами було також проведено теоретичне дослідження теплофізичних властивостей Si (с), кремнієвої пластини p -типу з орієнтацією поверхні (100). Лазерне випромінювання мало такі характеристики: $\lambda = 1064$ нм, тривалість імпульсу 100 фс, час між імпульсам 10 фс, інтенсивність 0.2 Дж/см². Математичне моделювання проводилось за допомогою програмного пакету Comsol Multiphysics. Результати розрахунків наведено на рисунках 5 та 6 [36]. Задачі розв'язуються методом кінцевих елементів. Програма містить бібліотеку ДРЧП і різні засоби для моделювання та симуляції.

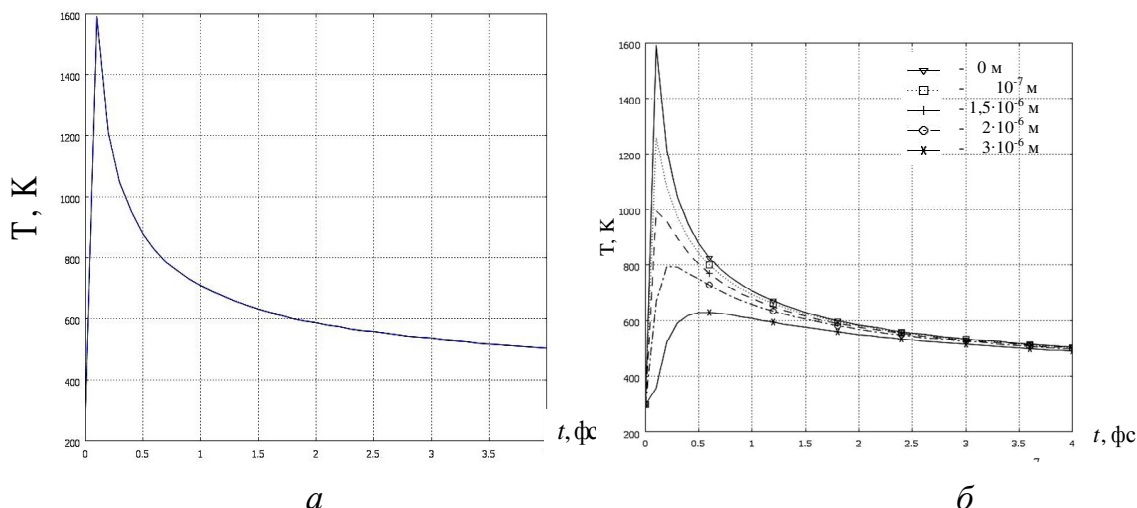


Рис. 5. Залежність зміни поверхневої температури з часом (а) та в шарах на різній глибині зразка [36]

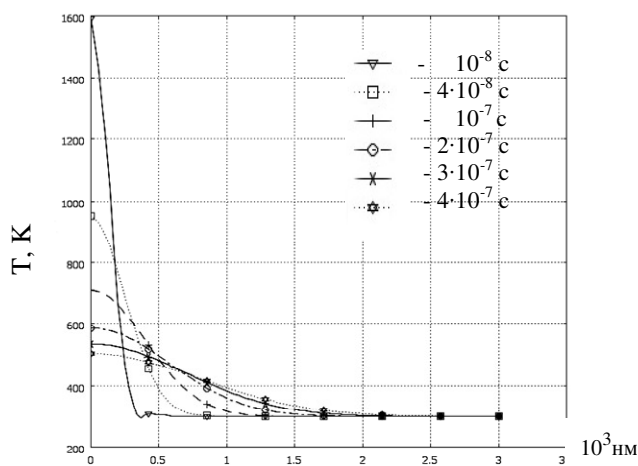


Рис. 6. Зміна температури зразка в залежності від відстані від поверхні у різні проміжки часу [36]

З рис. 5а видно, що за час дії лазерного імпульсу (100 фс) протягом 25 нс на поверхні зразка створюється температура 1590 К. За 1 мс температура релаксує до свого попереднього значення (300 К). При цьому відбувається прогрівання об'єму зразка. На рис. 5б представлено чисельне моделювання зміни температури зразка на різних глибинах (шарах) з часом – як і слід було очікувати, з віддаленням від поверхні за рахунок зменшення інтенсивності лазерного пучка (інтерференційної картини) температура в шарах падає. Разом з тим, розподіл температури по координатах зберігає свій вигляд (подібність). З рис. 6 випливає, що за час дії лазерного імпульсу найбільш ефективно прогрівається приповерхнева область товщиною до 5 мкм, а зразок прогрівається на глибину до 20 мкм. Таким чином, фемтосекундне лазерне випромінювання може бути ефективним методом мікро-нано-структурування та відпалу напівпровідникових матеріалів, що використовуються в мікроелектроніці.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Експериментальні дослідження впливу інтенсивного лазерного випромінювання на поверхню напівпровідників проводилися в вакуумній камері під тиском 10^{-4} Па. На рис.7 наведено схему експериментальної установки. Ми використовували NdYAG – лазер який генерував гауссовий пучок з довжиною імпульсу 7 нс, довжиною хвилі 1064 нм та діаметром 5 мм. Вихідне випромінювання з довжиною хвилі 1064 нм за допомогою нелінійного кристала перетворювалося на два пучки з довжинами хвиль 532 нм та 355 нм.

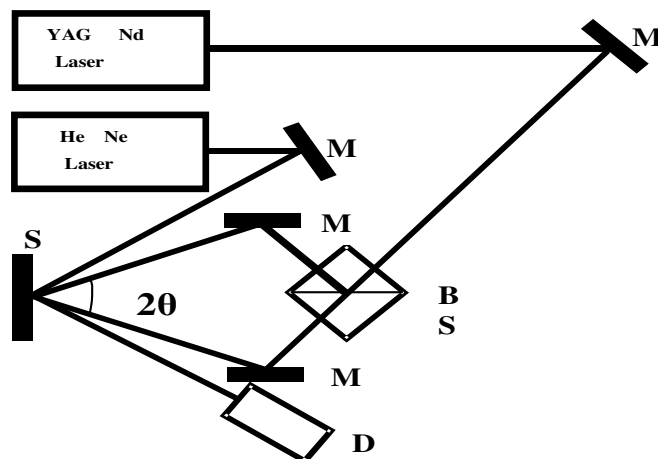


Рис. 7. Схема експериментальної установки по дослідженню впливу лазерного випромінювання на поверхню твердих тіл. М – дзеркало, BS – розщеплювач пучка, S – досліджуваний зразок, D – детектор [32]

Результати проведеного експериментального дослідження зміни температури поверхні в процесі лазерного опромінювання зовнішньої поверхні термоелектричного напівпровідника Cu_2Se наведені на рис. 8. Експериментально зафіксована залежність відбитого сигналу, при опроміненні поверхні Cu_2Se гелій-неоновим лазером, наведена на рис. 7 для двох різних значень густини опромінення [32].

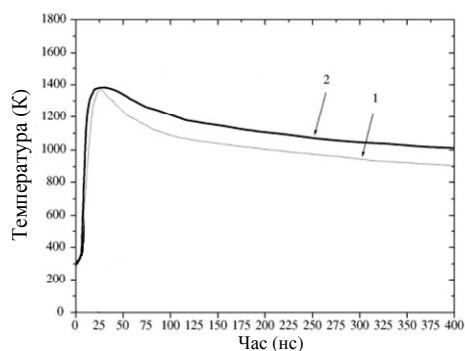


Рис. 6. Залежність поверхневої температури від часу: 1 – для лазерного випромінювання з потужністю 0.5 Дж/см²; 2 – для лазерного випромінювання з потужністю 0.75 Дж/см² [32]

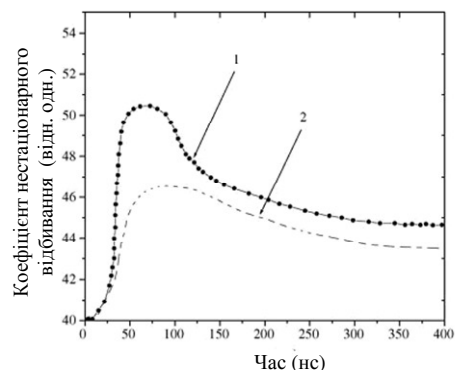


Рис. 7. Зміна коефіцієнта нестационарного відбивання під час дії лазерного імпульсу: 1 – для лазерного випромінювання з потужністю 0.75 Дж/см²; 2 – для лазерного випромінювання з потужністю 0.5 Дж/см² [32]

Видно, що максимальне відбивання досягається на прикінцевій стадії дії лазерного імпульсу, причому при максимальній густині потоку спостерігається інша картина часової поведінки, ніж при низькій інтенсивності. Ці ефекти можуть бути пов'язані зі зміною нестационарної відбиваючої здатності напівпровідників Cu₂Se, що опромінюється інтенсивним лазерним випромінюванням.

Одним з чинників, що впливає на величину нестационарного коефіцієнта відбивання, може бути температурна залежність дійсної та уявної частин показника заломлення [33]. Інший чинник пов'язаний з фазовим переходом тверда фаза-рідина в Cu₂Se, ініційованим лазерним нагріванням [33]. При низьких інтенсивностях лазерного випромінювання поверхня термоелектричного напівпровідника не встигає нагрітися до температури плавлення, яка дорівнює 1386 K, і нестационарна зміна коефіцієнта відбивання визначається температурною залежністю дійсної та уявної частин показника заломлення. При більш високих інтенсивностях лазерного випромінювання відбиваюча здатність різко зростає. Це явище пов'язане з розплавленням поверхні напівпровідника. Надалі коефіцієнт відбивання відповідає його величині для рідкого напівпровідника при довжині хвилі 633 нм. Марін та ін. [34] зареєстрували самодифракцію та підсилення розсіювання при взаємодії рубінового лазера, який генерував коливання з частотою 40 нс, з плівкою GaAs до і після її самодифракційного збудження. Вони зареєстрували різкий пік на графіку розсіювання сигналу по часу, який, на їх думку, можна пов'язати з фазовим переходом тверда фаза-рідина.

Лазер-стимульована дисоціація Cu₂Se та сильне випаровування Se внаслідок абляції відповідальні за появу наностріпців міді на поверхні термоелектричного напівпровідника Cu₂Se.

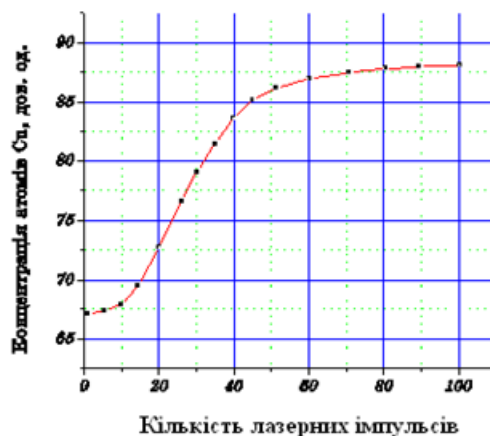


Рис. 8. Залежність концентрації атомів міді (у довільних відносних одиницях), що виділилася на поверхні термоелектричного напівпровідника типу Cu₂Se від інтенсивності лазерного імпульсу [32]

На рис. 8 наведено залежність концентрації атомів міді (у відносних одиницях), що виділилася на поверхні Cu₂Se від інтенсивності лазерного випромінювання (числа лазерних імпульсів).

Крім того в [32] спостерігався ще один цікавий експериментальний ефект – структурування поверхні напівпровідника Cu₂Se під дією інтерференційної картини, що її створюють на його поверхні два лазерних пучки. За допомогою атомного силового мікроскопа TМХ 2000 досліджувалася поверхня

Cu₂Se до та після його опромінення лазерним випромінюванням. Було знайдено, що середня шорсткість необробленої лазерним випромінюванням поверхні Cu₂Se складала $\Delta h \approx 20$ нм. Під впливом лазерного випромінювання внаслідок процесів нагрівання, плавлення та абляції на поверхні Cu₂Se утворюються заглиблення, причому їх глибина залежить від інтенсивності лазерного випромінювання.

На рис. 9 наведено АСМ-діаграму структурованої поверхні Cu₂Se, а на рис. 10 дано порівняння глибини заглиблень на поверхні Cu₂Se в залежності від потужності лазерного випромінювання [32].

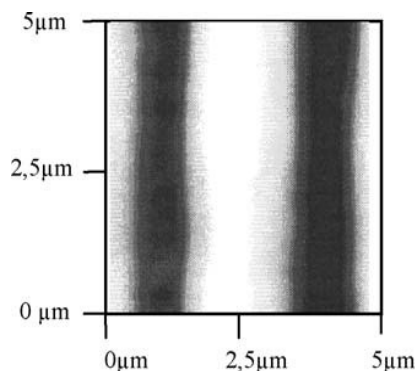


Рис. 9. АСМ-діаграма структурованого зразка поверхні термоелектричного напівпровідника Cu₂Se [32]

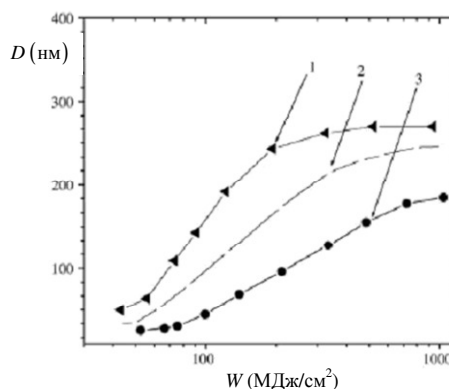


Рис. 10. Залежність глибини заглиблень D (нм) від потужності лазерного випромінювання W (МДж/см²): 1 – довжина хвилі 1064 нм; 2 – довжина хвилі 525 нм; 3 – довжина хвилі 355 нм [32]

ВИСНОВКИ

Досліджено процес розігріву поверхні твердого тіла кількома лазерними пучками, що створюють на його поверхні одно- та двомірну інтерференційні картини. Для деяких конкретних випадків (одномірна періодична структура, двомірна періодична структура з джерелами, що діють в межах кола, радіусу $r = 0.2a$ з гауссовим розподілом інтенсивності пучка) отримано чисельний розв'язок параболічного рівняння теплопровідності – знайдено просторово-періодичний розподіл температури на поверхні та в об'ємі твердого тіла. Знайдено, що стаціонарний розподіл поверхневої температури встановлюється досить швидко (за безрозмірний час порядку $t = 0.2$) як в двомірному, так і одномірному випадках, хоча в одномірному цей процес йде трохи повільніше. Ширина області, в якій поверхнева температура досягає максимального значення для одномірної структури, спостерігається на часових проміжках, більших в порівнянні з двомірною. Для швидкого та рівномірного нагріву поверхні більш ефективною виявляється одномірна інтерференційна картина. Двомірна інтерференційна картина виявляється більш придатною для швидкого локального нагріву поверхні.

Проведено розрахунок розподілу стаціонарної температури в залежності від відстані від поверхні твердого тіла z та радіусу лазерного пучка r . По мірі віддалення від поверхні твердого тіла в його глибину за рахунок зменшення інтенсивності в пучку температура в шарах падає. Величина температури суттєво залежить від радіусу пучка, і ця залежність має нелінійний характер. При цьому поблизу поверхні, безрозмірна температура в центрі пучка змінювалася від 0.371 для найбільшого ($r = 1.0$) до 0.0556 для найменшого ($r = 0.2$) з розглянутих радіусів пучка.

Встановлено, що фемтосекундними лазерними імпульсами можна ефективно прогрівати зразки кристалічного кремнію товщиною до 20 мкм. При цьому найбільш ефективно прогривається приповерхнева область товщиною до 5 мкм. Таким чином, фемтосекундне лазерне випромінювання може бути ефективним методом мікро-нано-структурування та відпалу напівпровідникових матеріалів, що використовуються в мікроелектроніці.

Експериментально встановлено, що за допомогою інтенсивного лазерного випромінювання можна проводити мікро-нано-структурування поверхні термоелектричних напівпровідників типу Cu₂Se. Властивості лазер-індукованих поверхневих періодичних структур (ЛППС) з кроком 5–10 мкм, що при цьому виникають, залежать, в першу чергу, від довжини хвилі лазерного випромінювання та абляційних характеристик напівпровідника. Теплова дифузія в наносекундному часовому діапазоні не впливає на створення ЛППС. Крім того лазерне структуривання поверхні приводить до появи наноострівців міді на поверхні термоелектричного напівпровідника Cu₂Se.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Schaaf, P. Laser Nitriding of Metals. // *Prog. Mater. Sci.* – 2002. – V. 47, N 1. – P. 1–161.
2. Surface nanostructuring of metals by laser irradiation: effects of pulse duration, wavelength and gas atmosphere / A.Pereira, A.Cross, P. Delaporte, S. Georgiou, A.Manousaki, W.Marine, M.Sentis // *Appl.Phys.A.* 2004. – V.79. – P. 1433–1437.
3. Уменьшение поглощения в структурах кварц/Si, кварц/SiO₂ и SiC/Si/SiO₂ под влиянием лазерной обработки / В.Н. Лисовченко, З.В. Конакова, Б.Г. Коноплев, В.В. Кушнир и др. // *ФТП.* – 2010. – Т.44, №3. – С. 326–329.
4. Формирование наночастиц на поверхности кремния под действием фемтосекундных лазерных импульсов / С.Е. Заботнов, А.А. Ежок, Л.А. Головань, М.А. Ластовкина, В.И. Панов и др. // *ФТП.* – 2007. – Т.41, №8. – С. 1017–1020.
5. Образование наноразмерных структур на поверхности кристаллов *p*-CdTe при однократном воздействии импульсного излучения рубинового лазера/ А. Байдуллаева, А.И. Власенко, Л.Ф. Кузан, О.С. Литвин, П.Е. Мозоль // *ФТП.* – 2005. – Т.39, №9. – С. 1064–1067.
6. Поверхностные самоподобные монодоменные структуры, индуцированные лазерным излучением в ниобате лития / В.Я. Шур, Д.К. Кузнецов, А.И. Лобов, Д.В.Пелегов, В.В. Осипов // *ФТТ.* – 2008. – Т.50, №4. – С. 689–695.
7. Электронная микроскопия структуры композиций пленок титаната бария–стронция на подложках Рт-Ti-SiO₂-Si после лазерного отжига / О.М. Жигалина, Д.Н. Хмеленин, К.А. Воротилов, А.С. Сигов, И.Г. Лебо // *ФТТ.* – 2009. – Т.51, №7. – С.1398–1399.
8. Burgess D. Calculations of the surface temperature rise and deposition temperature in laser-induced thermal deposition / D. Burgess, P.C. Stair, E. Weitz // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1986. – V. A4, No. 3. – P. 1352–1366.
9. Карлсруй Г., Эгер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964. – 488 с.
10. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
11. Породько Л.В., Лерман Л.Б., Семчук О.Ю. Врахування кінцевої швидкості поширення тепла при лазерному розігріві поверхні твердого тіла // *ХФТП.* – 2011. – Т.2, №3. – С. 343-346.
12. Коротеев Н.И. Физика мощного лазерного излучения / Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай. – М.: Наука, 1991. – 312 с.
13. Burgess D. Calculations of the surface temperature rise and deposition temperature in laser-induced thermal deposition / D. Burgess, P.C. Stair, E. Weitz // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1986. – V. A4, No. 3. – P. 1352–1366.
14. A metal drilling with CO₂ laser beam. 1. Theory / E. Armon, Y. Zving, G. Laufer, A. Soldan // *J. Appl. Phys.* – 1989. – V. 65, No. 12. – P. 4995–5002.
15. Yibas B. S. Laser-induced thermal stresses on steel surface / B.S. Yibas, M. Sami, S.Z. Shuja // *Opt. and Lasers in Engineering.* – 1998. – V. 30. – P. 25–37.
16. El-Adawi M. K. Laser heating and melting of thin films with time-dependent absorptance. II. An exact solution for time intervals greater than the transit time / M. K. El-Adawi, S. A. Shalaby, E.F. Elshehawey // *J. Appl. Phys.* – 1989. – V. 65, No. 10. – P. 3781–3785.
17. Temperature distribution an a mayerial heated by laser radiation: modeling and application / J.C. Conde, F. Lusquinos, P. Gonzales, B. Leon, A.M. Perez-Amor // *Vacuum* – 2002. – V. 64. – P. 259 – 366.
18. Oane M. Mathematical modeling of two-photon thermal fields in laser-solid interaction / M. Oane, D. Apostol // *Optics & Laser Technology.* – 2004. – V. 36. – P. 219–222.
19. Hasan A. F. Heating effects induced by pulse laser in semi-infinite target in view of the theory of linear systems / A.F. Hasan, M.M. El-Nicklawy, M.K. El-Adawi // *Optics & Laser Technology.* – 1996. – V. 28, No. 5. – P. 337–343.
20. Mathematical modelling of laser induced heating and melting in solids / Z.H. Shen, S.Y. Zhang, L. Lu, and X.W. Ni // *Optics & Laser Technology.* – 2001. – V. 33. – P.533–537.
21. Rantala T. A numerical simulations method for the laser-induced temperature distribution / T. Rantala, and J. Levoska // *J. Appl. Phys.* – 1989. – V. 65, No. 12. – P.4475–4479.
22. Laser pulse heating of still surface and flexural wave analysis / B.S. Yibas, M. Faisal, S.Z. Shuija, A.F.M. Arif // *Opt. and Laser Eng.* – 2002. – V. 37. – P. 62–83.
23. El-Adawi M. K. Laser heating of two-layer system with temperature dependent front surface absorbance / M.K. El-Adawi, and S.A. Shalaby // *Vacuum.* – 1996. – V. 46, No. 1. – P. 37–42.
24. El-Adawi M. K. Laser heating of two-layer systems with constant surface absorption: on exact solution / M.K. El-Adawi, M.A. Abde, S.A. Shalaby // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1995. – V. 38, No. 5. – P. 947–952.

25. Ісаєв М. Особливості поширення тепла при лазерному опроміненні напівпровідникових структур: імпульсний режим / М. Ісаєв, А. Кузьмич, Р. Бурбело // Вісник КНУ імені Тараса Шевченка. Фізика. – 2008. – № 8–9. – С. 58–60.
26. Бурбело Р.М. Формування температурних полів в легованих структурах на основі Si при лазерному опроміненні. Імпульсний режим / Р.М. Бурбело, М.В. Ісаєв, А.Г. Кузьмич // УФЖ. – 2010. – Т.55, №5. – С. 318–322.
27. Removing Foxing stains from old paper at 157 nm. E. Sarantopoulou, Z. Samardzija, S. Kobe, Z. Kollia and A. C. Cefalas. Appl. Surf. Sci. – 2003. – V. 208–209. – P.311–320.
28. El-Adawi M. K. Laser melting of solids – an exact solution for time intervals greater than the transit time / M.K. El-Adawi, S.A. Shalaby // J.Appl.Pjys. – 1986. – V.60, No.7. – P. 2265 – 2270.
29. El-Adawi M. K. Laser heating and melting of thin films with time –dependent absorbance: an exact solution for time intervals loss than or equal to the transit time / M.K. El-Adawi, S.A. Shalaby // J.Appl.Phys. – 1988. – V.53, No.7. – P. 2212 – 2216.
30. Періодичні структури, індуковані на поверхні твердих тіл інтерференцією лазерних жмутів. Теплові ефекти / А.П. Шпак, Л.Г. Гречко, Л.Ю. Куницька, Л.Б. Лерман, О.Ю. Семчук // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології: збірник наукових праць. – Київ, 2007. – Т.5, №3. – С. 683–718.
31. Thermal history due to laser heating of solid surface / O.Yu. Semchuk, L.B. Lerman, M. Willander and O.Nur // Surface – 2011. – V.3(18). – P. 7–12.
32. Laser ablation lithography on thermoelectric semiconductor/ O.Yu. Semchuk, V.N. Semioshko, L.G. Grechko, M. Willander, M. Karlsteen // Appl. Surf. Sci. – 2006. – V. 252, No. 13. – P. 4759–762.
33. Wiggins T.A. Refraction index changes in germanium due to intense radiation /T.A.Wiggins, J.A. Bellay, A.N. Carrieri // Appl.Opt. – 1978. – V.17, N 4. – P. 526–530.
34. Marine W. Transient gratings on α -GaAs under laser annealing conditions / W. Marine, J.Marfaing, F. Salvon // J.Phys.lett. – 1983. – V.44, N7. – P. 271–278.
35. Hirayama H. Ablation characteristics of cubic-boron nitride ceramic with femtosecond and picosecond laser pulses / H. Hirayama, M. Obara // J.Appl.Phys. – 2001. – V.90, N10. – P. 6447–6451.
36. Гаврилюк О.О., Семчук О.Ю. Дослідження теплофізичних властивостей кристалічного кремнію // ХФТП. – 2012. – Т.3, №3. – С.352-355.

Надійшла до редакції 12.12.2012

СЕМЧУК ОЛЕКСАНДР ЮРІЙОВИЧ – к.ф.-м.н., с.н.с. відділу теорії наноструктурних систем Інституту хімії поверхні ім. О.О. Чуйка НАН України, м. Київ, Україна.

ГАВРИЛЮК ОЛЕКСАНДР ОЛЕКСАНДРОВИЧ – аспірант відділу теорії наноструктурних систем Інституту хімії поверхні ім. О.О. Чуйка НАН України, м. Київ, Україна.