

4. Кривцов А.М. // ФТТ.– 2004.– Т.46, № 6.– С. 1025–1030.
5. Янушкевич В.А. // ФизХОМ.– 1979.– № 2.– С. 47–51.
- 6 Янушкевич В.А., Полянинов А.В., Пруцков Е.Г., Польшгалов Г.А. // Изв. АН СССР. Сер. физич.– 1985.– Т. 49, № 6.– С.114–1152.
7. Yakovyna V., Berchenko N., Nikiforov Y. and Izhnin A. // Phys. Stat. Sol. (C) 1.–2004.– P. 682–684.
8. Кукушкин С.А. // Успехи механики.– 2003.– №2.– С. 21–44.

УДК 621.315.592

**І.Є. Лопатинський<sup>1</sup>, І.О. Рудий<sup>1</sup>, І.В. Курило<sup>1</sup>, І.С. Вірт<sup>2</sup>,  
М.С. Фружинський<sup>2</sup>, В.І. Кемпник<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра загальної фізики, кафедра напівпровідникової електроніки,  
<sup>2</sup>Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, кафедра фізики,  
<sup>3</sup>НВП “Карат”, м. Львів

## **МОДИФІКАЦІЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПРИПОВЕРХНЕВИХ ШАРІВ МІШЕНЕЙ HgCdTe ЛАЗЕРНИМ ОПРОМІНЕННЯМ У РЕЖИМІ ВИДАЛЕННЯ МАТЕРІАЛУ**

© Лопатинський І.Є., Рудий І.О., Курило І.В., Вірт І.С., Фружинський М.С., Кемпник В.І., 2005

I.Ye. Lopatynskii, I.O. Rudyi, I.V.Kurilo, I.S. Virt,  
M. S. Fruginskii, V.I. Kempnyk

## **SURFACE MODIFICATION OF LASER ABLATED HgCdTe TARGET**

© Lopatynskii I.Ye., Rudyi I.O., Kurilo I.V., Virt I.S., Fruginskii M.S., Kempnyk V.I., 2005

Поверхні Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te зразків, які використовують як мішені при імпульсному лазерному осадженні досліджували методами дифракції електронів та растрової електронної мікроскопії. Зразки мішеней опромінювали за допомогою двох лазерів: YAG:Nd<sup>3+</sup>, ексимерного XeCl із тривалостями імпульсів 10, 20 нс, 100 мкс та 40 нс відповідно та різними лазерними потужностями. Були досліджені електрофізичні та механічні властивості зразків до і після опромінення. Морфологія та структурні властивості досліджених поверхонь сильно залежать від типу лазерного імпульсу та його енергії.

The surfaces of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te samples used as targets in pulsed laser deposition were investigated by electron diffraction method and electron scanning microscopy methods. The samples were modified by two lasers: the YAG:Nd<sup>3+</sup> and the excimer XeCl with pulse lengths of 10, 20 ns, 100 μs and 40 ns, respectively, at different laser powers. The electrophysical and mechanical properties of the samples were studied before and after irradiation. The morphological and structural properties of the surface investigated depend strongly on the type of laser pulse and on its energy.

### **Вступ**

Ефективність використання імпульсного лазерного випромінювання для формування тонких плівок та наноструктур методом імпульсного лазерного осадження (ЛЮ) визначається точністю, з якою можна керувати морфологією та властивостями твердих мішеней, кількістю та характеристиками видаленого одиничними імпульсами матеріалу. Дослідження змін морфології поверхні твердих мішеней внаслідок лазерного опромінення традиційно пов'язано з вивченням фундаментальних ефектів, які відбуваються під час взаємодії лазерного випромінювання низьких

потужностей, які звичайно не перевищують поріг випаровування. На цей час існує доволі обмежена кількість наукових праць, що стосуються дослідження морфології та хімічного складу мішеней під час імпульсного лазерного випаровування та ЛЮ [1–3]. Відсутні повні дані про залежність результатів опромінення монокристалів та шарів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (КРТ) від їх вихідної дефектної структури, недостатньо вивчені питання щодо зміни складу, променевої стійкості матеріалу, неоднозначно визначені домінуючі механізми лазерного дефектоутворення, залишаються суперечливими питання про теплові процеси, процеси кристалізації, які призводять до формування різноманітної дефектної структури та інше. Варто зазначити, що твердий розчин КРТ сам по собі є ще доволі дефектним напівпровідниковим матеріалом

Метою роботи є дослідження морфології поверхні мішеней, змін структури, механічних та електрофізичних властивостей та змін розподілу компонентів у приповерхневих шарах мішеней під дією лазерного опромінення для досягнення однорідного і періодично повторюваного від імпульсу до імпульсу видалення матеріалу мішені та для отримання структурно досконалих тонких плівок і наноструктур методом ЛЮ.

### Експеримент

Експеримент виконували на монокристалічних зразках КРТ  $p$ - типу провідності ( $x = 0,2$ ,  $p = 1,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Зразки механічно шліфували та полірували з подальшим хіміко-механічним поліруванням. Як джерело випромінювання використовували лазери:  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ , тривалості імпульсів  $\Delta t = 20, 40 \text{ нс}$  та  $100 \text{ мкс}$ , частоти слідування імпульсів  $f = 0,25$  та  $1 \text{ с}^{-1}$ ; ексимерний лазер  $\text{XeCl}$  ( $\lambda = 0,308 \text{ мкм}$ ,  $\Delta t = 20 \text{ нс}$ , частота слідування імпульсів  $f = 5 \text{ с}^{-1}$ ). Діаметр сфокусованої плями  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  лазера –  $1,5 \div 3 \text{ мм}$ , а  $\text{XeCl}$  –  $1 \text{ мм}$ .

Морфологію поверхні мішеней досліджували за допомогою растрової електронної мікроскопії (РЕМ), структуру приповерхневих шарів – за допомогою дифракції електронів високих енергій на відбивання (ДЕВЕВ). Польові залежності коефіцієнта Холла одержували в інтервалі температур  $77\text{--}300 \text{ К}$  в магнітних полях  $1 \div 30 \text{ кЕ}$ .

Розподіл компонентів у приповерхневих шарах мішеней визначали методом кількісного рентгеноспектрального мікроаналізу на установці САМЕВАХ.

Для вивчення механічних властивостей приповерхневих шарів мішеней використовували метод мікротвердості. Мікротвердість вимірювали при кімнатній температурі на приладі ПМТ-3. Індентування здійснювали при навантаженнях  $P = 0,05 \div 0,2 \text{ Н}$  та часом індентування  $10 \text{ с}$ .

### Результати та обговорення

На рис. 1(a–c) подано мікрофотографії поверхні мішеней КРТ ( $x = 0,2$ ) після опромінення лазерними імпульсами лазера  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  за різних густин потужності лазерного випромінювання  $q$ . При  $q = 1 \times 10^6 \text{ Вт/см}^2$  поверхня мішені має острівковий характер з лабіринтним рельєфом, а при  $q = 5 \times 10^6 \text{ Вт/см}^2$  на всій поверхні проявляється лабіринтний рельєф. Густина потужності  $q = 1 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$  спричиняє появу періодичного хвилястого рельєфу (ripple).

Після опромінення лазерними імпульсами лазера  $\text{XeCl}$  за різних значень  $q$  спостерігали різну морфологію поверхні (рис. 1, d–f). При  $q = 1 \times 10^6 \text{ Вт/см}^2$  поверхня мішені покрита фігурами у вигляді гантелей. Густина потужності  $q = 4 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$  спричиняє появу на поверхні фігур світлотермічного травлення. Якщо  $q = 1 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ , помітні очевидні сліди руйнування та видалення матеріалу мішені.

Виникнення нерівностей та рельєфу на поверхнях, опроміненних  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  лазером, ускладнювало отримання якісних електронограм на відбиття. Деколи вдалося отримати електронограми від приповерхневих шарів, які свідчать про процеси їх аморфізування до глибин принаймні не менше ніж  $100 \div 200 \text{ Å}$ . В інших випадках структура приповерхневих шарів була полікристалічною. На рис. 2 подано електронограми поверхні мішеней до і після опромінення наносекундними імпульсами  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  лазера.

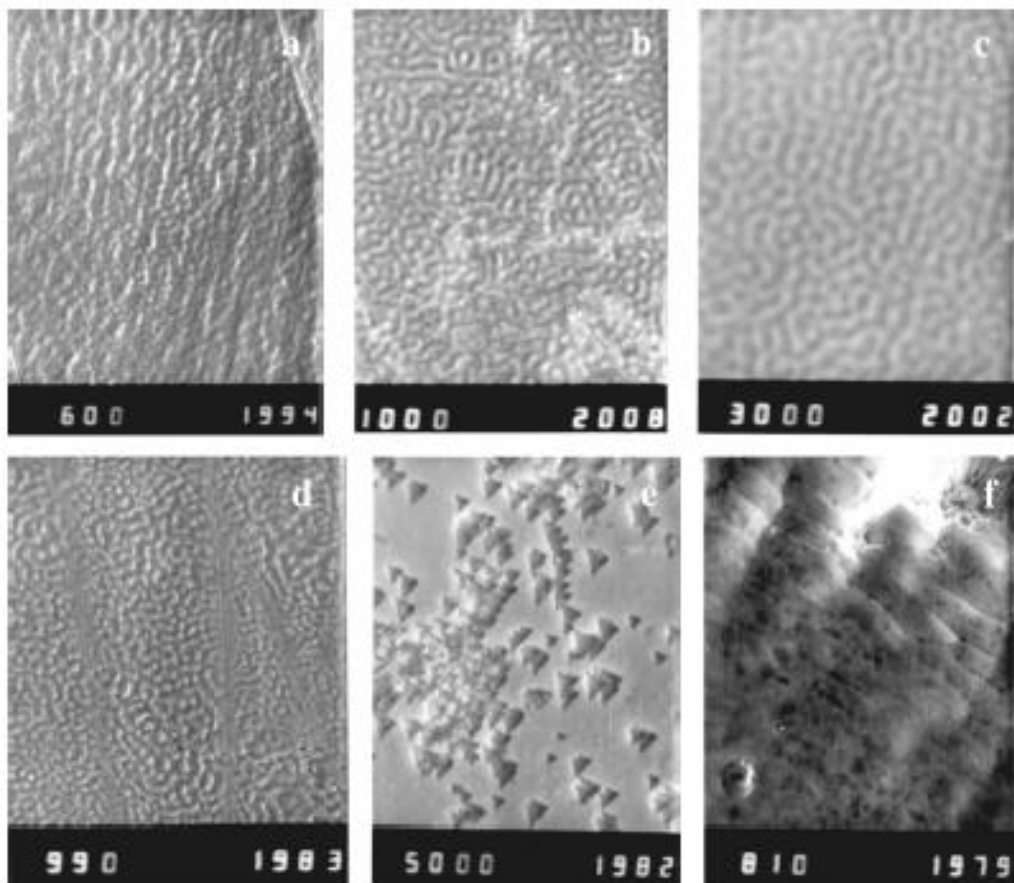


Рис. 1. Мікрофотографії поверхні мішеней КРТ після опромінення імпульсами  $YAG:Nd^{3+}$  (a, b, c) та  $XeCl$  (d, e, f) при різних потужностях лазерного випромінювання  $q$ :  $1 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (a);  $5 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (b);  $1 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> (c);  $1 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> (d);  $4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> (e);  $1 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> (f)

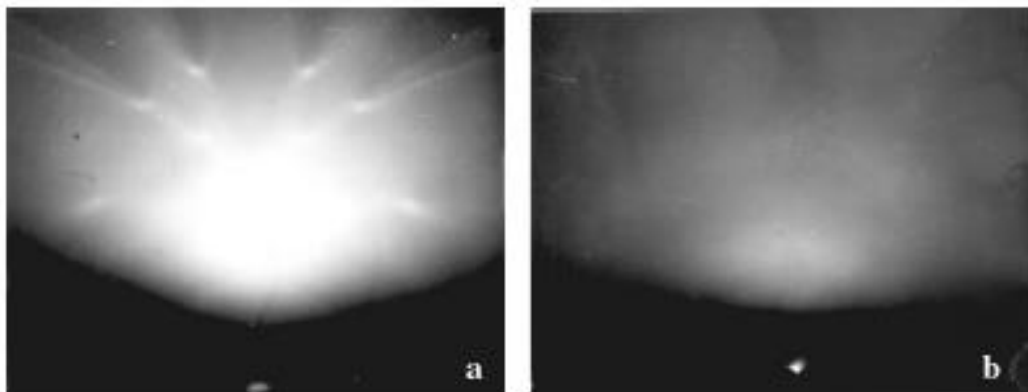


Рис. 2. Електронограми від приповерхневих шарів мішеней до (a) та після (b) опромінення імпульсами  $YAG:Nd^{3+}$  лазера

Розподіл компонентів у приповерхневих шарах мішеней визначали методом рентгено-спектрального електронно-зондового аналізу. Глибина аналізу становить  $2 \div 3$  мкм. На рис. 3 подано розподіл компонентів Cd та Hg у приповерхневих шарах мішені безпосередньо в області плями та на межі опроміненої та неопроміненої зон під дією  $YAG:Nd^{3+}$  лазера з різними тривалостями імпульсів. Видно, що теплова дія, особливо при наносекундних імпульсах, не є визначальною у формуванні нестехіометрії в межах плями – найбільші зміни є по периферії опроміненої зони, що можна пояснити значними термомеханічними напруженнями. Існують доволі суперечливі дані про

співвідношення компонент матеріалу КРТ після наносекундного опромінення лазером. Наприклад, у [4] вважають, що при наносекундному опроміненні КРТ зберігається початкове співвідношення компонент; роль дифузійних механізмів у перерозподілі концентрацій елементів внаслідок великих швидкостей мала (отримані значення  $E_{пор.} = 0,1 \text{ Дж/см}^2$ , глибина перекристалізованого шару близько 1,5 мкм). На відміну від цього, в [5] наведені дані про те, що дія імпульсного лазерного випромінювання ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ,  $\Delta t = 10 \text{ нс}$ ) спричиняє розпад сполуки в приповерхневій області з подальшою дифузійною релаксацією складу; у разі збільшення інтенсивності випромінювання відбувається витіснення одного з компонентів, переважно ртуті, до поверхні. Це пояснюють її дифузією з об'єму (товщина шару з надлишком ртуті оцінюється у  $150 \text{ \AA}$ ). У [6] досліджували елементний склад на поверхні епітаксійних шарів КРТ після опромінення наносекундними імпульсами. Зважаючи на малу глибину поглинання імпульсного лазерного випромінювання – менше ніж 1 мкм, змін розподілу компонентів твердого розчину в приповерхневій області при рентгеноспектральному електронно-зондовому аналізі не виявлено.

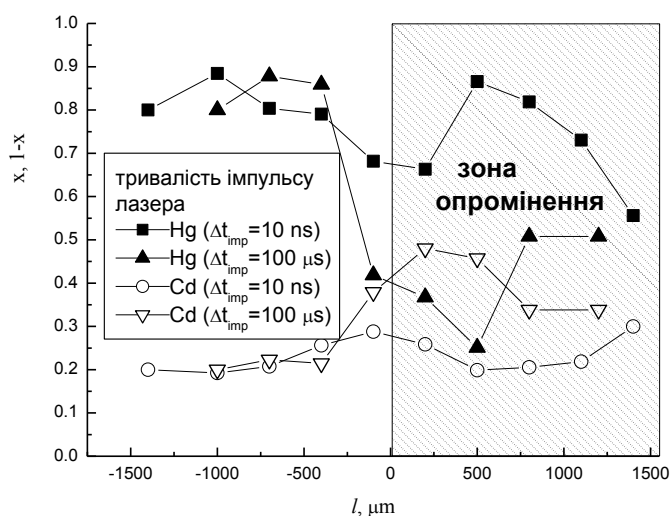


Рис. 3. Розподіл компонентів Cd та Hg у приповерхневих шарах мішені на межі опроміненої та неопроміненої зон (YAG:Nd<sup>3+</sup> лазер)

Опромінення мішеней наносекундними імпульсами YAG:Nd<sup>3+</sup> та XeCl лазерів неоднаково впливає на їх електрофізичні властивості (рис. 4). У разі опромінення YAG:Nd<sup>3+</sup> лазером при значеннях  $q = 1 \times 10^6 \text{ Вт/см}^2 \div 1 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$ , збільшується концентрація дефектів акцепторного типу, а у разі XeCl лазера при  $q = 1 \times 10^7 \div 1 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$  – дефектів донорного типу.

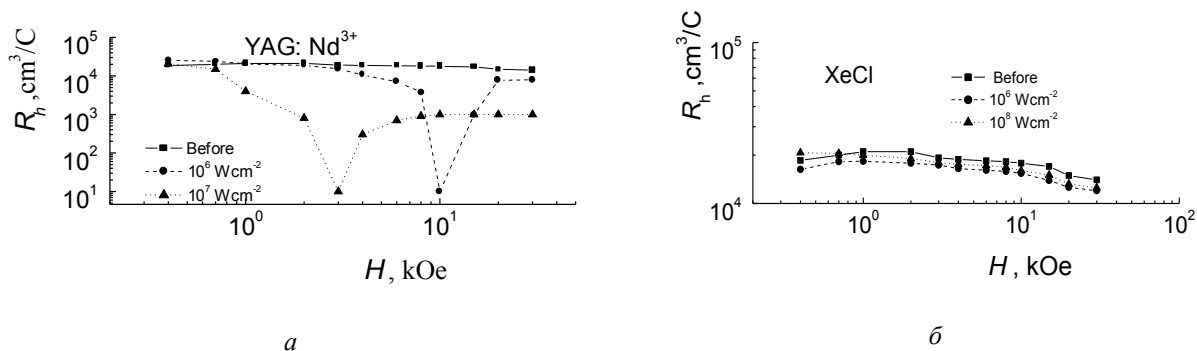


Рис. 4. Польові залежності коефіцієнта Холла ( $T = 77 \text{ K}$ ) мішеней КРТ, опромінені YAG:Nd<sup>3+</sup> (а) та XeCl (б) лазерами (до та після опромінення)

Встановлено зміну механічних властивостей (мікротвердість та мікрокрихкість) матеріалу мішеней після лазерного опромінення. Опромінення спричиняє зменшення однорідності розподілу мікротвердості. Максимальні значення  $q$  у разі YAG:Nd<sup>3+</sup> та XeCl – лазерами приводить відповідно до зміцнення 8,5% та близько 65 % при  $P = 0,2$  Н. Якщо  $P = 0,05$  Н, максимальне зміцнення (90 %) відзначається після опромінення мішені XeCl лазером. При високих значеннях  $q$  в околі відбитку індентора виникають тріщини завдовжки 10÷15 мкм.

Зміна морфології поверхні мішеней КРТ при дії лазерного випромінювання YAG:Nd<sup>3+</sup> свідчить про те, що спочатку відбувається локальне, а потім повне плавлення приповерхневого шару. Взаємодія розплаву з електромагнітною хвилею приводить до періодичних поверхневих одновимірних та складніших упорядкованих утворень, які підтверджують теплову природу спостережуваних змін морфології при дії лазерного випромінювання. Типові віддалі між “гребенями” плоских хвиль 1÷5 мкм, тобто одного порядку з довжиною хвилі випромінювання YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера (рис. 5, а).

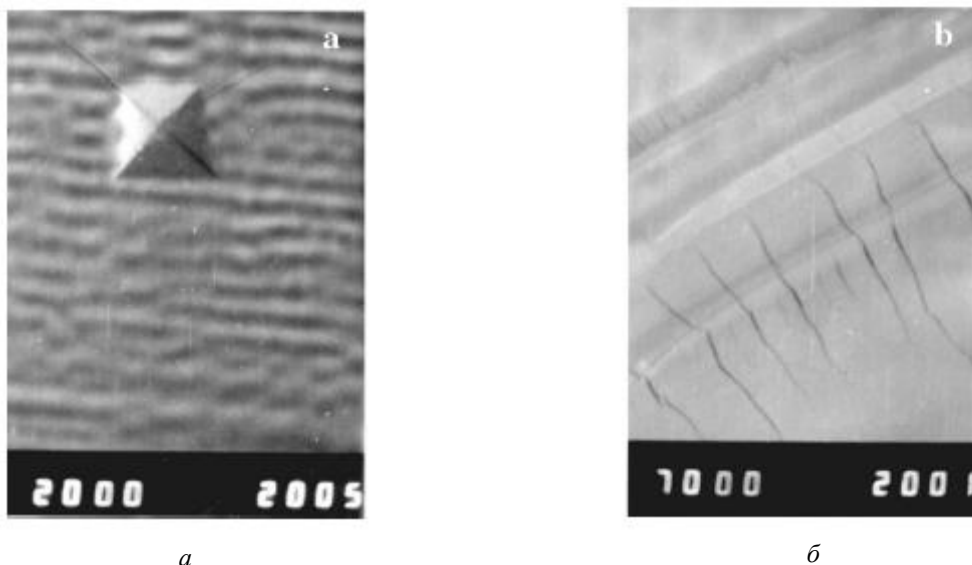


Рис.5. Мікрофотографії поверхні мішеней, опроміненіх YAG:Nd<sup>3+</sup> лазером:  
 $q = 1 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (а);  $q = 5 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (б)

Зміни морфології поверхні мішеней при дії імпульсного випромінювання XeCl лазера при  $q > 1 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, а також зміни електрофізичних властивостей свідчать про те, що ця дія відбувається за іншим механізмом, ніж у разі дії YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера. Умовно можна виділити три стадії взаємодії випромінювання з матеріалом мішені: 1) поглинання лазерного випромінювання тонким шаром матеріалу мішені; 2) руйнування зв'язків кристалічної ґратки; 3) швидке випаровування та видалення без видимих слідів плавлення. Хоч опромінена лазером XeCl поверхня мішені при  $q = 1 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> має такий самий рельєф (рис. 1, д), як у разі опромінення лазером YAG:Nd<sup>3+</sup> при  $q = 5 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (рис. 1, б), що свідчить про теплову (розплавну) модель взаємодії лазерного випромінювання з матеріалом мішені за таких густин потужності.

Існують й інші припущення щодо виникнення періодичного рельєфу на поверхні мішеней. Наприклад, у [7, 8] вважають, що такий рельєф може виникати внаслідок стрибкового зростання коефіцієнта відбиття при плавленні та зменшення поглинання світла напівпровідником. Тоді його температура починає знижуватись, але внаслідок кристалізації поглинання знову починає зростати. Під час дії такого зворотного зв'язку і виникає періодичний рельєф розплаву (періодичні поверхневі впорядковані утворення).

Ми вважаємо найприйнятнішою теплову (розплавну модель) щодо виникнення періодичного рельєфу на поверхні мішеней.

Оскільки в Hg<sub>0,8</sub>Cd<sub>0,2</sub>Te на довжині хвилі  $\lambda = 1,06$  мкм існує сильне поглинання (коефіцієнт поглинання близько  $\approx 10^4$  см<sup>-1</sup>, глибина поглинання світла  $L_\alpha = \alpha^{-1}$  менша ніж мікромметр), то

основна дія на матеріал здійснюється через теплопередачу. Для джерела, рівномірно розподіленого по поверхні, глибину проникнення теплового потоку можна орієнтовно визначити за формулою  $\delta = 2\sqrt{at}$  [9]  $a = \lambda_T/c_\gamma$  – коефіцієнт теплопровідності (де  $\lambda_T = 0,034$  Вт/(см·К) – коефіцієнт теплопровідності,  $c_\gamma = 1,32$  Дж/(см<sup>3</sup>·К) – об'ємна теплоємність) [10]. Оцінюючи відстань поширення температури в напрямі від плями лазера, можна отримати значення характерної зміни температури (відстань, на якій температура поверхні знижується в  $e$  разів). При наносекундних тривалостях імпульсах лазера  $\delta \approx 0,3$  мкм, а в режимі вільної генерації  $\delta \approx 20$  мкм.

При взаємодії імпульсного лазерного випромінювання з мілісекундними тривалостями (режим вільної генерації) та типових для цього режиму питомих густинах потужності, фазові перетворення в КРТ не відбуваються. Наприклад, зміни електрофізичних параметрів матеріалу відзначено на глибині, яка значно перевищує глибину поглинання світла  $L_a \approx 1$  мкм, тому що виконується умова  $L_a < L_T$ , де  $L_T$  – довжина теплової дифузії. Принципово маємо іншу ситуацію при імпульсах наносекундної тривалості, коли реалізується умова  $L_a > L_T$ , тобто модифікуються властивості тільки біля поверхні. Це зумовлено фазовими перетвореннями: плавленням тонкого шару напівпровідника з подальшим твердненням. Для КРТ ( $x = 0,2 - 0,3$ ) при  $\Delta t = 2 \times 10^{-8}$  с  $L_T = 0,34$  мкм [11, 12].

Швидкість нагрівання приповерхневого шару мішені до точки плавлення становить коло  $10^{11}$  К·с<sup>-1</sup>. Це може спричинити значний градієнт термічних напружень на межі перекристалізованого шару та незбуреної матриці, а також виникнення ударних хвиль. Тиск на фронті хвиль напружень, які проходять через шар КРТ, може досягати 7,6 МПа [12]. Значними термічними напруженнями, індукованими на опроміненій поверхні, можна пояснити появу тріщин (рис. 5, б).

Вплив коротких лазерних імпульсів на напівпровідникові матеріали приводить до нових процесів, які ще мало вивчені, – швидкого лазерно-індукованого перетворення на поверхні та в тонкому приповерхневому шарі напівпровідника (плавлення – рекристалізація, переходи аморфне тверде тіло – кристал та кристал – аморфне тіло та інші процеси). Ці процеси відбуваються в нано-, піко- та навіть фемтосекундних масштабах часу [11].

Як показано в [12, 13], випаровування компонентів мішені під дією YAG:Nd<sup>3+</sup> приводить до виникнення поблизу поверхні пароплазмової хмаринки, яка після кристалізації рідкої фази частково конденсується на поверхні і не встигає перекристалізуватися за час дії наносекундного імпульсу. Іншою причиною утворення аморфного шару може бути висока швидкість остигання розплавленого шару, яка перевищує швидкість фронту кристалізації. Товщина цього шару згідно з оцінками [14] в межах 100÷200 Å.

Стосовно структури приповерхневих шарів після опромінення наносекундними імпульсами. На нашу думку, в цьому разі можна застосувати механічну модель спонтанного переходу опроміненої області кристала в аморфний або полікристалічний стан (різний ступінь дисперсності) після нагромадження у ній достатньо високої (критичної) концентрації радіаційних дефектів, що відображено також у [15].

Ми оцінили глибину змін структури опроміненої та неопроміненої зон за допомогою вимірювань залежності мікротвердості від навантаження (рис. 6, а, б). За залежністю мікротвердості від глибини заглиблення індентора (зі зміною навантаження на індентор) можна оцінити вплив різних підшарів порушеного шару на механічні властивості мішеней. Це дає змогу також оцінити глибину структурно неоднорідного (порушеного) шару, а також його субструктуру, тобто значення і характер мікроструктури підшарів цього шару. За деякої глибини проникнення індентора (тобто при великих навантаженнях на індентор  $P = 0,2$  Н) мікротвердість не залежить від величини навантаження, вона однакова для всіх досліджуваних зразків КРТ ( $x = 0,2 \div 0,3$ ) з різними видами обробки поверхні, і становить близько  $40 \times 10^7$  Па. За малих навантажень розподіл  $H_v$  на межі опромінена/неопромінена зона істотно міняється: невелике збільшення мікротвердості в неопроміненій зоні; зміна мікротвердості в зоні опромінення має осцилювальний характер (рис. 6, а). Осциляції  $H_v$  найбільше проявляються при  $P = 0,05$  Н, тобто у верхньому підшарі, якщо  $P = 0,2$  Н розмах осциляцій значно менший – тут задіяні глибші непорушені шари. На нашу думку, ці осциляції можуть бути пов'язані з періодичним рельєфом опроміненої зони.

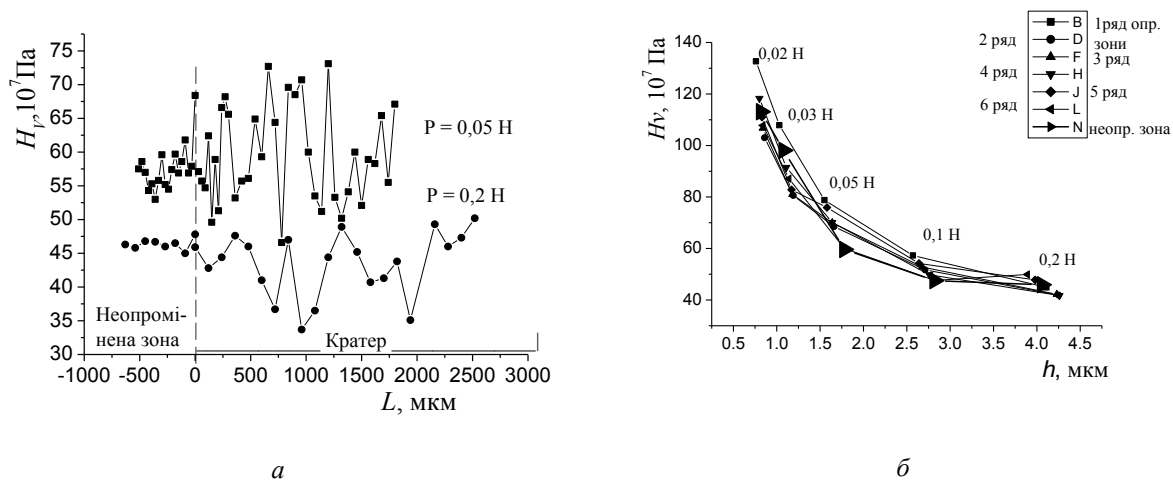


Рис. 6. Розподіл мікротвердості в опроміненій та неопроміненій зонах при двох значеннях навантаження (а); залежність мікротвердості від глибини проникнення індентора в зоні опромінення (б), перший ряд відбитків індентора стосується межі (форма кола) опромінена/неопромінена зона, інші ряди відбитків нанесені по концентричних колах в опроміненій зоні (YAG:Nd<sup>3+</sup> лазер)

Мікротвердість неопроміненої зони при  $P = 0,05$  Н становить близько  $60 \times 10^7$  Па, а розподіл  $H_v$  є монотонним (рис. 6, а). Якщо  $P = 0,2$  Н, значення мікротвердості наближається до  $47 \times 10^7$  Па, що відповідає її типовому значенню для об'ємного кристала КРТ складу  $x = 0,2 \div 0,3$ . На графіку залежності мікротвердості від глибини проникнення індентора (малі навантаження) спостерігаємо монотонне збільшення  $H_v$  біля поверхні опроміненої зони (рис. 6, б). Збільшення мікротвердості непорушеного шару частково можна пояснити специфічними властивостями структури та мікрODEформаційними властивостями приповерхневого шару мішеней, поверхня яких була хіміко-механічно полірована. На основі рис. 6, б можна оцінити глибину сильно порушеного приповерхневого шару опроміненої зони, яка становить  $2,5 \div 2,7$  мкм (значення  $H_v$  перестає залежати від навантаження на цій глибині). Це може бути підтвердженням того, що дія лазерного опромінення ( $\lambda = 1,06$  мкм) наносекундних тривалостей імпульсів поширюється і за межу проникнення температурного поля – ефект далекодії в дефектоутворенні при іонному та лазерному опроміненні.

Збільшення мікротвердості шарів, порушених дією лазерного опромінення, може бути спричинене як зменшенням рухливості дислокацій, так і жорстким їх закріпленням на точкових дефектах. Дефекти, які утворилися внаслідок опромінення, можуть створювати всередині кристала деформаційні поля, як і при стискуванні, що також приводять до підвищення мікротвердості кристала [16].

Великі швидкості нагрівання та охолодження під час лазерного опромінення підвищують дефектність та дисперсність приповерхневих шарів. Це насамперед приводить до збільшення мікротвердості. Найбільший приріст мікротвердості спостерігаємо в зоні термічного впливу, де є найбільша кількість дислокацій, яка утворилася внаслідок високих градієнтів температури та напружень [9]. Сильне розупорядкування структури аж до утворення дрібнокристалічних та аморфних областей при опроміненні приповерхневих шарів мішеней підтверджують наші дослідження за допомогою методу ДЕВБВ.

Треба також зауважити і про ефект генерації та нагромадження дефектів у приповерхневих шарах мішеней, що не сприяє рівномірному поглинанню лазерного випромінювання. (Поглиналина властивість дефектної поверхні збільшується, причому найбільше збільшення відбувається у місцях розміщення дефектів великого розміру – пор, дислокацій та мікротріщин, що, своєю чергою, спричиняє неконтрольовані зміни температури в околі цих дефектів під час лазерного опромінення) [17]. В [18] показано, що при багаторазовому опроміненні кристалів  $p$ -CdTe імпульсами випромінювання лазера  $q = 2 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> допорогової потужності існує критична доза опромінення, за якої на поверхні починається утворення дислокаційної сітки. Спостерігаємо

пороговий характер зміни електропровідності та спектрів низькотемпературної фотолюмінесценції. Автори припускають нагромадження під час опромінення механічних напружень ґратки в тонкій приповерхневій області, орієнтованій у площинах {111}. Такі напруження можуть виникати при термічному нагріванні в момент дії лазерного імпульсу внаслідок відхилення від стехіометрії, появи включень іншої фази, легування  $O_2$  та  $C$  (зі залишкових газів у робочій камері). За оцінками для  $CdTe$  напруження розтягу в площині {111} становить  $\sigma = 0,06$  кбар ( $\sigma = 6 \times 10^6$  Па) [19, 20]. Густина ямок травлення на вихідних зразках становить близько  $5 \times 10^4$   $см^{-2}$ . Після опромінення двома імпульсами дещо збільшується густина ямок травлення; після опромінення чотирма імпульсами утворювалась дислокаційна сітка; густина ямок досягала  $10^6 \div 10^7$   $см^{-2}$  [21].

Згідно з нашими експериментами густина фігур світлотермічного травлення (рис.1, е) після опромінення ексимерним лазером становила  $(2 \div 3) \times 10^7$   $см^{-2}$ , до опромінення густина ямок травлення була  $(2 \div 4) \times 10^5$   $см^{-2}$ . Це дає підстави говорити про підтвердження ефекту генерації та нагромадження дефектів в процесі опромінення мішеней.

Аналізуючи польові залежності коефіцієнта Холла опромінених різними лазерами мішеней КРТ, можна зробити такі висновки. У разі дії наносекундних імпульсів можна виділити два головні ефекти: теплової дії та дії ударної хвилі. У першому разі основними дефектами, які генеруються випромінюванням лазера, є вакансії ртуті, які проявляють акцепторну дію. Генерування починається на поверхні і поширюється вглиб матеріалу мішені. Зменшення тривалості імпульсу та збільшення густини потужності ( $HeCl$  лазер,  $q = 1 \times 10^8$  Вт/ $см^2$ ) призводить до зростання внеску деформаційних ефектів, пов'язаних, на нашу думку, з поширенням ударної хвилі. Енергія збудження стає достатньою для утворення, крім вакансій, пар Френкеля внаслідок зміщення атомів ртуті у віжвузловини. У приповерхневих шарах внаслідок високої концентрації пар Френкеля спостерігається їх градієнт вглиб матеріалу. За вищої рухливості міжвузловинні атоми проникають в об'єм матеріалу і формують шунтувальний шар  $n^+$  – типу провідності, який і визначає значення коефіцієнта Холла.

Оскільки досліджувані кристали за кімнатної температури є доволі пластичними [22], утворення та поширення тріщин при індентуванні свідчить про значні термічні напруження, індуковані на опромінених поверхнях.

Вивчення змін морфології після лазерного опромінення при вказаних вище розмірах світлових плям наводить на думку, що необхідно змінювати позицію плями на мішені після деякої кількості імпульсів. Отже, можна звести до мінімуму інтерференційні ефекти, а також ефекти, які перешкоджають рівномірному розподілу енергії випромінювання від імпульсу до імпульсу. Якщо пляма  $HeCl$  лазера зафіксована на мішені, декілька сотень імпульсів є достатніми для утворення кратера, який значно зменшує ефективність абляції і навіть може надалі їй запобігати. На цей факт необхідно особливо звертати увагу при осадженні плівок завтовшки близько 1 мкм. Своєю чергою, використання плям великих діаметрів приводить до інтенсифікації видалення матеріалу, що є небажаним з аспекту отримання квантово-розмірних структур.

На основі виконаних нами досліджень та того, що найбільші зміни властивостей мішеней за наносекундних імпульсів відбуваються по периферії опроміненої зони та на межі опромінена/неопромінена зона, встановлена схема позиціонування плям лазера на мішені, набір густин потужностей випромінювання різних типів лазерів, тривалість та період слідування імпульсів та інші параметри лазерного випромінювання для ІЛО КРТ.

Варто також підкреслити, що розглянуті тут режими видалення матеріалу мішеней лазерним опромінюванням є перспективними для застосування в нанотехнологіях сполук II–VI та інших матеріалів.

## Висновки

Морфологія поверхні мішеней КРТ залежить від типу лазера та його параметрів. Для порівняно низьких значень потужності лазера, необхідних для ініціювання видалення матеріалу мішені, спостерігали істотні зміни морфології мішені – періодичний рельєф та тріщини, зміну структури приповерхневих шарів від монокристалічної до полікристалічної та аморфної. Такі



зміни, на нашу думку, призводять до нерівномірного поглинання енергії лазера, і варто було б пов'язувати формування тонких плівок та наноструктур із фізичними властивостями мішеней.

Не менше уваги, ніж при підготовці поверхні підкладок для епітаксійного нарощування, треба приділяти підготовці поверхні мішеней, які використовують для імпульсного лазерного осадження. Товщини приповерхневих порушених шарів після механічної та хімічної обробок мішеней, а також поверхневі забруднення повинні бути мінімальними. Ефект нагромадження дефектів приповерхневим шаром мішені у процесі опромінення також не сприяє рівномірному поглинанню енергії лазера.

Підбір оптимальних умов для лазерного видалення матеріалу мішеней і продукування шарів, придатних для епітаксійного росту тонких плівок, є складною проблемою, яка потребує детального вивчення для кожного матеріалу окремо. Подальший розвиток технології імпульсного лазерного осадження буде залежати від розуміння явищ, які відбуваються при лазерному видаленні (абляції) твердих тіл.

1. Dubowski J.J. // *Chemotronics*. – 1988. – V.3, № 7. – P. 66 – 76.
2. Leonid V., Zhigilei I., Barbara J., Garrison J. // *Appl. Surface Sci.* – 1998. – № 127 – 129. – P. 142– 150.
3. Man B.Y., Wang X.T., Liu A.H. // *J. Appl. Phys.* – 1998. – Vol. 83, №7. – P. 3509 – 3513.
4. Кияк С.Г. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* – 1982. – Т.45, №6. – С. 1090 – 1096.
5. Громов Г.Г., Серегин С.В., Жук С.В., Уфимцев В.Б. // *Физика и химия обработки материалов*. – 1990. – №4. – С. 19 – 22.
6. Мозоль П.Е., Гнатюк В.А., Сукач А.В., Власенко А.И., Котишинская Е.П., Лукьяненко В.И. // *Физ. и техн. полупроводников*. – 1993. – Т. 27, №11/12. – С. 1820 – 1829.
7. Комолов В.Л., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д. // *Изв. АН СССР*. – 1985. – Т.49, № 6. – С. 1103 – 1110.
8. Надточій В.О., Голоденко М.М., Калімбет А.З., Москаль Д.С. // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2003. – Т.4, №3. – С. 556 – 559.
9. Григорьянц А.Г., Сазонов А.Н. *Методы поверхностной лазерной обработки*. – М.: ВШ. 1987. – 191 с
10. Берченко Н.Н., Кревс В.Е., Средин В.Г. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение*. – М.: Воениздат. 1982. – 208 с.
11. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. *Физика мощного лазерного излучения*. – М.: Наука, 1991. – 312 с.
12. Голошихин Ю.В., Миронов К.Е., Поляков А.Я. // *Поверхность*. – 1991. – № 12 – С. 12 – 17.
13. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н. // *Усп. физ. наук*. – 1985. – Т. 147, № 4. – С. 675 – 746.
14. Gnatyuk V.A., Vlasenko O.I., Mozol P.E., Gorodnychenko O.S. // *Semiconductor Scie. and Technol.* – 1998. V.13, №11. – P. 1298 – 1303.
15. Тетельбаум Д.И., Менделева Ю.А. // *ФТТ*. – 2004. – Т.46, №11. – С.1960 – 1963.
16. Аблова М.С. // *Методы испытания на микротвердость. Приборы*. М: Наука. – 1965. – С.237 – 244.
17. Банишева Ф., Голубев В.С. Кремнев А.Ю. // *Ж. техн. физики*. – 2001. – Т.71, №8. – С. 33 – 38.
18. Бабенцов В.Н., Байдуллаева А., Булах В.М. // *Поверхность. Физика, химия, механика*. – 1988. – №12. – С. 144 – 147.
19. Tomas D.I. // *J. Appl. Phys. Suppl.* – 1961. – V.32, №10. – P. 2298 – 2304.
20. Berlincourt D., Jaffe H., Shiozawa L. P. // *Phys. Rev.* – 1963. – V.129, №13. – P. 1009 – 1017.
21. Бабенцов В.Н., Байдуллаева А., Власенко А.И., Горбань С.И. Даулетмуратов Б.К., Мозоль П.Е. // *Физ. и техн. полупроводников*. – 1993. – Т. 27, №10. – С. 1618 – 1623.
22. Kurilo I.V., Alekhin V.P., Rudyi I.O., Bulychiev S.I., Osypushin L.I. // *Phys. Stat. Sol.* – 1997 (a), 163. – P.47 – 58.