

5. *Макеєв В.Ф., Кожухар О. Т. Нові розрядні оптичні випромінювачі в стоматологічній світлоотверджувальній техніці // Зб. матер. міжн. науково-практич. конференції “Актуальні проблеми стоматології. Нові методики та технології.” – Львів. – Вид-во “Галдент”, 1998. – С. 68–70.*

6. *www.iadr.confex.com.*

7. *Готра З.Ю., Кожухар О. Т., Чучман І.Р. Створення фотостимулів некогерентного випромінювання у приладах оптичного лікування // Сб. науч. трудов “Электроника и св.” по матер. Міжн. наук. техніч. конфер. “Проблемы физической и биомедицинской электроники”. Вып. 4. ч.2. – К.: НТУУ “КПИ”, 1998. – С. 344–347.*

УДК 539.315

**О.Ю. Бончик, З.Ю. Готра<sup>1</sup>, Б.К. Дацко, С.Г. Кияк, В.В. Мелешко, І.А. Могиляк**

Інститут прикладних проблем механіки і математики  
ім Я.С. Підстригача НАН України, м. Львів

<sup>1</sup>Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра електронних приладів

## **НЕСТІЙКОСТІ ФОРМУВАННЯ ПОВЕРХНІ РОЗДІЛУ ФАЗ У ЗОНАХ ДІЇ ІМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА НАПІВПРОВІДНИКИ**

© Бончик О.Ю., Готра З.Ю., Дацко Б.К., Кияк С.Г., Мелешко В.В., Могиляк І.А., 2006

Встановлено, що в електронно-дірковій плазмі, індукованій у напівпровідниках дією імпульсного лазерного випромінювання, відбувається розшарування температури кристалічної решітки і концентрації носіїв заряду. Крім того, існує додатний зворотний зв'язок між температурою кристалічної решітки і концентрацією носіїв заряду в області їх флуктуації. Вказаний зв'язок зумовлює як підсилення флуктуацій температури, так і призводить до формування у напівпровідниках квазіперіодичних температурних полів великої амплітуди. Неоднорідні температурні поля визначають особливості процесів плавлення, кристалізації і формування рельєфу поверхні в зонах дії лазерного випромінювання. Запропоновані математичні моделі динаміки формування поверхні, коли флуктуації фронту проплавів виникають уздовж вибраного вектора хвилі. Результати комп'ютерного моделювання динаміки формування поверхні проплаву на основі цієї математичної моделі добре узгоджуються з експериментальними даними і вказують на фрактальний характер формування поверхні проплаву.

We determined that spontaneous segregation of uniform temperature state of crystal lattice and charge carrier concentration can take place in electron-hole plasma, generated by laser radiation. Besides, there exists a positive opposite connection between the temperature of crystal lattice and charge carrier concentration in the region of their fluctuation. It causes both amplification of original fluctuation of temperature and generation of quasi-periodic temperature fields of large amplitude in semiconductors. The nonuniform temperature fields determine the features of the surface relief formation in the zone of laser radiation action. The mathematical model of the surface profiles dynamics, when the instability of the front of melt arises along a chosen wave vector, is proposed. The results of computer simulation of interface dynamics of solitary melted region on the base this mathematical model good fits experimental data and indicate the fractal character of their formation.

### **Вступ**

Взаємодія лазерного випромінювання з напівпровідниками є предметом багатьох сучасних досліджень (див., наприклад [1]) у зв'язку з розвитком останнім часом нових нерівноважних

методів спланованої зміни структури і електрофізичних властивостей матеріалів – лазерного твердофазного легування та лазерного відпалу напівпровідників [2,3].

Найдетальніше вивчено особливості дії на матеріали наносекундних лазерних імпульсів тривалістю 10–100 нс. Числове моделювання дає змогу дослідити часову залежність температури на поверхні зони дії лазерного випромінювання, а також на різних глибинах від поверхні зразків у цьому часовому режимі лазерної обробки [1]. Що ж стосується впливу на матеріали імпульсів лазерного випромінювання мілісекундного і секундного діапазонів, то для цих часових режимів лазерної дії існують лише дуже наближені методи розрахунку температурних полів, що не враховують важливих фізичних процесів і механізмів нагрівання, які є визначальними для вказаних часових діапазонів роботи лазерів. Істотна нерівноважність процесів, що відбуваються в зонах дії імпульсного лазерного випромінювання, призводить до виникнення нових фізичних явищ, зумовлених нестійкостями параметрів напівпровідників та самоорганізацією в системах, виведених із стану термодинамічної рівноваги. Зокрема в електронно-дірковій плазмі (ЕДП), згенерованій у напівпровідниках під дією лазерного випромінювання, характерне спонтанне розшарування однорідного стану температури кристалічної ґратки і концентрації носіїв заряду [4,5].

Експериментальне та теоретичне дослідження ефектів, зумовлених нерівноважністю процесів в зонах дії лазерних імпульсів мілісекундного і секундного діапазонів, є суттю цієї роботи.

### Експериментальні результати

Поряд із зразками, підготовленими за загальноприйнятими методами, дослідження проводили на пластинах, отриманих методом сколювання кристалів у вакуумі в установці ВУП-5. Час перебування свіжосколеної поверхні у вакуумі порядку  $4 \times 10^{-4}$  Па не перевищує 1 с. Окрім того, для зменшення термічних напружень, які виникають у зонах дії лазерного випромінювання і вирівнювання температурного поля, вакуумним напиленням на поверхню кристалів наносили тонку ( $\sim 200$ Å) аморфну плівку  $B_2O_3$ . Опромінення кристалів проводили рівномірно по всій поверхні з використанням двох типів лазерів – неперервного лазера на  $CO_2$  ( $\lambda = 10,6$  мкм) потужністю 1 кВт і імпульсного лазера типу ГОС-300 ( $\lambda = 1,06$  мкм), який працював в режимі вільної генерації ( $\tau_1 \sim 10^{-3}$  с).

Встановлено, що незалежно від довжини хвилі лазерного випромінювання і часових параметрів імпульсів, плавлення матеріалу на початковій стадії процесу має локальний характер і відбувається в окремих дискретних областях пластини, в яких знаходяться максимуми температурного поля.

Дослідження ефектів, пов'язаних з локальним плавленням матеріалів у зонах дії лазерного випромінювання, (без впливу додаткових чинників, до яких, насамперед, належать термічні напруження і анізотропія термофізичних характеристик кристалів) проводились на аморфних шарах  $B_2O_3$ , нанесених на поверхню монокристалів Si.

При порогових густинах енергії світлового потоку на поверхні нанесених шарів формуються локально проплавлені області, які після кристалізації мають характерну дископодібну форму (рис. 1, а). При збільшенні густини енергії світлового потоку, дископодібні лунки проплавлів формують поверхневу періодичну структуру (рис. 1, б), яка підтверджує факт формування неоднорідних квазіперіодичних температурних полів з великою амплітудою в напівпровідниках під дією однорідного лазерного випромінювання.

Морфологія поверхні пластин Si під дією анізотропії (власної і наведеної термічними напруженнями) теплофізичних характеристик кристалів в зонах дії імпульсів лазерного випромінювання мілісекундного і секундного показана на рис.2. Внаслідок анізотропії властивостей кристалів тепловий потік поширюється від гарячих точок в напрямках найбільшої теплопровідності, які збігаються з діагоналями квадратів на площині (100) і бісектрисами кутів трикутників на площині (111) (рис. 2).

Крім того, локальне нагрівання поверхні анізотропних напівпровідників на початковій стадії плавлення може призводити до наведення термічних напружень і деформацій, підсилюючи анізотропію теплофізичних характеристик кристалів (рис. 2, а, г). Варто зазначити, що в міру збільшення густини світлового потоку відбувається зменшення ступеня впливу неоднорідного нагрівання поверхні на наведену анізотропію характеристик матеріалу. Цей факт пов'язаний, очевидно, з підвищенням темпе-

ратури поверхневих шарів загалом, що призводить, по-перше, до зменшення рівня термічних напружень, і, по-друге, до зменшення теплопровідності матеріалу, яка своєю чергою спричиняє затримку в русі фронту плавлення вздовж певних кристалографічних напрямків на поверхні пластини.

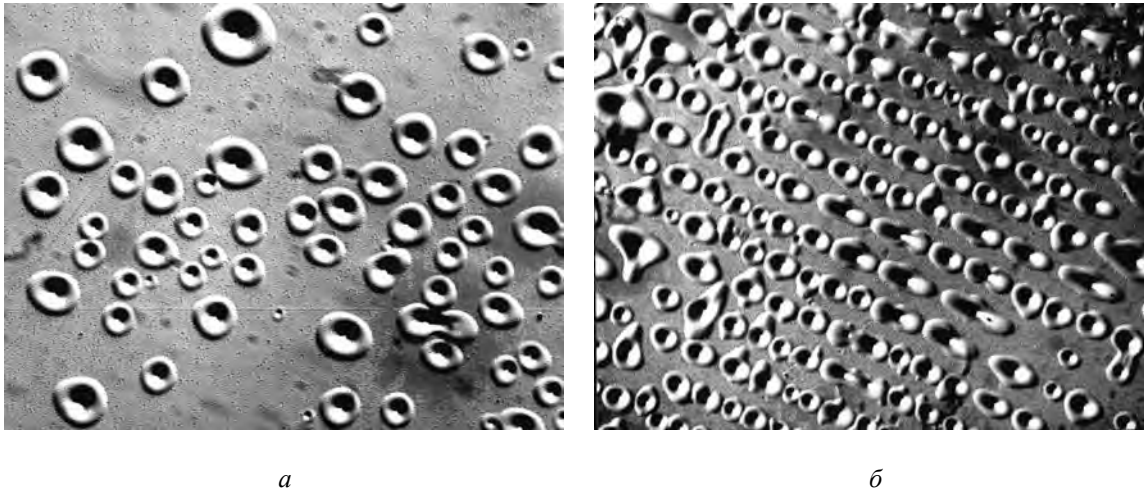


Рис. 1. Морфологія поверхні двошарової структури  $B_2O_3$ -Si в зоні дії секундного імпульсу випромінювання  $CO_2$  лазера. Густина світлового потоку становила:  
а –  $850 \text{ Вт/см}^2$ ; б –  $900 \text{ Вт/см}^2$

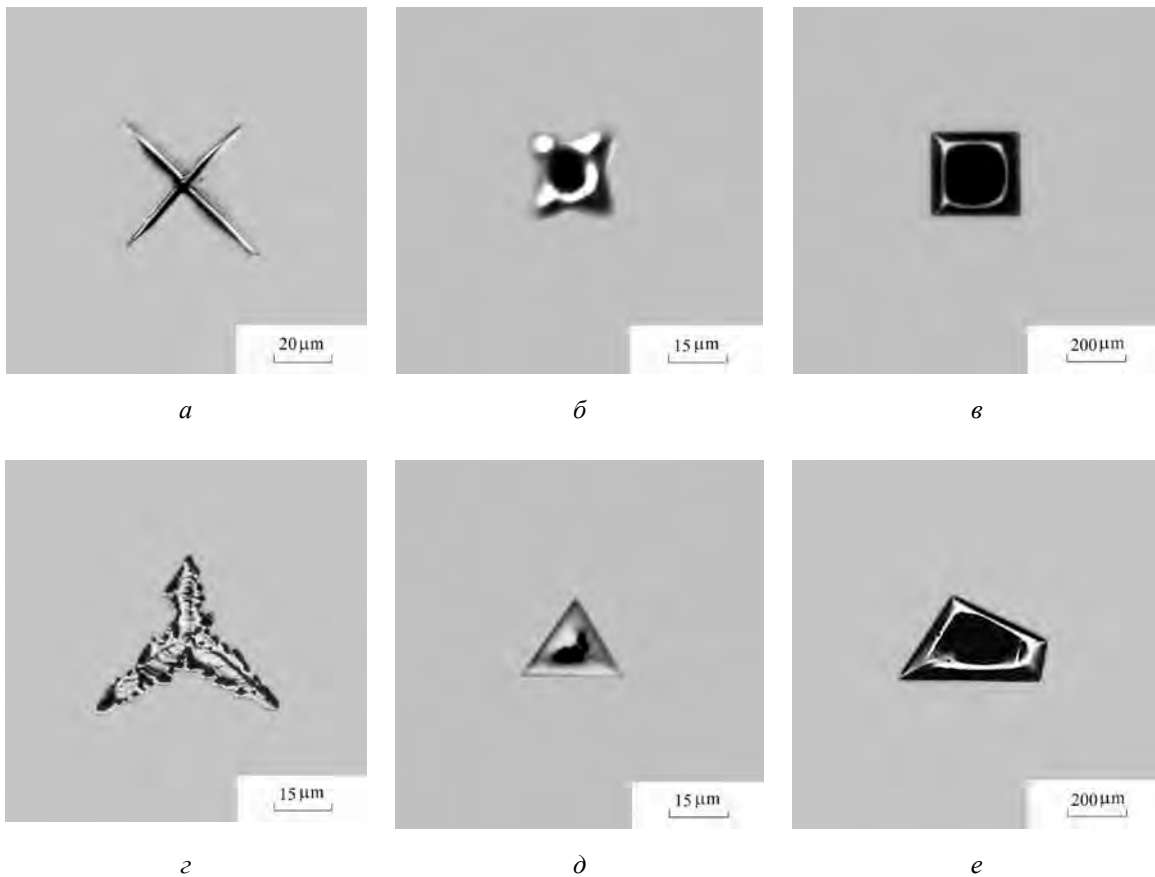


Рис. 2. Мікрофотографії поверхні Si в зоні дії мілісекундних імпульсів неодимового лазера (а,б,г,д) і секундних імпульсів випромінювання лазера  $CO_2$  (в,е).  
Орієнтація поверхні: (а,б,в) – (100), (г,д,е) – (111)

## Математична модель динаміки формування поверхні

Розглянемо задачу лапласійного росту, яку можна сформулювати так.

Нехай досліджується ріст двомірної області  $D$  в припущенні, що її границею є  $dD$ , яка являє фізичну поверхню, що є аналітичною кривою Жордана  $\Gamma$ . Поле  $\phi$  ззовні області  $D$ , задовольняє рівняння Лапласа:

$$\Delta\phi = 0 \quad (1)$$

Границя  $dD$  рухається з швидкістю, пропорційною до нормального градієнта поля на поверхні. Тому еволюція поверхні описується таким рівнянням:

$$v_n = -\nabla_n \phi|_{\Gamma} \quad (2)$$

Потенціальне поле  $\phi$  задовольняє граничну умову на поверхні

$$\phi|_{\Gamma} = d_0 k|_{\Gamma} \quad (3)$$

де  $k$  – кривизна поверхні  $\Gamma$ ,  $d_0$  – безрозмірна величина поверхневого натягу.

Рівняння (1)–(3) визначають задачу з рухомою поверхнею або задачу Стефана. Ключовим моментом під час розв'язування задачі Стефана є знаходження рухомої границі і визначення розподілу поля  $\phi$  (див, наприклад [6, 7, 8]).

Використання методів конформного відображення, які ґрунтуються на теоремі Рімана про відображення, дозволяє спростити вищепоставлену задачу. Рівняння (1)–(3) є еквівалентними рівнянням руху деякого поля, які отримані в [5–8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta(\theta, t)}{\partial t} = & \frac{1}{R(t)} \frac{\partial \eta(\theta, t)}{\partial \theta} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta' v_n(\theta', t) \eta(\theta', t) \cot \frac{\theta' - \theta}{2} \\ & - \frac{\eta(\theta, t)}{R(t)} \left[ \eta(\theta, t) v_n(\theta, t) - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \eta(\theta', t) d\theta' \right] + \frac{\eta^2(\theta, t) v_n(\theta, t)}{R(t)} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta' \ln \eta(\theta', t) \cot \frac{\theta' - \theta}{2} \\ & - \frac{\eta(\theta, t)}{R(t)} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta' v_n(\theta', t) \eta(\theta, t) \cot \frac{\theta' - \theta}{2}, \end{aligned} \quad (4)$$

У цьому випадку поле  $\eta(\theta, t) = \left| \frac{\partial \Gamma(\theta, t)}{\partial \theta} \right|$  описує розтяг поверхні  $\Gamma$ . Радіус  $R$  і нормальна швидкість  $v_n$  задовольняють такі рівняння:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta' \eta(\theta', t) v_n(\theta', t), \quad (5)$$

$$v_n(\theta, \eta, t) = \frac{\eta(\theta, t)}{R(t)} \left( 1 - \frac{1}{R(t)} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \theta^2} \right). \quad (6)$$

Водночас рівняння (4)–(6) є зручнішими для комп'ютерного моделювання. Ці рівняння є одномірними рівняннями і визначені на інтервалі  $[0, 2\pi]$ .

Розглянемо лінійну стійкість циліндричної границі фаз. У цьому випадку природно припустити, що  $d(\theta, \eta) = d_0 = \text{const}$ . Лінійний аналіз стійкості при  $d(\theta, \eta) = d_0 = \text{const}$  з збуренням  $\delta\eta = \delta\eta_0 \exp\left(\int_0^t \gamma(t') dt' + ik\theta\right)$ ,  $k = \pm(1, 2, \dots)$  дає таке характеристичне рівняння [5]:

$$\gamma = \frac{1}{R} \left[ k - 2 + \frac{d_0}{R\phi_0} k^2 (1 - k) \right] \quad (7)$$

З рівняння (7) видно, що нестійкість виникає при короткохвильових флуктуаціях для  $k > 2$ , що підтверджується експериментальними даними про нестійкість границі розділу фаз задачі Стефана. При  $d_0 \neq 0$  флуктуації з хвильовим числом

$$k_0 = \frac{1}{3} \left( \sqrt{1 + 3 \left( \frac{d_0 \phi_0}{R\phi_0} \right)^{-1}} - 1 \right) \quad (8)$$

мають максимальний інкремент зростання. Нестійкість при  $d_0 \rightarrow 0$  спостерігається в широкому спектрі хвильових векторів, що призводить до складних фрактальних структур при формуванні дендритів. При цьому поверхнева енергія зменшує область нестійкості хвильового вектора і визначає деякий мінімальний радіус кривизни дендриту.

Дані теоретичного аналізу добре узгоджуються з даними експерименту. Зокрема морфологія поверхні залежить від початкової температури зразків. При збільшенні  $T_0$  рельєф поверхні стає мілкішим, а середня відстань між областями локальних проплавів зменшується. Крім цього, локальні проплави з'являються незалежно від того, чи застосовували у процесі пристрої, які підвищували однорідність лазерного випромінювання. Широкий спектр хвильових векторів показує, що початкові умови (кристалографічна орієнтація) мають вирішальне значення на формування кінцевого вигляду проплавів. Тобто внаслідок анізотропії теплофізичних характеристик матеріалів тепловий потік на поверхні поширюватиметься в напрямку найбільшої теплопровідності матеріалу. Крім цього локальне нагрівання поверхні на початковій стадії плавлення може також приводити до виникнення термічних напружень і деформацій, що посилює анізотропію теплофізичних характеристик поверхневих шарів.

Рівняння (4)–(6) не є безпосередньо зв'язані з фізичним механізмом, що визначає рух границі розділу фаз в реальному просторі. Вони визначають перетворення закону відображення кола в контур  $\Gamma$ , який заданий нормальною швидкістю руху контуру  $v_n$  і тому вони можуть описувати широкий спектр явищ плавлення, кристалізації, горіння, осадження тощо [3,5].

### Числове моделювання профілів поверхневої динаміки

Систему нелінійних інтегро-диференціальних рівнянь досліджували числово для параметрів, характерних для напівпровідників. Основою нашого числового моделювання є апроксимації шуканих функцій тригонометричними поліномами. Це дає можливість використовувати для обчислень сингулярних інтегралів добре відому квадратурну формулу.

У результаті рівняння (4)–(6) зводяться до системи звичайних нелінійних диференціальних рівнянь з повним якобіаном, до якої застосовується метод прямих.

Знаючи еволюцію в часі змінної  $\eta$  за допомогою стандартних перетворень, та використовуючи рівняння (9,10)

$$dy = \frac{R(t)d\theta}{\eta(\theta, t)} \sin\left(\theta + \psi(\theta) + \frac{\pi}{2}\right), \quad (9)$$

$$dx = \frac{R(t)d\theta}{\eta(\theta, t)} \cos\left(\theta + \psi(\theta) + \frac{\pi}{2}\right), \quad (10)$$

можна отримати шуканий розв'язок у вигляді поверхні розділу фаз.

У числових дослідженнях вивчали еволюцію поверхні розділу фаз залежно від типу початкових збурень  $\delta\eta|_{t=0}$  та поверхневої енергії  $d_0$ . На рис. 3 показані характерні форми неоднорідних розподілів змінних і відповідні поверхні для різних моментів часу. З отриманих результатів (рис. 3) також випливає, що порівняно плавні зміни границі розділу фаз відповідають чітко вираженим змінам поля  $\eta$ ,  $\square$  а значить і кута  $\psi$ . Тому невелика неточність в побудові поля  $\eta$  фактично не приводить до істотних змін геометрії границі розділу фаз. Крім того, з рис. 3 видно, що порівняно плавні, значної довжини ділянки стискаються при відображенні на відрізок  $[0, 2\pi]$ , а різкі зміни контуру  $\Gamma$  розтягуються. Таке відображення контуру  $\Gamma$  на  $[0, 2\pi]$  є адаптивним щодо інформації про деталі геометричної структури границі розділу фаз.

Структури, отримані комп'ютерним моделюванням, дуже залежать від початкових збурень. На графіках, зображених на рис. 3а, в основна відмінність визначається періодом початкових умов. З іншого боку форма структур значною мірою залежить від значення поверхневої енергії. Збільшення поверхневої енергії спричиняє плавнішу форму структур, а зменшення поверхневої енергії – більше різноманіття структур. Ця властивість добре узгоджується з результатами аналітичного дослідження системи.

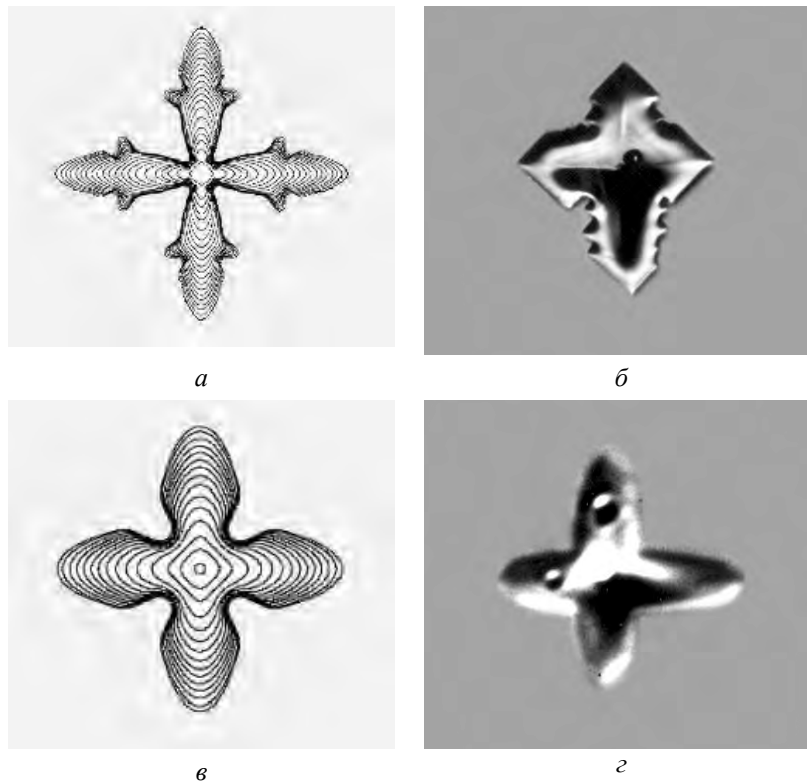


Рис. 3. а, в – числове моделювання динаміки поверхні для різних значень анізотропії поверхневого тиску ( $t_{\text{plotted}}=10.5 \cdot 10^{-4}$  s); б, г – мікрознімки поверхні Si в зоні лазерного випромінювання.

Для моделювання анізотропного росту кристала був використаний аналогічно [10] такий вираз:

$$d_0 = (1 - 15\gamma_4 \cos 4\gamma) d_0 = \left[ 1 - 15\gamma_4 \cos 4 \left( \theta - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta' \ln \eta(\theta') \cot \frac{\theta' - \theta}{2} \right) \right] d_0. \quad (11)$$

Поверхня, яка відповідає капілярній довжині (11), відповідно до анізотропії енергії має форму чітко вираженого хреста (рис. 3), хоча спочатку поверхня була зображена кругом аж до  $\delta v_n|_{t=0} \approx 10^{-5}$ . Згідно із значенням  $\gamma_4$ , така анізотропія виражається в малих або великих значеннях R і t. Реалізовані розподіли дещо залежать від початкових збурень і часто скорочуються до складних і екзотичних поверхонь. Тому запропонований метод визначення неоднорідних розподілів видається досить ефективним і дає змогу сподіватися на істотний прогрес у дослідженнях особливостей формування структури на фронті фазового переходу.

Під час моделювання досліджували зростання профілів поверхні для початкового збурення  $\eta(\theta, t_0 = 0) = 1 - 0.0001 \cos(4\theta)$ . Числові дослідження відображають тільки початкову стадію процесів зростання і добре узгоджуються з експериментальними результатами, показаними на рис. 2.

### Висновки

Нерівноважність процесів у зонах дії імпульсів лазерного випромінювання на напівпровідники призводить до появи низки нових явищ і ефектів, зокрема до формування у напівпровідниках квазіперіодичних температурних полів гігантської амплітуди. Формування неоднорідних температурних полів зумовлено термодифузійною нестійкістю однорідно генерованої ЕДП, підсиленою звуженням ширини забороненої зони напівпровідника в неоднорідно нагрітих областях, а також підсиленою термічними деформаціями, що виникають в зонах дії лазерних імпульсів.

Запропоновані математичні моделі динаміки формування поверхні, коли флуктуації фронту проплавів виникають уздовж вибраного вектора хвилі. Результати комп'ютерного моделювання дина-

міки формування поверхні проплаву на основі цієї математичної моделі добре узгоджуються з експериментальними даними і свідчать про фрактальний характер формування поверхні проплаву.

1. J.M. Poate, J.W. Mayer. *Laser annealing of semiconductors*. Academic Press, NY, 1982.
2. A.M. Prokhorov, A.Yu. Bonchik, S.G. Kiyak, A.A. Manenkov, G.N. Mikhailova, A.V. Pokhmurskaja, A.S. Seferov, I. Ursu, V. Craciun, I.N. Mihailescu. *Laser solid-phase doping of semiconductors // Applied Surface Science*, 1989, Vol. 43, P.340–345.
3. A. Pokhmurska, O. Bonchik, S. Kiyak, G. Savitski, A. Gloskovski. *Laser doping in Si, InP, and GaAs // Applied Surface Science*, 2000, Vol. 154-155, P.712–715.
4. A.Yu. Bonchik, B.J. Datsko, V.I. Demchuk, S.G. Kiyak, I.P. Palyvoda, A.F. Shnyr. *Melt instabilities on semiconductor surfaces induced by laser radiation // Semiconductor Physics, Quantum electronics & Optoelectronics*, 2000, Vol. 3, N 3, P.311–315.
5. С. Кияк, А. Бончик, В. Гафійчук, А. Южанин, И. Тислюк, А. Похмурская. *Формирование периодических структур на поверхности полупроводников под действием лазерного излучения // Изв. АН СССР, Сер. физическая*, 1988, т. 52, N 11. – С. 2276–2281.
6. V. Gafiychuk, A. Shnyr, B. Datsko. *Interface dynamics equations: their properties and computer simulation*. Information on <http://www.lanl.gov/nlin.AO/0011021>, 2000.
7. Гафійчук В.В., Лубашевский И.А. *Нелокальная динамика формирования дендритных структур // Химическая физика*, 1988, Т.7, №9, С.1274-1281.
8. Гафійчук В.В., Лубашевский И.А. *Анализ динамики поверхностей раздела фаз в квазистационарной задаче Стефана // Журн. вычисл. матем. и математич. физики*, 1989, Т.29, №9. – С. 1331–1345.
9. V.V. Gafiychuk, I.A. Lubashevskii, V.V. Osipov. *Dynamics of surface structures in systems with a free boundary*. Naukova Dumka, Kiev, 1990.
10. V.V. Gafiychuk, I.A. Lubashevskii. *Nonlinear theory and modeling of free boundary problems arising in distributed media*. VNTL Publishers, 2001.

УДК 621.382

О. Готра<sup>1</sup>, О. Бойко<sup>1</sup>, І. Гельжинський<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Львівський національний медичний університет імені Данила Галицького

<sup>2</sup>Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра електронних приладів

## МІКРОПРОЦЕСОРНИЙ ВИМІРЮВАЧ ВОЛОГОСТІ

© Готра О., Бойко О., Гельжинський І., 2006

**Запропоновано структурну схему мікроелектронного вимірювача вологості на основі ємнісного первинного перетворювача вологості.**

**The structural scheme of microelectronic humidity measuring device on the base of humidity sensors are propose.**

Одним з найважливіших показників технологічних процесів у хімічній, текстильній, металургійній та інших галузях промисловості є вологість газів, твердих і сипких матеріалів [1]. У сільському господарстві вологість є основним показником під час заготівлі зерна і кормових матеріалів.

Розроблення приладів вологості з підвищеними технічними і метрологічними характеристиками на мікропроцесорній елементній базі є актуальним завданням.

Основним елементом приладів вимірювання вологості є первинний перетворювач вологості. Поширеного застосування набув ємнісний первинний перетворювач, що базується на залежності діелектричних властивостей матеріалу від вологості. Для вимірювання вологості газів найефективніше використовувати первинний перетворювач, який містить діелектричну підкладку з двома