ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 4, № 3 (2003) С. 556-559

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 4, № 3 (2003) P. 556-559

УДК 537.311.33

ISSN 1729-4428

В.О. Надточій, М.М. Голоденко, А.З. Калімбет, Д.С. Москаль

Структурні зміни у приповерхневому шарі Ge під дією лазерного імпульсу

Слов'янський державний педагогічний університет,
вул. Ген. Батюка, 19, м. Слов'янськ, Донецька обл., 84116, Україна,
E-mail: slavgpi@slav.dn.ua

Досліджувалась дія лазерного імпульсу тривалістю 40 нс, довжиною хвилі 0,694 мкм і енергією 650 мДж на поверхню (112) монокристалічного Ge. Числовим методом за неявною схемою розв'язано рівняння теплопровідності для вказаних умов опромінювання. Згідно з розрахунками відбувається зріз заднього фронту імпульсу внаслідок поглинання в парі. Під дією значного реактивного тиску (біля 1 ГПа) і температури на глибині біля кількох мікронів у центрі плями спостерігались короткі дислокаційні петлі.

Ключові слова: напівпровідник, лазерний промінь, дислокації, реактивний тиск, хвилі розплаву.

Стаття поступила до редакції 19.05.2003; прийнята до друку 23.08.2003.

Дія лазерного випромінювання призводить до трьох найбільш важливих для дефектоутворення ефектів: нагрівання, деформації приповерхневого шару та електронного збудження дефектних центрів [1-4]. Було встановлено [1,2], що в мілісекундному інтервалі тривалостей лазерного опромінювання в приповерхневих шарах Si зароджуються періодичні структури дислокаційного типу.

У даній роботі досліджувався процес дефектоутворення під дією імпульсу наносекундної тривалості. Як відомо [3], деформація при імпульсному лазерному опромінюванні досягає декілька процентів, а механічні напруження – 0,5 ГПа, що спричиняє інтенсивне точкове дефектоутворення [4]. Важливо було встановити, чи можливе виникнення дефектів дислокаційного типу при наносекундному лазерному опромінюванні.

Досліджувалась дія лазерного імпульсу тривалістю $\tau = 40$ нс, довжиною хвилі $\lambda = 0{,}694$ мкм і енергією 650 мДж на поверхню (112) монокристалічного Ge. Діаметр плями опромінювання становив ~ 3 мм. Розподіл енергії на поверхні був близьким до гауссівського.

Виконувались комп'ютерні розрахунки потужності, що вводиться у кристал, а також реактивного тиску пари на його поверхню. Розв'язувалось диференціальне рівняння теплопровідності другого порядку:

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\kappa\frac{\partial T}{\partial x}\right) + g, \qquad (1)$$

де c – питома теплоємність, ρ – густина речовини, T – температура, t – час, χ – координата, K – коефіцієнт теплопровідності, g – теплова потужність, що виділяється в одиниці об'єму речовини.

Згідно з [5], у результаті сублімації речовини з поверхні напівпровідника межа переміщується зі швидкістю

$$v_b = v_s \exp\left(-\frac{\gamma}{RT_b}\right), \qquad (2)$$

Тут v_S – швидкість звуку у напівпровіднику, γ – молярна теплота сублімації при $T = 0$ К, R – універсальна газова стала. Тепловий потік через межу углиб напівпровідника буде:

$$q_o - \frac{\rho v_b}{A}\left(\gamma - \frac{RT_b}{2}\right) = -\kappa\frac{\partial T}{\partial x}, \qquad (3)$$

де q – потік оптичної потужності, що поглинається на межі, T_b – температура межі.

Якщо брати до уваги лише одноразову іонізацію, то коефіцієнт поглинання випромінювання в парі на одиницю довжини можна записати у вигляді [5]:

$$\chi = \frac{e^6 k T_v n_v}{3\sqrt{3}h^4 c\nu^3 4\pi\varepsilon_0^3}\exp\left(-\frac{I - h\nu}{kT_v}\right), \qquad (4)$$

де e – елементарний заряд, k – стала Больцмана, h – стала Планка, c – швидкість світла у вакуумі, ε_o – електрична стала, ν – частота оптичного випромінювання лазера, I – енергія іонізації атома напівпровідника.

Оскільки в умовах поставленої задачі має місце симетрія відносно осі ≠, то механічне напруження, зокрема $\sigma_{\varphi\varphi}$, яке призводить до тріщиноутворень, записується у вигляді [6]:

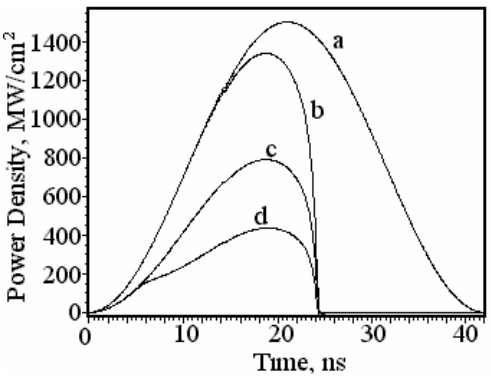

Рис. 1. Зміна густини потужності із часом у центрі лазерної плями: a – в лазерному промені перед парою; b – частина випромінювання, що проходить крізь пару; c – оптичне поглинання поверхнею; d – проходить углиб кристала.

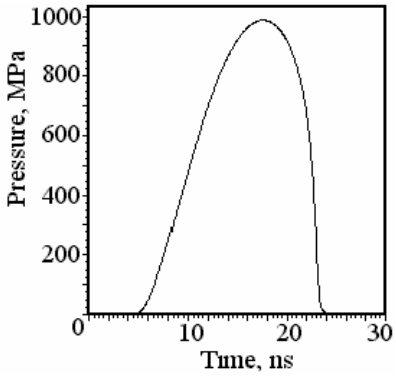

Рис. 2. Зміна із часом реактивного тиску пари на поверхню Ge.

$$\sigma_{\varphi\varphi} = 2G\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\Phi}{\partial r} - \Delta\Phi\right) + \rho\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}, \qquad (5)$$

де G – модуль зсуву, ΔΦ – лапласіан термопружного потенціалу.

Квазістатичний аналіз несталих термічних напружень [6] показує, що розподіл термопружного потенціалу Φ можна знайти у процесі числового розв'язування задачі поширення тепла методом сіток [7] з використанням формули:

$$\Phi = \frac{1+\mu}{1-\mu}\alpha a\int_0^t T dt = ma\int_0^t T dt, \qquad (6)$$

де α – коефіцієнт температуропровідності, α – температурний коефіцієнт теплового розширення, $m = \frac{1+\mu}{1-\mu}\alpha$, тут μ – коефіцієнт Пуассона.

Рівняння теплопровідності (1) розв'язувалось з урахуванням температурних залежностей оптичного поглинання Ge, теплоємності, теплопровідності і модуля зсуву. Враховувалось також зростання прозорості пари з підвищенням її температури, а також переміщення межі розплаву внаслідок випаровування. За час дії лазерного імпульсу фронт пари переміщується на відстань ~ 10 мкм, що набагато менш за діаметр плями. Тому фронт пари вважався плоским. Результати розрахунків для густини потужності в центрі плями протягом дії лазерного імпульсу наведені на рис. 1.

З рис. 1 видно, що внаслідок екранування поверхні кристала парою тривалість дії лазерного променя на кристал значно скоротилась. Під дією реактивного тиску пари максимальний тиск у центрі плями досягає 900 МПа (рис. 2). Підвищення температури, а також виникнення високого тиску на поверхню призводить до значних структурних змін в лазерній плямі, що підтверджує експеримент. Як відомо [8], товщина приповерхневого шару, що прогрівається у наносекундному інтервалі тривалостей імпульсу (τ_p = 10 - 40 нс) при значеннях коефіцієнта оптичного поглинання $\alpha = 10^4 \div 10^6$ см$^{-1}$, визначається довжиною теплової дифузії і становить усього декілька мікронів. Це підтверджується нашими структурними дослідженнями. Так, на рис. 3(a) наведена структура оплавлення поверхні Ge біля центра плями.

Дослідженням кристала після хімічного полірування встановлено, що ознаки проплавлення зникають на глибині біля 1–3 мікрони за умов однорідного розподілу енергії на поверхні. На рис. 3(b) наведена структура періодичного рельєфу, сформованого у процесі плавлення. Такий рельєф може виникати внаслідок стрибкоподібного зростання коефіцієнта відбивання при плавленні і зменшення поглинання світла напівпровідником [8]. Тоді його температура починає падати, але внаслідок кристалізації поглинання знову починає зростати. Під час дії такого зворотного зв'язку і виникає періодична структура розплаву. Крім цього, у центрі зони оплавлення на невеликій глибині під поверхнею, де не досягається температура плавлення (але кристал перебуває під високим тиском), хімічним травленням виявляються короткі (розміром ≤ 2 мкм) дислокаційні петлі. На рис. 3(c) показана така структура дислокацій. Знімок зроблений на ділянці, що окреслена прямокутником на рис. 3(b). Петлі мають гетерогенне походження. При детальному аналізі великої кількості таких петель з'ясовано, що вони зароджуються на дрібних частинках домішкових включень, які залишаються у кристалі після вирощування.

Раніше повідомлялось [3], що при допороговому лазерному опромінюванні германію енергією 150 мДж/см^2 на глибині 40 - 60 нм під поверхнею виникають залишкові центри рекомбінації. Подібні результати були одержані також для GaP. Можливо, що дислокації, як ефективні генераційно-рекомбінаційні центри з глибокими рівнями в забороненій зоні, і є причиною змін густини швидких станів та інтенсивності фотолюмінісценції [3].

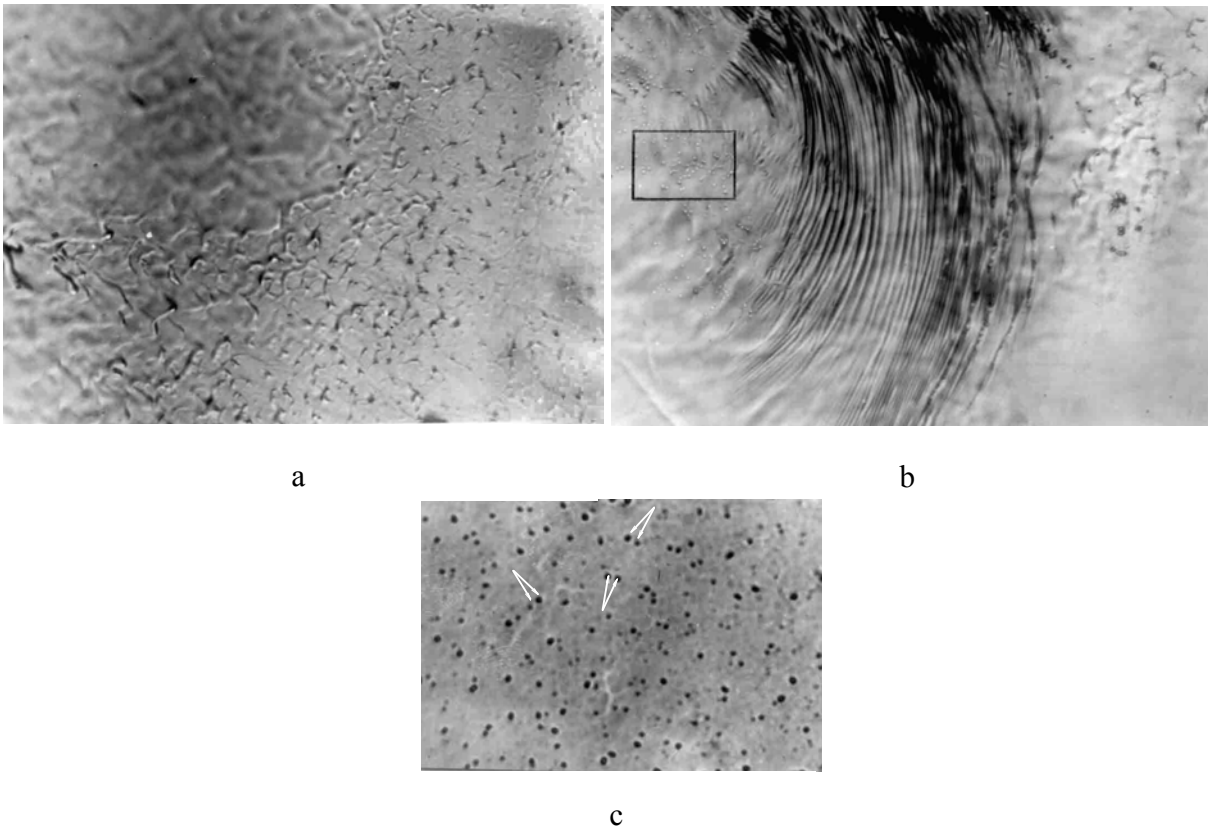

Рис. 3. (a) – Структура оплавлення поверхні кристала Ge поблизу центра лазерної плями; Ч400.
(b) – Періодичний структурний рельєф (риплз), що виникає у процесі плавлення поверхні Ge; Ч400.
(c) – Дислокаційні петлі, які зародилися під поверхнею Ge поблизу центра лазерної плями.
Структура знята у прямокутнику, окресленому на рис. 3(b); Ч1200.

Висновки

1. Задній фронт імпульсу поглинання у Ge зрізаний порівняно з лазерним імпульсом внаслідок екранування поверхні напівпровідника парою.

2. Реактивний тиск пари на поверхню досягає значень, достатніх для утворення дислокацій у тонкому приповерхневому шарі.

3. Необхідні подальші дослідження впливу лазерно-стимульованих дефектів за допомогою електронної мікроскопії, оптичних та електричних вимірювань.

[1] А.Ф. Банишев, Л.В. Новикова. Образование обратимых и необратимых структурных дефектов на поверхности кремния под действием лазерного импульса // *Физика и химия обработки материалов*, **4**, сс. 55-58 (1992).

[2] В.П. Вейко, Я.А. Имас, М.Н. Либенсон, Г.Д. Шандыбина, Е.Б. Яковлев. Формирование регулярных структур на поверхности кремния под действием миллисекундного импульса неодимового лазера // *Известия АН СССР,* 49, **6**, сс. 1236–1239 (1985).

[3] П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко. Образование дефектов в полупроводниках при импульсном лазерном облучении // *Поверхность (физика, химия, механика),* **6**, сс. 5-34 (1995).

[4] В.А. Янушкевич, А.В. Полянинов, Е.Г. Пруцков, Г.А. Полыгалов. Механизм образования и ионизация точечных дефектов в полупроводниках при импульсном лазерном облучении // *Известия АН СССР* **49**, **6**, сс. 1146-1152 (1985).

[5] С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко. *Действие излучения большой мощности на металлы.* Наука, М. (1970).

[6] Г. Паркус. *Неустановившиеся температурные напряжения.* Физматгиз., М., 22 с. (1963).

[7] С.К. Годунов, В.С. Рябенький. *Разностные схемы. Введение в теорию.* Наука, М. (1973).

[8] В.Л. Комолов, М.Н. Либенсон, Г.Д. Шандыбина. Разогрев и лазерное разрушение полупроводников // *Известия АН СССР.* 49, **6**, сс. 1103-1110 (1985).

V. Nadtochy, M. Golodenko, A. Kalimbet, D. Moskal

Structure Changes Caused by the Laser Pulse in Ge Subsurface Layer

Slovyansk State Pedagogical University,
19, Batyuk Str., Slovyansk, 84116, Ukraine

The influence of the 40 ns laser pulse with energy 650 mJ on the surface (112) of Ge single crystal was investigated. Heat-conduction equation for stated conditions of irradiation was salved by the numerical method with using of indirect scheme. In accordance with calculations the back front of the laser impulse is cut away owing to absorption in vapor. Short dislocation loops caused by the big jet pressure (~1GPa) and high temperature were observed in the centre of the laser spot on the depth of a few μm.