

УДК 519.9

Коленов С. О., к. ф.-м. н.

Про складові фази диференційно-фазового фотоелектричного відгуку при скануванні площини перерізу p-n переходу в поперечному напрямку

Побудовано теоретичну модель формування фотоелектричного відгуку від p-n переходу при скануванні площини його перерізу двома лазерними променями. Вказані фізичні ефекти, що дають внески у фазу фотовідповідного сигналу. Проведено експериментальні дослідження випромінюючої ділянки лазерних діодів методом диференційно-фазового фотоелектричного відгуку. Отримано експериментальні залежності фази фотовідгуку від координати скануючих променів. Проаналізовано можливості методу диференційно-фазового фотоелектричного відгуку для дослідження напівпровідникових структур з p-n переходом при скануванні переходу в поперечному напрямку.

Ключові слова: диференційно-фазовий, p-n перехід, фотоелектричний відгук, фазові виміри.

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 03680, м. Київ, пр-т. Глушкова 4г, e-mail: ksa@univ.kiev.ua

S. O. Kolenov, PhD

About phase components of differential-phase LBIC from p-n junction transversal plane scanning

Theoretical model of how LBIC signal from p-n junction being scanned by two laser beams is formed was proposed. Physical effects which make impact in overall phase of the LBIC signal were pointed out. Experimental research of illuminating surface of laser diode was conducted. Experimental dependencies of the phase of LBIC signal on the coordinate of scanning laser beams were obtained. Possibilities of how differential-phase method can be used to inspect semiconductor surfaces with p-n junctions were analyzed.

Key Words: differential-phase, p-n junction, LBIC, phase measurements.

Taras Shevchenko National University of Kyiv, 03680, Kyiv, Glushkova st., 4g, e-mail: ksa@univ.kiev.ua

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Данилов В. В.

Вступ

Сучасна промисловість та наука потребують швидкого та неруйнівного методу дослідження напівпровідникових структур. LBIC (Light Beam Induced Current method) – безконтактний неруйнівний метод дослідження поверхонь напівпровідникових структур, основним джерелом інформації для якого є характеристики фотоструму, що виникає при скануванні досліджуваної напівпровідникової структури сфокусованим лазерним променем. Цей фотострум обумовлений народженням нерівноважних носіїв заряду (дірок та електронів) в приповерхневому шарі напівпровідникової структури.

Розрізняють дві методики цього методу – амплітудна та фазова. В першому випадку сканування поверхні відбувається одним

променем, а джерелом інформації слугує амплітуда наведеного фотоструму, яка в загальному випадку може містити інформацію про розподіл потенціалів, ступінь легування та інші параметри напівпровідникової структури. Ця методика зазвичай використовується для контролю якості виготовлення сонячних елементів [3,4]. Але, як і будь які інші амплітудні методики, ця має значний недолік – генеровані світлом біля поверхні носії заряду при розповсюдженні в об'ємі напівпровідника «розпливаються», що призводить до зменшення загальної амплітуди струму и відповідного зменшення контрастності отримуваних зображень. На відміну від цієї методики, друга методика в якості джерела інформації використовує фазу фотоструму, що генерується одним (фазова методика) або двома (диференційно-фазова методика) променями. В

роботі [10] описано можливості методу фазового фотоелектричного відгуку. Зокрема вказано, що набіг фази струму, що знімається з досліджуваного зразка при його скануванні одним лазерним променем, залежить від часу життя неосновних носіїв, їхньої дифузійної швидкості та інших часових затримок, що виникають у досліджуваному зразку. У роботах [5] та [6] вказано на недоліки фазового методу LBIC та показано переваги диференційно-фазової методики. Також у роботі [6] описано можливість використання диференційно-фазового фотовідповідного методу для сканування напівпровідникових зразків з р-п переходом, в яких площина переходу розташована паралельно площині сканування. Метою даної роботи є дослідження можливостей цього методу при скануванні р-п переходу в поперечному напрямку.

Теоретична частина

Диференційно-фазовий LBIC метод передбачає сканування поверхні об'єкта двома сфокусованими лазерними пучками, що мають різні частоти та рознесені на деяку відстань. Зробити це можна різними способами, проте, найбільш привабливим є спосіб з використанням акустооптики [7]. Принцип формування зондуючих лазерних променів та їх фокусування на поверхні напівпровідникової платівки показаний на рисунку 1.

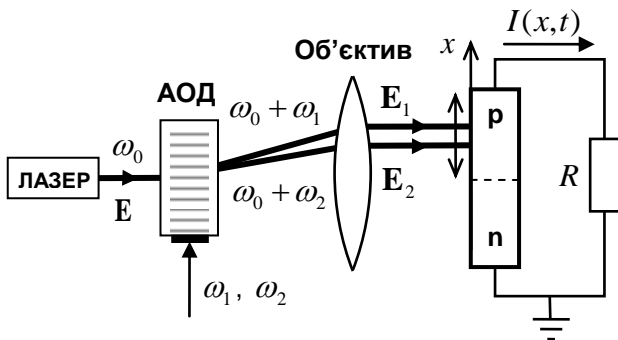


Рис. 1 Принцип формування та фокусування лазерних променів на поверхні напівпровідникової платівки

Лазерний промінь з кутовою частотою ω_0 розщеплюється за допомогою акустооптичного deflectора (АОД), що керується двома сигналами з кутовими частотами ω_1 та ω_2 , на два променя різної частоти $\omega_0 + \omega_1$ та $\omega_0 + \omega_2$,

рознесені у просторі на невеликий кут, що залежить від різниці частот $\Delta\omega = |\omega_1 - \omega_2|$. Ці два променя фокусується на поверхні напівпровідникової платівки та сканують її шляхом зміни частот ω_1 та ω_2 таким чином, що їх різниця підтримується постійною. Внаслідок фотоефекту в електричному колі, до якого приєднано досліджуваний зразок, з'являється змінний струм з частотою $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$, амплітуда та фаза якого будуть залежати від координати x променів на поверхні напівпровідника.

Розглянемо р-п перехід, площина перерізу якого, сканується двома паралельними лазерними променями, просторово рознесеними на наперед задану відстань d , частоти яких відрізняються на невелику наперед задану величину $\Delta\omega$ (рис. 2).

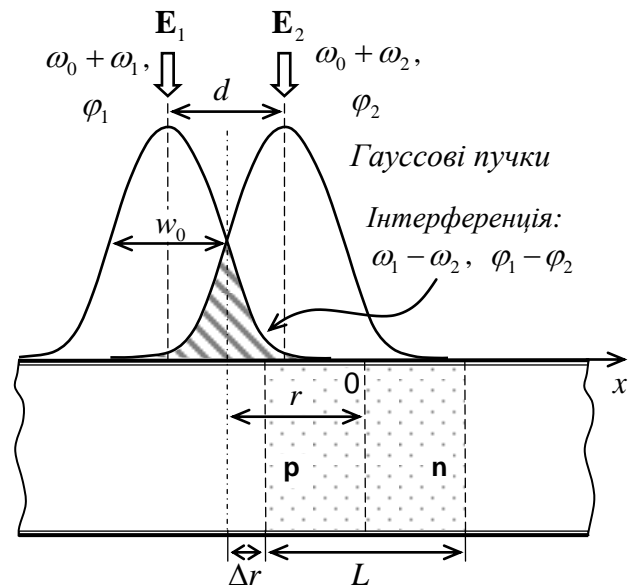


Рис. 2 Розташування променів на поверхні напівпровідникового зразка

Якщо світловий пучок має гауссівський розподіл амплітуди, то розподіл електричного поля для нього описується виразом [2]:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{\mathbf{E}_0}{\sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}} \cdot \exp\left\{-i\left(kz - \arctg\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)\right\} - (x^2 + y^2) \cdot \left[\frac{1}{w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)} + \frac{ik}{2z \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)} \right] - \alpha z \quad (1)$$

де вісь z -координати спрямована вздовж напрямку розповсюдження світлового пучка, E_0 – амплітуда поля, k – хвильове число, w_0 – ширина пучка в області перетяжки, $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$ – відстань від області перетяжки до області, де кривизна хвильового фронту є найбільшою, λ – довжина хвилі світла, α – коефіцієнт, що враховує поглинання світла в напрямку розповсюдження. Разом з тим відомо, що поглинання в напівпровіднику є істотним. Так, наприклад, у Si на глибині 3 мкм інтенсивність випромінювання на довжині хвилі 0.63 мкм згасає в e раз [8]. Оцінка z_0 для тієї ж самої довжини хвилі та ширини сфокусованого пучка 5 мкм дає значення $z_0 = 124$ мкм. Таким чином, реально можна говорити про ефекти на відстанях $z \ll z_0$. В цих межах хвильовий фронт можна вважати плоским. Тоді вираз (1) значно спрощується і, якщо досліджуваний зразок на рисунку 2 знаходиться у фокальній площині об'єктива, то розподіл електричних полів для кожного з променів на поверхні зразка можна записати у вигляді:

$$E_{1,2}(x, y, z, t) = E_0 \cdot \exp\{-i[kz + (\omega_0 + \omega_{1,2})t + \varphi_{1,2}] - \frac{(x \pm \frac{d}{2})^2 + y^2}{w_0^2} - \alpha z\}, \quad (2)$$

де $\varphi_{1,2}$ – фази пучків. Взаємодія сумарного поля $E_1(x, y, z, t) + E_2(x, y, z, t)$ в області перетину пучків з матеріалом напівпровідника викличе появу в ньому надлишкових (нерівноважних) носіїв – дірок та електронів, що, у свою чергу, призведе до виникнення фотоелектричного відгуку на різницевій частоті $\Delta\omega$. Цей сигнал несе інформацію про стан досліджуваної поверхні та характеристики напівпровідника в приповерхневому шарі досліджуваного зразка.

Згідно з [5], LBIC сигнал, який буде реєструватися при скануванні поверхні зразка двома лазерними променями, що віддалені на відстань r від центру області р-п переходу, матиме вигляд:

$$I(r, t) \sim \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x-\frac{d}{2})^2 + (x+\frac{d}{2})^2}{w_0^2}} \eta(x-r) \times \sin(\Delta\omega t + \Delta\varphi(x-r)) dx, \quad (3)$$

де $\eta(x)$ – функція, що описує залежність квантового виходу від координати на поверхні напівпровідника, $\Delta\varphi(x)$ – залежність фазового внеску у сигнал LBIC від кожної точки поверхні досліджуваного зразка. У формулі (3) для зручності розглядається випадок, коли зразок переміщується під нерухожими променями. Таким чином, для теоретичного розрахунку LBIC сигналу необхідно визначити амплітудну та фазову складові підінтегральної функції у виразі (3).

Якщо в межах р-п переходу квантовий вихід $\eta(x)$ прийняти за одиницю, то за межами області р-п переходу він буде спадати за експотенційним законом і вираз для нього можна записати наступним чином [1]:

$$\eta(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{L}{2}; \\ e^{-\frac{|x| - \frac{L}{2}}{l_D}}, & |x| > \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (4)$$

де l_D – довжина дифузії носіїв заряду, що визначається ефективним часом їх життя, L – ширина області р-п переходу.

Внесок у загальну фазу фотоелектричного відгуку у зовнішньому колі дають неосновні носії народжені в області р-п переходу та ті носії, що були народжені за її межами, але дифундували в цю область. Припустимо, що носії, народжені в області р-п переходу дають деякий постійний внесок $\delta\varphi$ у загальну фазу LBIC сигналу, в той час, як інші носії дають внесок, що залежить від часу, який необхідний цим носіям, щоб дістатись від місця їх утворення до області р-п переходу. Згідно з [1], цей фазовий внесок можна розрахувати наступним чином:

$$\Delta\varphi_\tau = \arctg(\Delta\omega \cdot \tau), \quad (5)$$

де τ – ефективний час життя неосновних носіїв, який в нашій моделі розраховується, як час, необхідний для того, щоб носії дифундували від місця народження до області р-п переходу. Цей час можна оцінити, використовуючи коефіцієнт дифузії D , наступним чином [1]:

$$\tau \approx \frac{\Delta r^2}{D}, \quad (6)$$

де $\Delta r = |x| - \frac{L}{2}$ – найближча відстань від місця падіння лазерного променя до області р-п переходу.

Таким чином, фазовий внесок кожної точки поверхні напівпровідникової платівки при скануванні р-п переходу в поперечному напрямку можна представити у вигляді виразу:

$$\Delta\varphi(x) = \Delta\varphi_{pn}(x) + \Delta\varphi_r(x), \quad (7)$$

де $\Delta\varphi_{pn}(x) = \delta\varphi \cdot \Pi_L(x)$ – фазовий внесок носіїв заряду, що народилися в області р-п переходу, $\Pi_L(x) = H(x + L/2) - H(x - L/2)$, $H(x)$ – функція Хевісайда,

$$\Delta\varphi_r(x) = \arctg\left(\Delta\omega \cdot \frac{(|x| - L/2)^2}{D}\right) \cdot (1 - \Pi_L(x)) -$$

фазовий внесок носіїв заряду, що народилися на відстані Δr від області р-п переходу.

Числове інтегрування (3) з врахуванням фазової залежності (7) та виділення фази з отриманого результату, дає залежність фази LBIC сигналу, отриманого диференційно-фазовим методом, від положення лазерних променів (рис. 3). При цьому для здійснення числового інтегрування були використані наступні значення параметрів: $D = 40 \text{ см}^2/\text{с}$, $l_D = 1 \text{ мкм}$, $\delta\varphi = \pi/2$, $\Delta f = 100 \text{ кГц}$, $L = 10 \text{ мкм}$, $d = 5 \text{ мкм}$, $w_0 = 10 \text{ мкм}$.

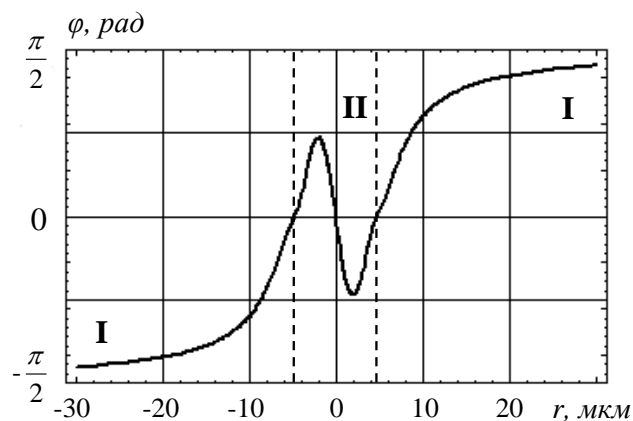


Рис. 3 Теоретично розрахована фазо-координатна залежність фотоелектричного відгуку для диференційно-фазового методу

Отриману залежність можна розбити на дві основні ділянки, відокремлені пунктирною лінією на рисунку 3:

I ділянка – фаза, основний вклад у яку дають носії заряду, що народилися поза межами області р-п переходу. Відповідно ця фаза обумовлена часовою затримкою, необхідною носіям для того, щоб дифундувати від місця падіння лазерних променів до межі р-п переходу. Фазова залежність у цій ділянці може бути використана для дослідження поверхневого розподілу коефіцієнта дифузії, який є дуже чутливим до зміни різних параметрів напівпровідника зокрема його легування.

II ділянка – фаза, обумовлена скануванням області р-п переходу двома променями. Вона аналогічна фазо-координатним залежностям, отриманим в роботі [5]. Фазова залежність на цій ділянці може бути використана для оцінки ширини р-п переходу, за умови якщо відстань між променями, що сканують, менша за реальну ширину р-п переходу.

Експериментальні результати

Для проведення досліджень використовувався диференційно-фазовий лазерний скануючий мікроскоп [7], який працював в режимі фотовідповіді (коли як інформаційний сигнал використовувався фотострум, наведений скануючими променями, що ресструвався безпосередньо с досліджуваного зразка).

Як об'єкт дослідження було використано випромінюючу ділянку лазерного діоду фірми SDL, що являє собою різкий р-п перехід, яку попередньо було досліджено тим самим мікроскопом, але в режимі на відбиття. Це дослідження показало, що шорсткість поверхні в межах ділянки, що досліджувалась, не перевищувала 5 нм, тому при дослідженні зразку методом LBIC впливом рельєфу поверхні на отримувані результати можна було знехтувати.

Отже, було досліджено поверхню лазерного діоду SDL з використанням амплітудної та диференційно-фазової методики LBIC. При цьому довжина хвилі лазера становила 0,65 мкм, частота розщеплення дорівнювала $\Delta f = 130 \text{ кГц}$. Розмір площадки сканування становив $250 \times 250 \text{ мкм}$. Ширина сфокусованого променя на поверхні об'єкта дослідження становила 1,2 мкм.

На рисунку 4 представлені залежності фази (пунктирна крива) та амплітуди (суцільна крива) фотоелектричного відгуку, отримані відповідно диференційно-фазовим та амплітудним методами.

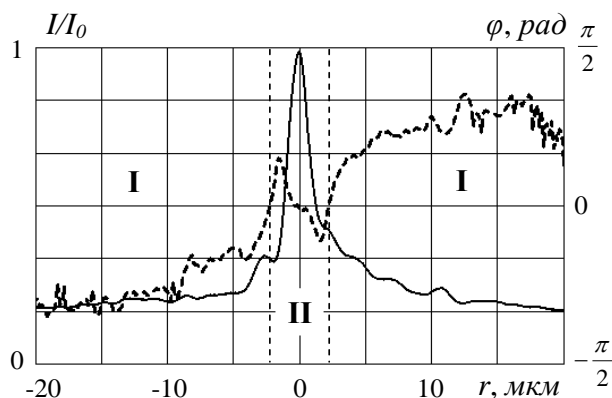


Рис. 4 Амплітудний (суцільна крива) та фазовий (пунктирна крива) фотоелектричні відгуки від випромінюючої ділянки поверхні лазерного діоду фірми SDL, отримані при його скануванні лазерними променями відповідно амплітудним та диференційно-фазовим методами

Аналіз фазової залежності на рисунку 4 вказує на те, що її можна умовно поділити на дві ділянки, аналогічно тому, як це зроблено на рисунку 3.

Аналізуючи ділянку I на рисунку 4, можна помітити, що абсолютне значення фази на ній у середньому зростає та прямує до певного максимального значення, що якісно відповідає ходу теоретичної залежності на рисунку 3.

Тим не менш, ця залежність не є строго монотонною, що може свідчити про неоднорідність фізичних властивостей напівпровідника за межами р-п переходу. Згідно з теоретичною моделлю, параметром, що може обумовлювати такі неоднорідності є коефіцієнт дифузії, який співвідношенням Ейнштейна пов'язаний з рухливістю носіїв, яка, в свою чергу, пов'язана з хімічним складом напівпровідника, ступенем його легування, тощо, та може змінюватись в широких межах.

Ділянка II з рисунку 4, точка перегибу на якій, співпадає з максимумом амплітудної залежності, свідчить про наявність на поверхні зразка фотопоглинаючої ділянки – р-п переходу. Відстань між максимумом та мінімумом на фазовій залежності має визначати ширину цієї ділянки. Але, згідно з критеріями розробленим в роботі [5] це можливо лише за умови, якщо ширина лазерних пучків є вдвічі меншою за ширину об'єкту, що вимірюється.

На рисунку 5 наведено суміщені двовимірні зображення досліджуваної поверхні лазерного діоду, отримані в амплітудному (згори) та диференційно-фазовому (знизу) режимах:

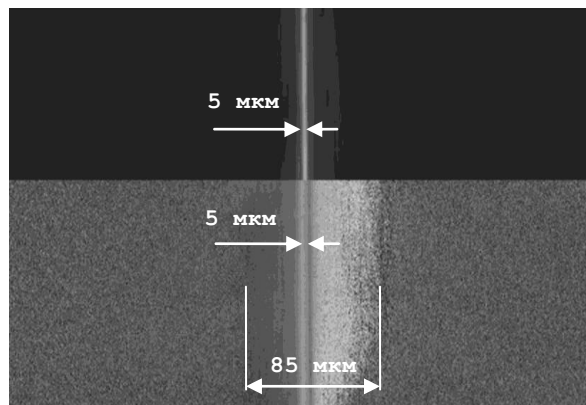


Рис. 5 Двовимірні амплітудне (згори) та фазове (знизу) зображення фотоелектричного відгуку випромінюючої ділянки поверхні лазерного діоду фірми SDL, отримані відповідно амплітудним та диференційно-фазовим методами

Аналізуючи отримані результати, необхідно брати до уваги відповідність між характерними розмірами р-п переходу та шириною лазерного променя. Як показано в роботі [5], для того, щоб отримані в процесі дослідження результати були достовірними, необхідно, щоб ширина променя була принаймні вдвічі меншою за розмір найменшої особливості досліджуваного об'єкта. В іншому випадку, лазерні промені будуть «скануватися» р-п переходом, як детектором, а отримані зображення будуть результатом дифракції світла на щілині. Як було вказано вище, ширина променів, що сканували зразок, в експерименті склала 1,2 $\mu\text{м}$, в той час як ширина р-п переходу лазерного діоду може становити $\sim 0,3\text{-}3 \mu\text{м}$ [9]. Також, ширина випромінюючої ділянки р-п переходу може бути меншою за половину довжини хвилі скануючи лазерних променів, що є межею роздільної здатності оптичних приладів. А тому можна зробити висновок, що поточні параметри експериментальної установки не дозволяють визначити ширину р-п переходу. В той же час експеримент показав, що диференційно-фазовий ЛВІС сигнал містить корисну інформацію щодо особливостей напівпровідника поза межами області р-п переходу.

Висновки

Таким чином, в даній роботі було побудовано теоретичну модель формування диференційно-фазовим методом фотоелектричного відгуку від напівпровідникового зразка з р-п

переходом, при умові, що р-п перехід розташовано поперечно напрямку сканування. При цьому вказано на фізичні ефекти, які дають внесок у фазу фотоелектричного відгуку.

Було проведено дослідження випромінюючої поверхні лазерного діоду, що являє собою різкий р-п перехід, переріз якого розташований в площині сканування. В ході порівняння диференційно-фазового та амплітудного методів LBIC отримано відповідні двовимірні зображення фотоелектричного відгуку поверхні напівпровідника, а також експериментальні залежності фази (для диференційно-фазового методу) та амплітуди (для амплітудного методу) LBIC сигналу від координати сканування. Експериментальна залежність фази якісно відповідає теоретично розрахованій.

Аналіз отриманих експериментально залежностей показав, що диференційно-фазовий метод LBIC має перспективи щодо його використання для дослідження напівпровідникових поверхонь з р-п переходом, переріз якого, розташовано в площині сканування. Зокрема, вказано на можливість дослідження розподілу по поверхні деяких параметрів напівпровідника, таких як коефіцієнт дифузії, пов'язану з ним рухливість носіїв та ступінь легування, що є досить важливим в напівпровідниковій промисловості та наукових дослідженнях напівпровідників.

Список використаних джерел

1. *Ryvkin S. M.* Photoelectric phenomena in semiconductors. – Moscow: Physmatgiz, 1963. – 496 p. (in Russian)
2. *Yariv A, Yeh P.* Optical Waves in Crystals. – Moscow: Mir, 1987. – 308 p. (in Russian)
3. *Ilchenko L., Kaminski A., Kolenov S., Laugier A., Smirnov E., Litvinenko S., Skryshevsky V., Strikha V.* Investigation of the solar cell quality by LBIC-like image techniques // *Materials Science and Engineering.* – 2000. – Vol. B71. – P. 238-243.
4. *Acciarria M., Binnetta S., Racza A., Pizzinia S., Aggostinelli G.* Fast LBIC in-line characterization for process quality control in the photovoltaic industry // *Solar Energy Materials & Solar Cells* – 2002. – Vol. 72. – P. 417-424.
5. *Ilchenko L. M., Kolenov S. O., Litvinenko S. V., Molochko P. V., Smirnov E. M.* Formation of phase-differential LBIC // *Bulletin of the University of Kyiv. Series: Physics and Mathematics.* – 2005. – № 4. – P. 284 – 293. (in Ukrainian)
6. *Ilchenko L. M., Kolenov S. O., Litvinenko S. V., Molochko P. V., Vinogradov Y. V.* About phase impacts in differential-phase LBIC // *Bulletin of the University of Kyiv. Series: Physics and Mathematics.* – 2009. – № 1. – P. 180 – 183. (in Ukrainian)
7. *Molebny V.V., Kamerman G.W., Ilchenko L.M., Kolenov S.O., Goncharov V.O., Smirnov E.M.* Three-beam scanning laser radar profilometer // *Proceedings of SPIE.* – 1998. – Vol. 3380. – P. 280-283.
8. *Ilchenko L. M., Litvinenko S. V., Kilchitska S. S.* Investigation of the emitter resistance layers distribution of solar cells by means of the laser beam scanning // *Bulletin of the University of Kyiv. Series: Physics and Mathematics.* – 1997. – № 4. – P. 263 – 269. (in Ukrainian)
9. *Behringer M.* High-Power Diode Laser Technology and Characteristics // *Springer Series in Optical Sciences.* – 2007. – Vol. 128. – P. 5-74.
10. *Pernau Th.* Phase-sensitive LBIC analysis / *Th. Pernau, P. Fath, E. Bucher* // *Photovoltaic Specialists Conference, 2002, Konstanz: Fachbereich Phys.* – 2002. – P. 442-445.

Надійшла до редколегії 22.05.13