

## РЕНТГЕНОАКУСТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ КРИСТАЛІВ, ОПРОМІНЕНИХ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ

Використовуючи ефект рентгеноакустичної взаємодії, досліджено вплив високоенергетичного електронного опромінювання на структурні зміни в кристалах Si. Встановлено, що таке опромінювання приводить до покращання інтегральних характеристик кристалів, вирощених методом Чохральського. Визначені структурно чутливі інтегральні характеристики досліджуваних кристалів: фактор Дебая-Валлера  $L$  та екстинкційна довжина  $\Lambda$ .

Дослідження проводились на бездислокаційних зразках Si з товщинами 4.5, 6.6 і 10.6 мм. Кристали отримані шляхом розпилювання монолітного зразка, вирощеного методом Чохральського. Концентрація кисню складала  $n_0 \approx 1.2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ . Пластини проходили цикл хіміко-механічної обробки. Орієнтація вхідної поверхні пластин - (111). Для зручності досліджень опромінювання високоенергетичними електронами проводилось на одній з половин кожної пластини. Енергія електронів складала  $E=10 \text{ MeV}$ . Дози опромінювання становили: для зразка №3 -  $\Phi_e=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  при щільності потоку  $\phi_e=1.9 \cdot 10^{12} \text{ ел.см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ; №4 -  $\Phi_e=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  при  $\phi_e=5 \cdot 10^{11} \text{ ел.см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ; №5 -  $\Phi_e=10^{16} \text{ см}^{-2}$  при  $\phi_e=6.3 \cdot 10^{11} \text{ ел.см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . В якості еталону використовувався високодосконалий кристал кремнію, вирощений методом безтигельної зонної плавки (зразок №1).

Експериментальні дослідження на акустично збуджених кристалах проводились в однокристалній схемі дифракції на характеристичних  $\text{MoK}\alpha$ - і  $\text{MoK}\beta$ -випромінюваннях. Розбіжність падаючого пучка становила  $\sim 5$  кут. мін. Для збудження ультразвукових коливань використовувались п'єзо-перетворювачі з

LiNbO<sub>3</sub>, зрізу Z - 170.

Дослідження структурних змін в кристалах проводились в геометрії Лауе шляхом аналізу просторового розподілу дифрагованого випромінювання  $R_H(\Delta\theta)$  [1-5]. Отримані результати наведені на рис.1 та в таблиці 1. Точність визначення відносних змін екстинкційної довжини  $\Lambda$  становила 0,05% [5]. Для кристалу, вирощеного методом безтигельної зонної плавки, розподіли  $R_H(\Delta\theta)$  приведені на рис.1. Для даного кристалу розраховане значення  $\Lambda_p$  та експериментальне  $\Lambda$  добре узгоджуються між собою ( $\Lambda_p=36.26$  мкм для MoK $\alpha$ - випромінювання і 40.89 мкм для MoK $\beta$ ). Очевидно, що для кристалів таких товщин, де розмиття поляризаційних провалів значне, використання випромінювання K $\beta$  обгрунтовано меншим значенням коефіцієнту фотоелектричного поглинання, що важливо при визначенні  $\Lambda$ .

Аналіз результатів у таблиці 1 показує, що: по-перше, неопромінені кристали, вирощені методом Чохральського, характеризуються більш високим значенням  $\Lambda$ , ніж еталонний кристал; по-друге, при високоенергетичному електронному опромінюванні екстинкційна довжина для всіх кристалів зменшилась, тобто покращалася їх структурна досконалість. При цьому, для деяких кристалів при наближенні до резонансної частоти, мають місце більші відхилення відносної величини екстинкційної довжини у порівнянні із похибкою. Це може бути обумовлено присутністю смуг росту в даних кристалах. Внаслідок цього подавлення аномального проходження рентгенівських променів ультразвуком в дельті Бормана відбувається на різних товщинах. Тому макродеформації, наявні в кристалі, приводять до розмиття поляризаційних провалів на кривих просторового розподілу інтенсивності в дифрагованому пучку.

Для визначення величини макродеформації  $\epsilon$  можна використати співвідношення [4]:

$$\epsilon \approx 2d [\Lambda/\lambda_s - 1]^{1/2}/\Lambda, \quad (1)$$

де  $d$  - міжплощинна відстань,  $\lambda_s$  - довжина акустичної хвилі, при

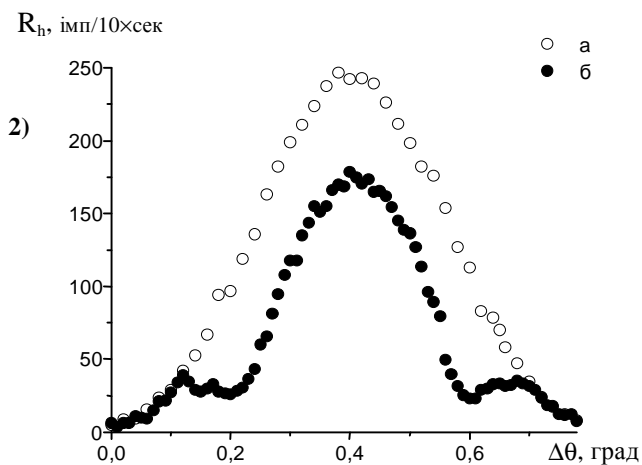
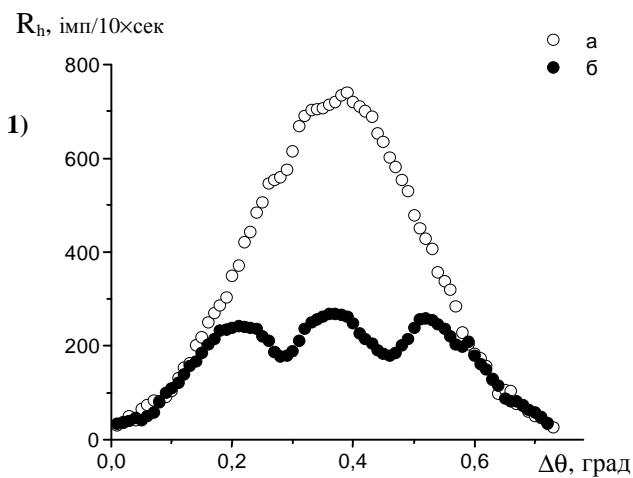


Рис. 1. Криві розподілу  $R_h(\theta)$  на вихідній поверхні кристалу Si ( $T=8.4$  мм), вирощеного методом безтигельної зонної плавки; симетричне (220) Лауе-відбивання. 1): а)  $v_s = 0$ ; б)  $v_s = 140.3$  МГц,  $U=0.8$  В (подавлення 30% ІВЗ), МоК $\alpha$ -випромінювання,  $\mu T=12.3$ ; 2): а)  $v_s = 0$ ; б)  $v_s = 140.7$  МГц,  $U=0.65$  В (подавлення 50% ІВЗ), МоК $\beta$ -випромінювання,  $\mu T=8.8$ .

Таблиця 1. Інтегральні характеристики структурної досконалості кристалів, визначені методом рентгеноакустичного резонансу.

№ зразка	T, мм	Падаюче випромінювання	$v_s$ , МГц	$X \times 10^{-2}$ , см	$\Lambda$ , мкм	L
1	8,422	MoK $\alpha_1$	140,45	3,65	36,27	$2,09 \times 10^{-4}$
2	10,585	MoK $\alpha_1$	139,38	4,80	36,31	$1,24 \times 10^{-3}$
			139,87	5,63	36,55	$0,81 \times 10^{-3}$
			140,38	6,96	36,61	$9,59 \times 10^{-3}$
6	6,592	MoK $\alpha_1$	138,10	1,99	36,76	$1,36 \times 10^{-3}$
			138,98	2,98	36,68	$1,14 \times 10^{-2}$
			140,01	3,81	36,58	$8,65 \times 10^{-3}$
3*	10,684	MoK $\alpha_1$	140,90	6,47	36,39	$3,47 \times 10^{-3}$
4*	6,275	MoK $\alpha_1$	140,53	4,15	36,58	$8,66 \times 10^{-3}$
5*	4,519	MoK $\alpha_1$	140,04	1,99	36,38	$3,37 \times 10^{-3}$
			141,16	2,65	36,29	$8,46 \times 10^{-4}$
			142,91	3,81	36,34	$2,06 \times 10^{-3}$
1	8,422	MoK $\beta$	140,30	13,26	40,91	$2,55 \times 10^{-4}$
6	6,592	MoK $\beta$	140,39	10,61	41,14	$5,98 \times 10^{-3}$
7	4,402	MoK $\beta$	126,70	3,65	41,23	$8,05 \times 10^{-3}$
3*	10,684	MoK $\beta$	139,68	16,58	40,92	$5,35 \times 10^{-4}$
4*	6,275	MoK $\beta$	125,35	3,98	41,12	$5,33 \times 10^{-3}$
			124,95	3,65	41,12	$5,54 \times 10^{-3}$
			124,39	3,32	41,19	$7,33 \times 10^{-3}$
5*	4,519	MoK $\beta$	139,76	7,13	41,09	$4,61 \times 10^{-3}$

\*- опромінені кристали; 2,6,7- контрольні вихідні зразки

якій зникає тонка структура кривої розподілу  $R_H(\theta)$  на вихідній поверхні кристалу при наближенні до рентгеноакустичного резонансу.

Слід відзначити, що використання частот короткохвильової області ультразвукових коливань, які є досить далекими від резонансної, дозволяє підвищити точність визначення параметра  $\Lambda$  для реальних кристалів.

Для пошарового аналізу структурних модифікацій поверхневих шарів використано двокристальний спектрометр з установкою кристалу в косонесиметричній схемі дифракції на відбивання. Кути входу та виходу рентгенівського променя з кристалу при обертанні його навколо вектора дифракції на кут  $\varphi$  змінюються наступним чином:

$$\sin(\Phi_{0,h}) = \gamma_{0,h} = \pm \sin(\theta) \cdot \cos(\psi) - \cos(\theta) \cdot \sin(\psi) \cdot \cos(\varphi) \quad (2)$$

де  $\theta$  - кут дифракції,  $\psi$  - кут розорієнтації між вхідною та відбиваючою кристалографічними площинами. Знак "+" відноситься до променя, що падає на кристал, а знак "-" - до дифрагованого. Умову (2) найкраще задовольняють площини (311), для яких  $\theta$  і  $\psi$  незначно відрізнялися, причому  $\theta \leq \psi$  [6]. З співвідношення (2) слідує, що кут  $\Phi_0$  може приймати будь-які значення. Особливу увагу заслуговують ті області зміни кута  $\varphi$ , для яких кут входу  $\Phi_0$  близький до кута повного зовнішнього відбивання  $\Phi_{кр}$ . Це дозволяє отримувати рентгенівські топограми від тонких приповерхневих шарів монокристалів порівняно великої площі, не застосовуючи сканування.

На рис.2 представлені залежності зміни напівширини кривої відбивання від кута  $\Phi_0$  (або глибини проникнення рентгенівського

випромінювання в кристал  $\Lambda = \lambda \frac{\sqrt{\gamma_0 |\gamma_h|}}{|\chi_h|}$ ) для вхідної та вихідної

сторін кристалу №3. Аналіз отриманих результатів свідчить про суттєву різницю стану кристалу до і після опромінення. При цьому, вхідна для електронів поверхня стала більш спотвореною, ніж вихідна. Різке збільшення приросту величини напівширини кривої

гойдання  $\Delta\theta_y$  ( $|\Delta\theta_y| = \Delta\theta^o - \Delta\theta^H$ ) спостерігається з товщини  $\Lambda < 0,5$  мкм. В той же час, для вихідної поверхні зменшення уширення кривої гойдання носить більш плавний характер. Це може бути зумовлене відпалом залишкових деформацій у приповерхневих шарах кристалу в процесі високоенергетичного електронного опромінення.

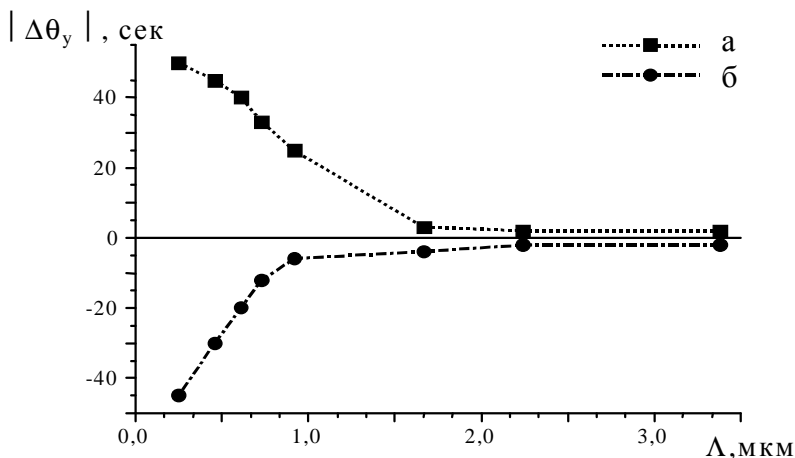


Рис. 2. Залежності приросту кривих гойдання  $\Delta\theta_y$  ( $\Delta\theta_y = \Delta\theta^o - \Delta\theta^H$ ) від кута  $\Phi_0$  для кристалу №3 в порівнянні з вихідним неопроміненим зразком №2: а) вхідна сторона; б) вихідна.

З одержаних результатів можна зробити висновки:

- метод рентгеноакустичної взаємодії дозволяє ефективно досліджувати структурні зміни в кристалах, опромінених високоенергетичними електронами;
- високоенергетичне електронне опромінення покращує структурну досконалість кристалів, вирощених методом Чохральського. В той же час пошкоджується вхідна для електронів сторона кристалу на глибину  $\sim 0.5$  мкм.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРИ

1. Энтин И.Р. Эффект резонансного подавления ультразвуком аномального прохождения рентгеновских лучей // Письма в ЖЭТФ.-1977.-**26**, №5,-С. 392-395.
2. Entin I.R. Theoretical and experimental study of X-ray acoustic resonance in perfect silicon crystals // Phys. status solidi B.- 1978.-**90**, N2,-P. 575-584.
3. Хрупа В.И., Энтин И.Р., Даценко Л.И. Влияние структурных дефектов на рентгеноакустический резонанс в кристаллах кремния // УФЖ.-1990.-**35**, №9,-С.1379-1384.
4. Хрупа В.И., Петросян О.В., Энтин И.Р., Даценко Л.И., Мачулин В.Ф. Лауэ-дифракция на акустически возбужденных кристаллах кремния, содержащих дислокации // УФЖ.-1991.-**36**, №3.-С.421-426.
5. Entin I.R., Khrupa V.I. Highly precise structure factor measurement by virtue of acoustic excitation of crystal // Acta crystallogr. A.-1990.-**46**, Sup.-P.434.
6. Косонесимметричная рентгеновская топография приповерхностных слоев монокристаллов / Кшевецкий С.А., Стецко Ю.П., Фодчук И.М., Мельничук И.В., Полянко В.С. // УФЖ.-1990.-**35**, №3.-С. 444-449.

## SUMMARY

GIMCHINSKY O.G.

### **X-RAY ACOUSTIC RESEARCH OF CRYSTALS IRRADIATED BY HIGH-ENERGY ELECTRONS**

By using effect of X-ray acoustic interaction, influence of a high-energy electronic irradiation on structural changes in the crystals Si is investigated. It established, that such irradiation results in improvement of structural perfection of Chochralsky grown crystals. Sensitive to structure integrated characteristics of crystals: the Debye-Waller factor  $L$ , extinction length  $\Lambda$  are determined.