

РЕНТГЕНОДИФРАКЦІЙНІ ДОСЛІДЖЕННЯ МОНОКРИСТАЛІВ Si ПРИ НАКЛАДАННІ СТОЯЧИХ ДОВГОХВИЛЬОВИХ АКУСТИЧНИХ КОЛИВАНЬ

Представлені результати комплексних досліджень розсіяння рентгенівського випромінювання у монокристалах кремнію з мікродфектами при збудженні у них широкого спектру стоячих довгохвильових акустичних коливань. Показано, що ефект резонансного пригнічення аномального проходження рентгенівських променів спостерігається для частот кратних до рентгеноакустичного резонансу. Це дозволяє збільшити точність визначення параметрів структурної досконалості кристалів і надає можливість виділити дифузну складову у дифрагованому промені.

The results of complex investigations of X-ray scattering in silicon monocrystal with microdefects under excitation of wide spectrum of long-wave acoustic oscillations in it are presented. It is shown that effect of resonance suppression of unusual X-ray transmission is observed for frequencies divisible by X-ray&acoustic resonance. It gives possibility to determine parameters of crystal structure perfection and to distinguish diffuse component in transmitted beam.

Важливим застосуванням рентгенівської акустооптики є можливість дослідження дифракційного розсіяння рентгенівського випромінювання на спотвореннях кристалічної ґратки. Одномірне періодичне деформаційне поле, що створюється акустичною хвилею, значно спрощує розгляд динамічної теорії розсіяння рентгенівських променів у реальних кристалах, зберігаючи її суттєві особливості. Дифракційні явища, характерні для спотвореного кристалу, реалізуються при цьому у найбільш чіткій формі, що дозволяє провести їх послідовний аналіз [1].

У роботах [2,3] був виявлений і досліджений ефект резонансного пригнічення аномального проходження рентгенівських променів у досконалomu кристалі при амплітуді акустичної деформації $\epsilon \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$, що на два порядки менше напівширини максимуму відбивання досконого кристалу. Цей ефект спостерігається для поперечних ультразвукових коливань (УЗК) з хвильовим вектором \vec{k}_s , паралельним до відбиваючих площин, при рівності довжини хвилі коливань λ_s і довжини екстинкції кристалу Λ :

$$\lambda_s^{\text{рез}} \approx \Lambda.$$

Резонансна дія УЗК на рентгенівське хвильове поле обумовлена міжзонним розсіянням рентгенівських хвиль на динамічній надґратці, створеною акустичною стоячою хвилею, яке викли-

кає переходи з стану на верхній вітці дисперсійної поверхні у стан на нижній вітці поверхні, яка характеризується досить високим рівнем поглинання. Це можливо завдяки великій різниці швидкостей розповсюдження рентгенівської та ультразвукової хвиль у кристалах ($\sim 10^5$ разів).

При розгляді впливу ультразвукових акустичних коливань на дифракцію рентгенівських променів у монокристалах умовно можна виділити три області рентгеноакустичної взаємодії в залежності від параметрів акустичної хвилі (W , λ_s , \vec{k}_s , v_s – амплітуда, довжина хвилі, хвильовий вектор і частота) і екстинкційної довжини.

I. $\lambda_s \gg \Lambda$ – низькочастотна область ультразвукових хвиль. У даному випадку інтенсивність рентгенодифракційних рефлексів обумовлена ефектами геометричної оптики, таких як міграція центрів збудження вздовж віток дисперсійної поверхні. Цей механізм характерний для будь-яких видів макродеформацій [4].

II. $\lambda_s \ll \Lambda$ – високочастотна область ультразвукових хвиль. Тут найбільш характерним ефектом впливу високочастотних УЗК на динамічне розсіяння рентгенівського випромінювання є виникнення сателітів в області основного рефлексу [5,6], що приводить, як у першій, так і у другій області, до збільшення інтенсивності у дифрагованому промені.

III. $\lambda_S \approx \Lambda$ – область рентгеноакустичного резонансу (РАР).

Для ультразвукових деформацій характер дифракції суттєво змінюється при введенні у розсіюючий об'єм структурних спотворень. Тому з'ясування закономірностей рентгеноакустичних взаємодій у реальних кристалах має наукове та практичне значення.

За умови рентгеноакустичного резонансу чутливість інтенсивності відбивання до акустичних деформацій зростає приблизно на два порядки. Це дозволяє дослідити вплив дефектності структури кристалів на ступінь пригнічення аномального проходження рентгенівських променів, що обумовлено ефектом суттєвого зменшення інтенсивності рефлексу до акустичної деформації, який зовні подібний до випадку пружної деформації згину [7].

Факт зменшення глибини провалу на резонансних кривих у кристалах з локалізованими викривленнями структури пояснюються внеском у повну інтенсивність рефлексу дифузної складової, яка виникає при розсіянні випромінювання на атомах, що зміщені з положення рівноваги за рахунок дефектів [8]. При цьому слабкі УЗК ($W < 0,16 \text{ \AA}$) не можуть суттєво змінити величину дифузної компоненти, що виникає при розсіянні на статичних дефектах [9].

У даній роботі представлені результати експериментального дослідження розсіяння рентгенівського випромінювання у реальних кристалах кремнію, які містили рівномірно розподілені по об'єму мікродфекти та лінійчасті розподіли свірливих мікродфектів у напрямку росту (смуги росту), при збудженні у них широкого спектру стоячих довгохвильових акустичних коливань.

Для експериментального вивчення закономірностей дифракції рентгенівських променів на акустично збуджених кристалах використовувався стандартний дифрактометр ДРОН-3М. Дослідження проводились в однокристалній схемі з застосуванням характеристичного MoK_{α} і AgK_{α} -випромінювання у геометрії виникнення РАР.

На рис.1 представлена експериментальна крива залежності відносної інтегральної інтенсивності дифрагованого рентгенівського променя від частоти акустичної хвилі, що збуджується у монокристалі Si ($\mu T = 4,1$), при постійному значенні напруги на п'єзоперетворювачі – $R_h(\nu_S) = I_S/I_0$ (I_S – інтегральна інтенсивність при увімк-

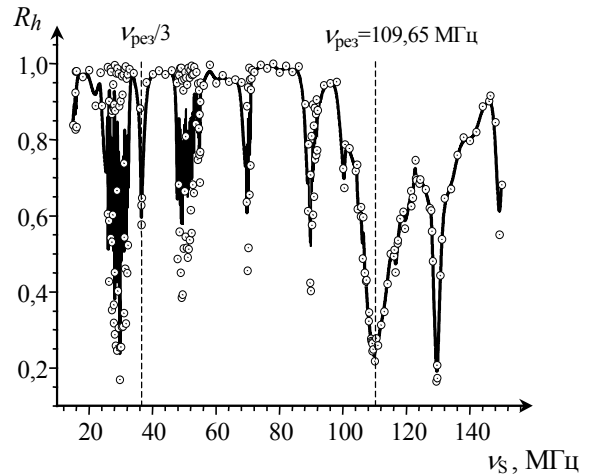


Рис.1. Частотні залежності $R_h(\nu_S) = I_S/I_0$ для $U_{const} = 1 \text{ В}$. Симетричне відбивання (220) у геометрії Лауе, AgK_{α} -випромінювання.

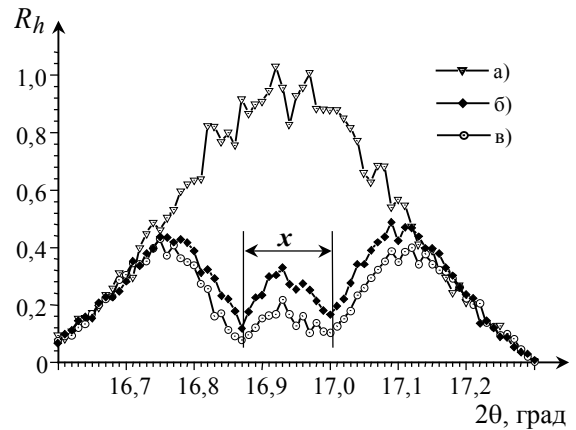


Рис.2. Профілі просторового розподілення інтенсивності дифрагованого рентгенівського променя $R_h(\theta)$ у геометрії Лауе. Симетричне (220) відбивання, AgK_{α} -випромінювання: $\nu_S = 0$ (а), $\nu_S = 36,55 \text{ МГц}$, $U = 2,5 \text{ В}$ (б), $\nu_S = 109,65 \text{ МГц}$, $U = 0,3 \text{ В}$ (в).

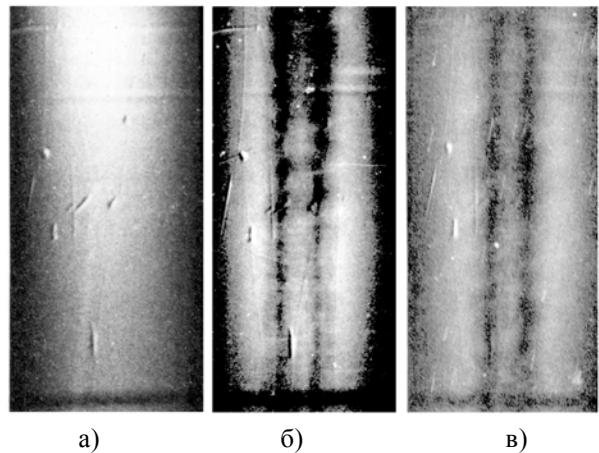


Рис.3. Топограми кристалу Si у геометрії Лауе. Симетричне (220) відбивання, AgK_{α} -випромінювання: $\nu_S = 0$ (а), $\nu_S = 36,55 \text{ МГц}$, $U = 2,5 \text{ В}$ (б), $\nu_S = 109,65 \text{ МГц}$, $U = 0,3 \text{ В}$ (в).

неному генераторі, I_0 – при вимкненому). Провали залежності $R_H(v_S)$ відповідають різним частотам механічного резонансу, що попали у смугу непарних гармонік перетворювача з врахуванням ширини смуги збудження навантаженого перетворювача (частота основної гармоніки дорівнювала 9,7 МГц). Найбільш протяжний мінімум знаходиться в області РАР. Відмітимо, що навіть при зменшенні на порядок напруги, яка подається на п'єзоперетворювач, цей мінімум, на відміну від інших, зберігається.

Для дослідження тонкої структури рентгеноакустичної взаємодії, яка характерна для кратних частот УЗК $v_S = V_S / \lambda_S$ ($\lambda_S^{\text{кратна}} = 3 \cdot \lambda_S^{\text{рез}}$, $V_S = 5060$ м/с швидкість розповсюдження звуку у кристалі у напрямку [111]), були отримані профілі розподілу інтенсивності дифрагованого рентгеновського променя $R_H(2\theta)$ (рис.2) та проведені топографічні дослідження (рис.3).

На рис.2-3 спостерігається співпадання тонкої структури просторових розподілів інтенсивності для досліджуваних кратних частот $v_S^{\text{кратна}} = v_S^{\text{рез}} / 3$. Тобто для цих частот акустичної хвилі пригнічення ефекту Бормана носить резонансний характер.

З цього можна зробити висновок про співпадання форм дисперсійної поверхні поблизу границі зони Брілюєна для довгохвильового і резонансного випадків.

В той же час, чутливість амплітудних залежностей інтегральної інтенсивності $I(U)$ до ультразвукових деформацій є вищою для випадку близького до рентгеноакустичного резонансу, ніж для кратного (рис.4). Для інших частот, які не кратні резонансній, при яких на залежності $R_H(v_S)$ виникають широкі мінімуми рис.1, тонкої структури резонансної взаємодії не спостерігається. Це пояснюється тим, що у довгохвильовій області УЗК створюється надгратка з періодом кратним до надгратки при резонансній частоті УЗК, що обумовлює появу тонкої структури рентгеноакустичної взаємодії. Отже, це виключно динамічний ефект фазової взаємодії при набіганні її різниці на n -разів більшому шляху ніж у резонансному випадку. При цьому ширина механічних резонансів у довгохвильовій області значно менша (майже у 2 рази) ніж у резонансній. Це може бути використано для більш точного визначення частоти стоячої хвилі у кристалі. Даний ефект дозволяє більш точно визначити

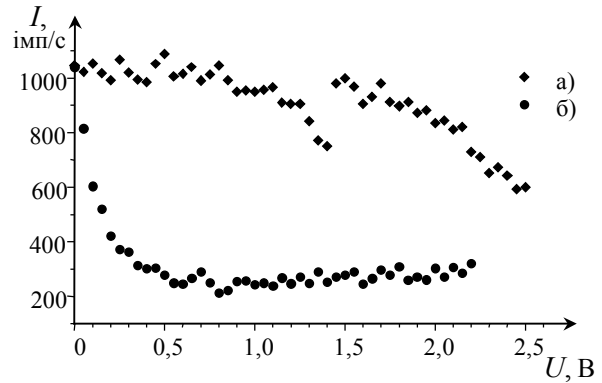


Рис.4. Амплітудні залежності $I(U)$ для $v_S = \text{const}$: $v_S = 36,55$ МГц (а), $v_S = 109,65$ МГц (б) (напруга U , що подається на п'єзоперетворювач прямо пропорційна W).

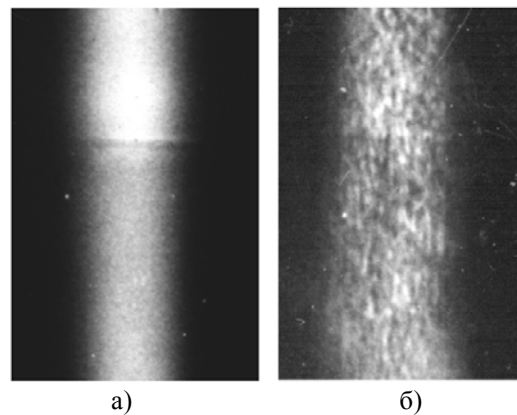


Рис.5. Топограми кристалу Si у геометрії Лауе. Симетричне (220) відбивання, MoK_α -випромінювання, колімуєча щілина 50 мкм: $v_S = 0$ (а), $v_S = 125$ МГц, $U = 2$ В (б).

екстинкційну довжину Λ_S у кристалі (рис.2), фактор Дебая-Валера e^{-L} , атомний фактор розсіяння, а також розділити довгоперіодичні деформаційні спотворення у кристалі від короткоперіодичних [3]:

$$\Lambda_S = \frac{V_S}{v_S \sqrt{1 - (x/2T \sin \theta)^2}},$$

$$\Lambda_S = \Lambda_0 e^L,$$

де T – товщина кристалу, V_S – швидкість розповсюдження звуку у кристалі, x – відстань між провалами на кривій розподілу інтенсивності у дифрагованому промені, θ – кут Брега, Λ_0 – екстинкційна довжина досконалого кристалу.

Ще одним практичним результатом використання довгохвильової області УЗК є можливість розділення когерентної та дифузної складової у дифрагованому промені. Це досягається шляхом збудження у кристалах слабких довгохвильових УЗК з частотами кратними РАР для селек-

тивного пригнічення когерентної складової. При цьому, довжиною стоячої хвилі можна управляти, як зондом. Це створює можливість досліджувати спотворення кристалічної структури різної протяжності, які утворюють деформаційні поля невеликої потужності. Прикладом цього є топограми зображені на рис.5.

Висновки.

1. Ефект резонансного пригнічення аномального проходження рентгенівських променів спостерігається у довгохвильовій області УЗК для частот кратних до резонансних.

2. Довгохвильова область УЗК є більш чутливою до слабких спотворень кристалу, ніж резонансна і короткохвильова.

3. Ефект резонансного пригнічення аномального проходження рентгенівських променів у довгохвильовій області УЗК дозволяє збільшити точність визначення параметрів структурної досконалості кристалів і надає можливість виділення дифузної складової у дифрагованому промені, що містить повну інформацію про структурну недосконалість кристалічної ґратки.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Энтин И.Р.* Взаимодействие рентгеновских лучей с акустическими фонами как многоволновая дифракция // Пленарные доклады Всесоюзного совещания "Проблемы рентгеновской диагностики несовершенства кристаллов". – Ереван: изд.ЕрГУ, 1985. - С. 207-221.
2. *Энтин И.Р.* Эффект резонансного подавления ультразвуком аномального прохождения рентгеновских лучей // Письма в ЖЭТФ. - 1977. - **26**, №5. - С.392-395.
3. *Хрупа В.И., Энтин И.Р., Даценко Л.И.* Влияние структурных дефектов на рентгеноакустический резонанс в кристаллах кремния // УФЖ. – 1990. - **35**, №9. - С.1379-1381.
4. *Smirnova I.A., Entin I.R.* Extinction length variation in a distorted crystal // Phys. Stat. Sol. (B). - 1988. - **147**, No.2. - P.459-469.
5. *Le Roux S.D., Collela R., Bray R.* X-ray diffraction studies of acoustoelectrically amplified phonon beams // Phys.Rev.Lett. - 1975. - **35**, No.4. - P.230-234.
6. *Chapman L.D., Collela R., Bray R.* X-ray diffraction studies of acoustoelectrically amplified phonons // Phys.Rev.B. - 1983. - **27**, No.4. - P.2264-2277.
7. *Хрупа В.И., Кисловский Е.Н., Даценко Л.И.* Рассеяние рентгеновских лучей тонкими упруго деформированными кристаллами, содержащими дислокационные петли // Металлофизика. - 1980. - **2**, №4. - С.55-59.
8. *Даценко Л.И., Молодкин В.Б., Осинковский М.Е.* Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами. - Киев: Наук. думка, 1988.
9. *Раранский Н.Д., Фодчук И.М., Гимчинский А.Г., Хрупа В.И., Маслюк В.Т., Мармус П.Е.* Рентгеноакустические исследования кристаллов Si, облученных высокоэнергетическими электронами // Металлофизика и новейшие технологии. – 1997. - **19**, № 12. - С.20-24.