

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ С КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

PACS numbers: 07.85.-m, 41.50.+h, 61.05.C-, 61.72.Ff, 68.55.J-, 68.55.Ln, 81.05.Dz

Прикладные возможности рентгеновской топографии кристаллов в косоасимметричной схеме дифракции на отражение

И. М. Фодчук, Р. А. Заплитный, Ю. Т. Роман, В. Б. Молодкин*,
Т. П. Владимирова*, З. Святтек**

*Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича,
ул. Коцюбинского, 2,
58012 Черновцы, Украина*

**Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Академика Вернадского, 36,
03142 Киев, Украина*

***Институт металлургии и материаловедения, Польская академия наук,
ул. Реймонта, 25,
30-059 Краков, Польша*

Показаны прикладные возможности использования модифицированного топографического метода Берга–Баррета в косоасимметричной схеме дифракции рентгеновских лучей на отражение при исследовании морфологии и структурных изменений вблизи поверхности кристаллов. Контролируемое изменение экстинкционной глубины проникновения рентгеновских лучей открывает новые возможности исследования структурных изменений в полупроводниковых материалах после различных внешних воздействий.

Corresponding author: Igor Mykhaylovych Fodchuk
E-mail: ifodchuk@ukr.net

*Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University,
2 Kotsyubynsky Str., UA-58012 Chernivtsi, Ukraine*

**G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

***Institute of Metallurgy and Materials Science, Polish Academy of Science,
25 Reymonta Str., 30-059 Krakow, Poland*

Citation: I. M. Fodchuk, R. A. Zaplitnyy, Yu. T. Roman, V. B. Molodkin,
T. P. Vladimirova, and Z. Świątek, Applied Capabilities of X-Ray Topography of
Crystals in the Skew-Asymmetric Bragg Diffraction, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*,
40, No. 5: 561–583 (2018) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.40.05.0561.

Ключевые слова: рентгеновская дифракция, рентгеновская топография, структурная диагностика, метод Берга–Баррета.

Показано прикладні можливості використання модифікованої топографічної методи Берга–Баррета в косоасиметричній схемі дифракції Рентгенових променів на відбивання при дослідженні морфології та структурних змін поблизу поверхні кристалів. Контрольована зміна екстинкційної глибини проникнення Рентгенових променів відкриває нові можливості дослідження структурних змін у напівпровідникових матеріалах після різних зовнішніх впливів.

Ключові слова: рентгенівська дифракція, рентгенівська топографія, структурна діагностика, метода Берга–Баррета.

The applied capabilities of use of modified Berg–Barrett topographic method in the skew-asymmetric x-ray Bragg diffraction setup for the study of morphology and structural changes near crystal surface are shown. A controlled change in the extinction depth of x-ray penetration opens up new possibilities for investigation of structural changes in semiconductor materials after various external influences.

Key words: x-ray diffraction, x-ray topography, structural diagnostics, Berg–Barrett method.

(Получено 3 марта 2018 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Основы рентгеновской дифракционной топографии впервые были сформулированы Бергом [1] и дополнены в работах Баррета и Рамачандран [2, 3]. Это создало предпосылки появления множества рентгенооптических схем, реализованных в разнообразных методах рентгеновской топографии и дифрактометрии [4–48]. При этом и на данное время является актуальным совершенствование известных методов дифрактометрии и топографии исследования структуры материалов и создание новых. В последние годы эти методы заметно изменились, вобрав в себя достижения в развитии динамической теории дифракции рентгеновских лучей кристаллами с дефектами и компьютерного моделирования [7, 9, 14, 15, 17, 19, 32, 48]. Достаточно эффективной при исследовании различных гетероструктур и многослойных систем является высокоразрешающая секционная и проекционная двухкристальная топография [5–10, 15, 17–19]. С её помощью детально изучены особенности и механизмы формирования дифракционного контраста плоских и линейных дефектов на поверхности и в объёме кристаллов.

Высокоэффективной при исследовании материалов является синхротронная топография в белом излучении [6, 20–25]. Относительно простая в реализации экспериментальная схема легко мо-

жет адаптироваться для исследований в реальном времени динамических воздействий на материалы в режиме *in-situ* контроля. Такая схема топографии, вследствие анализа множества отражений позволяет получать карты полных дальнедействующих упругих деформаций различных дефектов. При этом двухкристальная схема топографии при использовании нескольких отражений позволяет определять дилатации и угловые разориентации [20]. В то же время, прямым методом построения карт разориентаций и дилатаций предусмотрена установка после исследуемого образца кристалла-анализатора [21]. Последовательное перемещение анализатора даёт возможность построить полные карты дилатации методом многократных экспозиций.

Для характеристики трёхмерной структуры дефектов в искусственных кристаллах алмаза достаточно эффективным является комбинация дифракционной топографии и микротомографии [22]. Интересным также является применение метода кривых качания для исследования ротационных и дилатационных составляющих решётки монокристаллов кремния на основе анализа распределений интегральной интенсивности, полуширины кривой отражения и пиковой интенсивности от углового отклонения от угла Брэгга [23].

В то же время различные модификации топографического метода Берга–Баррета и ныне эффективно используются для оценки качества структуры полупроводниковых материалов [5, 8, 11, 12, 19, 24–26, 33–47].

В данной работе на нескольких примерах показано, что использование модифицированного метода Берга–Баррета в косоасимметричной схеме дифракции открывает новые возможности в исследовании морфологии поверхности полупроводниковых материалов, а также структурных изменений после ионной имплантации и ионного травления [19, 32–47].

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

На сегодня существует большое количество различных рентгеновских методик, позволяющих исследовать тонкие приповерхностные слои толщиной порядка 0,1 мкм [4, 8, 11, 23–22]. При этом высокоэффективным является использование асимметричных отражений с последующим вращением образца вокруг вектора дифракции [24]. Но не менее эффективной является схема дифракции, для которой угловая разориентация ψ между отражающей и входной плоскостями несколько превышает значение угла Брэгга θ [33, 34]:

$$\psi \geq \theta. \quad (1)$$

Такое положение кристалла, когда нормаль \mathbf{n} к входной поверх-

ности и вектор дифракции \mathbf{h} лежат в плоскости дифракции, характерно при реализации условий крайне асимметричной схемы дифракции на прохождение по Лауэ. При повороте кристалла вокруг \mathbf{h} на некоторый угол φ (рис. 1) появляется возможность реализации дифракции на отражение (дифракции Брэгга). В этом случае \mathbf{n} уже не лежит в плоскости дифракции и в процессе поворота вокруг \mathbf{h} описывает конус с реализацией различных вариантов падения луча на входную поверхность кристалла (рис. 1, 2). В ряде работ отмечается [34–38], что такой метод топографии открывает новые возможности для послойной визуализации структурных изменений в приповерхностных слоях кристалла и может быть также использован в двухкристальной схеме для определения значений деформаций в приповерхностных слоях [39–45].

Углы падения γ_0 на входную поверхность и отражения γ_h рентгеновских лучей определяются как функции угла азимутального сканирования φ [33, 47]. Отсчёт угла φ проводится от возможного случая асимметричной дифракции, то есть когда все векторы \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_h , \mathbf{n} и \mathbf{h} лежат в плоскости дифракции (рис. 2):

$$\gamma_0 = \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{n}}{|\mathbf{k}_0|}, \gamma_h = \frac{\mathbf{k}_h \mathbf{n}}{|\mathbf{k}_h|}, |\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_h| = \frac{1}{\lambda}, \quad (2)$$

где λ — длина рентгеновской волны.

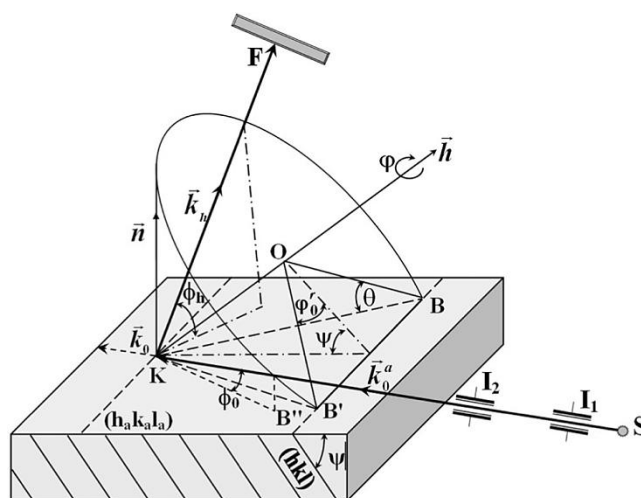


Рис. 1. Экспериментальная схема косоасимметричной геометрии топографии: S — источник рентгеновских лучей, I_1 и I_2 — щели, коллимирующие лучи, F — фотоплёнка, K — кристалл.

Fig. 1. Experimental scheme of skew-asymmetric geometry of topography with X-ray source S, collimation slits I_1 and I_2 , photographic film F and crystal K.

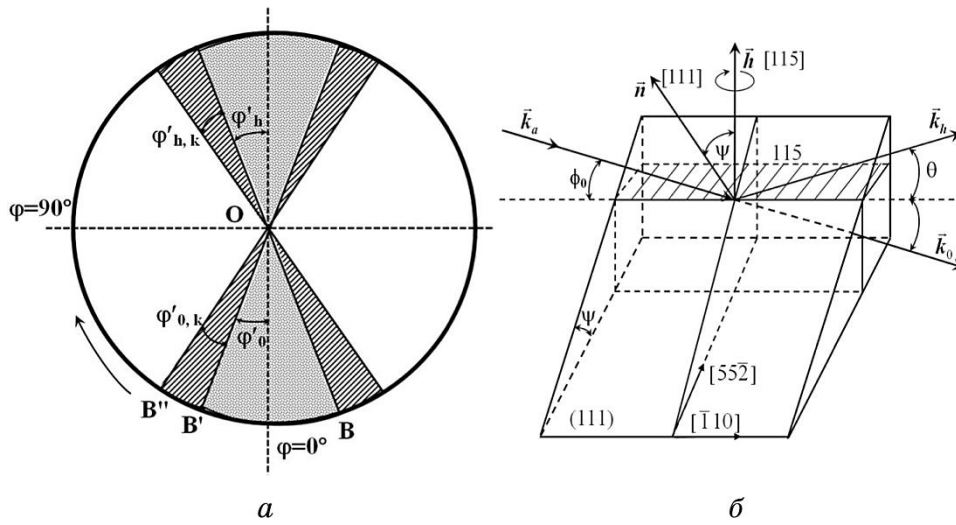


Рис. 2. Диаграмма перехода от дифракции Лауэ к дифракции Брэгга при повороте на угол φ (рис. 1) кристалла вокруг \mathbf{h} при: $\varphi \geq \varphi'_0$, $\gamma_0 \geq 0$, $\varphi'_0 \leq \varphi \leq \varphi'_{0,k}$ — область полного внешнего отражения падающей волны \mathbf{k}_0^a от входной поверхности и дифракция от плоскостей hkl (а), кососимметричный случай дифракции $\varphi = 90^\circ$, $\gamma_0 = |\gamma_h|$ на примере CdTe (111) — входная и (115) — дифракции плоскости для $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ (б).

Fig. 2. Diagram of transition from Laue to Bragg diffraction when the crystal is rotated on angle φ (Fig. 1) around \mathbf{h} with: $\varphi \geq \varphi'_0$, $\gamma_0 \geq 0$, $\varphi'_0 \leq \varphi \leq \varphi'_{0,k}$ — region of total external reflection of incident wave \mathbf{k}_0^a the input surface and diffraction from hkl planes (a), skew-symmetric diffraction case $\varphi = 90^\circ$, $\gamma_0 = |\gamma_h|$ shown on CdTe with (111) input and (115) diffraction planes, radiation $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ (b).

В этом случае углы падения γ_0 и выхода γ_h рентгеновских лучей определяются как функции углов θ, ψ, φ :

$$\gamma_0 = \sin \phi_0 = \sin \theta \cos \psi - \cos \theta \sin \psi \cos \varphi, \tag{3a}$$

$$\gamma_h = \sin \phi_h = -(\sin \theta \cos \psi + \cos \theta \sin \psi \cos \varphi). \tag{3б}$$

Из соотношения (3a) при $\phi_0 \rightarrow 0$ определяется предельный угол азимутального сканирования $\phi \rightarrow \phi'_0$ (рис. 2, а), при котором происходит переход от дифракции Лауэ к дифракции Брэгга:

$$\cos \phi'_0 = \text{tg} \theta_B \text{ctg} \psi. \tag{4}$$

При $\varphi = 0$ реализуется случай асимметричной Лауэ дифракции

$$\gamma_0 = \sin \phi_0 = \sin \theta \cos \psi - \cos \theta \sin \psi = \sin(\theta - \psi) = \cos(\pi / 2 - \psi + \theta), \tag{5a}$$

$$\begin{aligned}\gamma_h &= \sin \phi_h = -\sin \theta \cos \psi - \cos \theta \sin \psi = \\ &= -\sin(\theta + \psi) = \cos(\pi / 2 + \psi + \theta).\end{aligned}\quad (5б)$$

Из соотношения (2) не сложно определить, что переход от дифракции Лауэ к дифракции Брэгга ($\gamma_0 \geq 0$) будет происходить при азимутальных углах, больших ϕ'_0 (рис. 2):

$$\phi'_0 \geq \operatorname{tg} \theta \operatorname{ctg} \psi. \quad (6)$$

При $\varphi = 90^\circ$ — случай кососимметричной брэгг-дифракции

$$\gamma_0 = \sin \phi_0 = \sin \theta \cos \psi. \quad (7)$$

При этом в области углов от ϕ'_0 до $\phi'_{0,k}$, кроме дифрагированного луча, возможно, ещё, и наличие отражённой волны вследствие эффекта полного внешнего отражения [28, 29].

Среди возможных плоскостей дифракции (hkl) для предлагаемой геометрии дифракции предпочтение следует отдавать тем, для которых разница между значениями углов θ и ψ является незначительной. Для стандартных рентгеновских установок это условие определяется набором длин волн рентгеновского характеристического излучения и выбором соответствующих плоскостей отражения (табл. 1).

Область изменения азимутального угла φ для углов $\gamma_0 \approx \phi_0$ ($\varphi \rightarrow \varphi_{0,k}$) составляет несколько градусов (рис. 2, а). Это позволяет с помощью простых технических средств плавно и точно изменять углы падения $\gamma_0 \approx \phi_0$ на поверхность образца.

Наибольший интерес для топографии представляют углы γ_0 вблизи угла полного внешнего отражения $\gamma_0 \approx \phi_0 \rightarrow \phi_{0,k}$ ($\varphi \rightarrow \varphi'_{0,k}$), т.е. когда падающий пучок почти скользит по поверхности (рис. 1, рис. 2, а). Тогда, во-первых, расширение волнового фронта дифрагированной волны по сравнению с фронтом падающей волны ($b = |\gamma_h| / \gamma_0$) позволяет получать топограммы от тонких приповерхностных слоёв монокристалла сравнительно большой площади [33, 46].

Во-вторых, уменьшение γ_0 приводит к уменьшению глубины проникновения рентгеновских лучей в приповерхностные слои кристалла, которую определяет экстинкционная длина [27, 30]

$$L_{\text{ext}} = [\lambda / (C |\chi_{hkl}|)] \sqrt{\gamma_0 |\gamma_h|}, \quad (8)$$

где χ_{hkl} — фурье-компоненты поляризуемости кристалла, которые рассчитывались по алгоритму, предложенному в [31], $C = \cos 2\theta$ или 1 для поляризации в плоскости рассеяния (π -поляризация) и перпендикулярной к ней (σ -поляризация) соответственно. Для неполяризованной волны $C = [1 + \cos(2\theta)]/2$.

ТАБЛИЦА 1. Длины волн и отражающие плоскости (hkl) для косоасимметричной схемы дифракции для ряда кристаллов.

TABLE 1. The wavelengths and reflecting planes (hkl) for the skew-symmetric diffraction scheme for several crystals.

№	Материал	$(h_a k_a l_a)$	(hkl)	$\lambda, \text{Å}$	$\theta,$ град	$\theta - \psi,$ град	$\varphi'_{0,k},$ град	$L_{\text{ext}},$ мкм ($\varphi = 90^\circ$)	φ ($L_{\text{ext}} \cong 0,1 \text{ мкм}$)
1	Si	(100)	(331)	1,7889 CoK $_{\alpha 1}$	45,88	-0,62	11,93	13,11	11,95
		(111)	(311)	1,5405 CuK $_{\alpha 1}$	28,06	-1,41	19,55	10,69	19,56
2	Ge	(111)	(220)	2,2896 CrK $_{\alpha 1}$	34,91	-0,35	8,5	2,34	8,85
		(111)	(113)	1,6578 NiK $_{\alpha 1}$	29,07	-0,42	10,08	4,42	10,2
3	GaAs	(111)	(311)	1,6578 NiK $_{\alpha 1}$	29,10	-0,50	10,31	2,91	10,52
4	CdTe	(111)	(511)	1,5405 CuK $_{\alpha 1}$	38,14	-0,80	13,75	6,74	13,78
5	InSb	(111)	(511)	1,5405 CuK $_{\alpha 1}$	38,20	-0,74	13,59	6,21	13,63
6	CdHgTe	(111)	(511)	1,5405 CuK $_{\alpha 1}$	38,27	-0,67	14,32	5,82	14,36

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Эффективность данного метода, кроме причин, зависящих от геометрии и особенностей рассеяния рентгеновских лучей кристаллами, определяется ещё и условиями эксперимента, например: спектральным составом излучения, размерами и формой источника S, расстояниями до кристалла SK и от кристалла до фотоплёнки KF, разрешающей способностью фотоматериала.

В нашем случае использована стандартная установка рентгеновской топографии (УРТ-1), площадь острофокусного источника $S = 250\text{--}300 \text{ мкм}^2$, $SK = 0,6 \text{ м}$, $KF = 0,01 \text{ м}$, разрешающая способность фотоэмульсии 300 штрихов на 1 мм (фотоплёнка Микрат-300), толщина эмульсии — 25 мкм.

Для уменьшения угловой расходимости пучка в плоскости падения (в горизонтальной плоскости) использованы две системы коллимирующих щелей I_1 и I_2 перед источником и перед кристаллом шириной 2 мм и высотой 10 мм. С учётом всех инструментальных погрешностей конечное пространственное разрешение изображе-

ния в направлении нормальном плоскости падения на фотоматериале составляло 5–7 мкм.

В ряде случаев для получения и анализа кривых качания проводились исследования в двухкристальной бездисперсионной схеме ($m, -n$). В качестве кристаллов монохроматоров использованы Si с асимметричным (220) и InSb с симметричным (333) отражениями.

Угловое разрешение в радиальном направлении $\Delta\theta_p$ при применении характеристического излучения определяется разницей брэгговских углов $\Delta\theta$ и длин волн $\Delta\lambda = \lambda_{\alpha 1} - \lambda_{\alpha 2}$, т.е.

$$\Delta\theta_p = (\Delta\lambda/\lambda)\operatorname{tg}\theta. \quad (9)$$

Отметим, что при малых значениях KF размер изображения на фотоматериале близок к размеру самого кристалла.

В симметричной схеме метода Берга–Баррета на фотопластинке регистрируется картина распределения интенсивности, полученная отражением дублетной K_α -серии линий характеристического излучения точечного источника, которая несёт информацию о структуре приповерхностных слоёв кристалла. Топограммы, полученные от совершенного кристалла, содержат две параллельные прямые светлые полосы, которые соответствуют следам отражения K_α -дублета. Расстояние между серединами отражённых рефлексов определяется из геометрических условий топографии [6]. Если в кристалле имеются нарушения идеальной структуры (малоугловые границы, изгиб атомных плоскостей, двойниковые ламели и др.), то они ведут к искажению или разрыву K_α -линий (образование замкнутых контуров, сдвиг, увеличение количества линий). При этом на топограмме, как правило, содержится информация о структурном совершенстве приповерхностного слоя толщиной $\cong 1\text{--}10$ мкм.

На некоторых примерах будет показано (рис. 3–8), что предлагаемая геометрия топографии на отражение даёт возможность селективно визуализировать с достаточно малым шагом (0,05–0,1 мкм) структурные изменения в приповерхностных слоях кристаллических соединений после различных внешних воздействий.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Возможности рентгеновской топографии по регистрации дефектов кристаллической решётки связаны с условно различными типами контраста: адсорбционным, ориентационным и экстинкционным, которые в ряде случаев можно отделить друг от друга [7, 15].

Адсорбционный контраст возникает благодаря различиям в коэффициентах поглощения различных участков образца.

Ориентационный контраст определяется степенью соответствия локальной ориентировки образца условиям, при которых в задан-

ном спектральном интервале часть падающего на образец излучения может отразиться в соответствии с законом Брэгга. Изменение отражённой интенсивности от одной точки образца к другой характеризует величину разориентаций кристаллической решётки.

Вследствие различной отражающей способности совершенных и несовершенных частей кристалла различные дефекты будут отличаться по контрасту и иметь характерные отображения. Увеличивать интегральный коэффициент отражения рентгеновского излучения будут только те дефекты, для которых неоднородность деформации приводит к изменениям условий отражения больше полуширины W кривой отражения. В этом случае деформированная область рассеивает, как и область, которая состоит из независимо малых объёмов. Величина деформации Δu , необходимая для реализации этого явления может быть оценена из соотношения [6, 7, 14]:

$$\Delta u \geq W / L_{\text{ext}} \sim |F_h|^2, \quad (10)$$

где F_h — структурная амплитуда. Соотношение (10) определяет протяжённость области кинематического рассеяния, то есть прямого изображения дефекта.

Если же перпендикулярная к системе отражающих плоскостей составляющая градиента деформации такова, что изменения условий отражения меньше полуширины кривой качания, то экстинкционные эффекты не исчезают и рентгеновское поле успевает приспособиться к изменившимся условиям отражения [16]. На фотоплёнке будет наблюдаться область переходного контраста между контрастами, полученными как от совершенной области, так и сильно искажённой. При этом кинематическое изображение будет дополняться динамическим. Повышение чувствительности топографии к дефектам при ориентационном контрасте может быть достигнуто путём улучшения коллимации пучка характеристического рентгеновского излучения или его монохроматизацией [6, 7].

Механизм формирования экстинкционного контраста связан с различной степенью ослабления из-за изменения характера взаимодействия друг с другом падающей и отражённой волн в совершенной и деформированной частях кристалла [7, 16, 18]. При этом область с градиентом деформации можно рассматривать как совокупность элементов мозаики, т.е. как мозаичный кристалл, в котором динамическое взаимодействие волн ослаблено, и интенсивность волны, отражённой этой областью, отличается от интенсивности излучения, отражаемого окружающим совершенным кристаллом.

Отметим, что при топографических исследованиях большое значение имеет уровень поглощения используемого излучения, так как это определяет глубину проникновения рентгеновских лучей и особенности формирования изображения на топограммах (табл. 1).

На рисунках 3–8 приведены конкретные примеры применения косоасимметричной схемы топографии на отражение для различных типов кристаллов и соединений.

4.1. Морфология поверхности кристаллов

На рисунке 3 приведены топограммы кристаллов CdTe, прошедшие стандартную лабораторную химико-механическую обработку по-

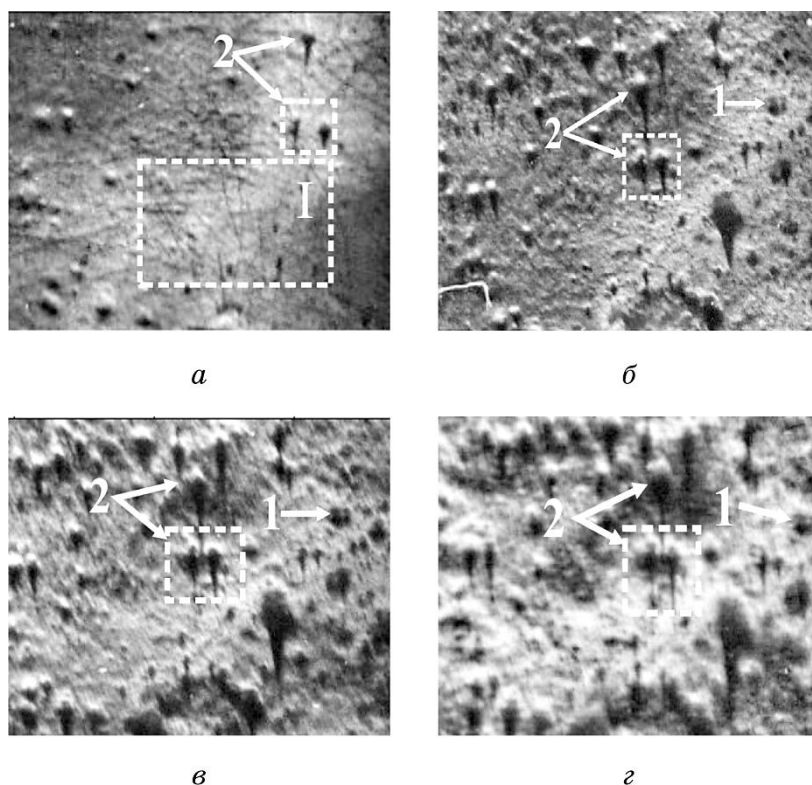


Рис. 3. Топография поверхности (111) CdTe после химико-механической обработки, отражение (511), CuK_α -излучение: $\varphi = 23^\circ 40'$, $\phi_0 = 1^\circ 30'$, $L_{\text{ext}} = 1,89$ мкм (а); $\varphi = 17^\circ 40'$, $\phi_0 = 0^\circ 33'$, $L_{\text{ext}} = 1,26$ мкм (б); $\varphi = 16^\circ 10'$, $\phi_0 = 0^\circ 26'$, $L_{\text{ext}} = 0,88$ мкм (в); $\varphi = 15^\circ 40'$, $\phi_0 = 0^\circ 15'$, $L_{\text{ext}} = 0,63$ мкм (г). Обозначения: 1 — пустоты, 2 — выступы, I — микроцарапины.

Fig. 3. Topographs of CdTe single crystal surface after chemical etching on the depth less, (111) input surface, (511) reflection, radiation CuK_α : $\varphi = 23^\circ 40'$, $\phi_0 = 1^\circ 30'$, $L_{\text{ext}} = 1.89 \mu\text{m}$ (a); $\varphi = 17^\circ 40'$, $\phi_0 = 0^\circ 33'$, $L_{\text{ext}} = 1.26 \mu\text{m}$ (б); $\varphi = 16^\circ 10'$, $\phi_0 = 0^\circ 26'$, $L_{\text{ext}} = 0.88 \mu\text{m}$ (в); $\varphi = 15^\circ 40'$, $\phi_0 = 0^\circ 15'$, $L_{\text{ext}} = 0.63 \mu\text{m}$ (г). Marks: 1—cavities, 2—projections, I—microscratches.

верхности. Обнаружен так называемый «алмазный фон» — система микроцарапин поверхности, которая возникла в процессе механической полировки поверхности на алмазных пастах (диаметр фракций алмазного порошка $\cong 1$ мкм). Его глубина залегания под поверхностью порядка 0,3 мкм. Этот повреждённый слой не исчезал в процессе химической полировки на значительные толщины (100–150 мкм) и является, наверное, реакцией поверхности (памятью) на весьма незначительные механические воздействия. При этом, морфология поверхности на топограммах существенно отличается. При уменьшении угла падения луча на поверхность образца происходит своего рода рентгенооптическое увеличение разрешения топограмм (почти на порядок) вследствие уменьшения глубины проникновения рентгеновских лучей и более сильного влияния приповерхностных структурных дефектов на формирование дифракционной картины [33, 34, 47]. Это проявляется в появлении более мелких включений и неглубоких неоднородностей, а также значительном подъёме «высотных» включений (выступы, обозначенные цифрой 2 на рис. 3) второй фазы над поверхностью. Более чётко наблюдается гексагональная форма пустот (обозначены цифрой 1), окаймлённые светлым ореолом — повышенным контрастом. Если на рис. 3, *a* ещё хорошо видны механические повреждения — микроцарапины (область I на рис. 3), то на рис. 3, *б*, *в* — на их изображение уже накладывается картина от более тонких слоёв, отображающая высокие плотности мелких приповерхностных структурных искажений.

Для выступов над поверхностью, вследствие адсорбционного контраста (поглощения) дифрагированных X-лучей, характерно теневое кометообразное изображение. Длина тени l для отдельных выступов на поверхности может быть связана с их высотой s и углом ϕ_0 соотношением [34]:

$$s = l \operatorname{tg} \phi_0 \approx l \phi_0. \quad (11)$$

По значению l можно оценить высотные и шаговые параметры рельефа поверхности. В нашем случае диапазон высот выступов охватывает границы от 0,1 до 12 мкм. При этом, минимальные размеры выступов зависят от разрешения фотоматериала или CCD камеры. Например, если длина тени $l = 1$ мм, то в области углов полного внешнего отражения $\phi_{0,k} \cong 15'$ (угл. минут) $s \cong 0,29$ мкм.

На рисунке 4 представлена серия топограмм, полученных от различных по толщине поверхностных слоёв кристалла Ge. Кроме механических повреждений поверхности в виде отдельных продольных, различной глубины микроцарапин (область I) наблюдаются отдельные выступы (высотой до 1 мкм, обозначенные цифрой 2 на рис. 4) и впадины (обозначенные цифрой 1 на рис. 4), недифрагирующие рентгеновские лучи. Как правило, такие изображения

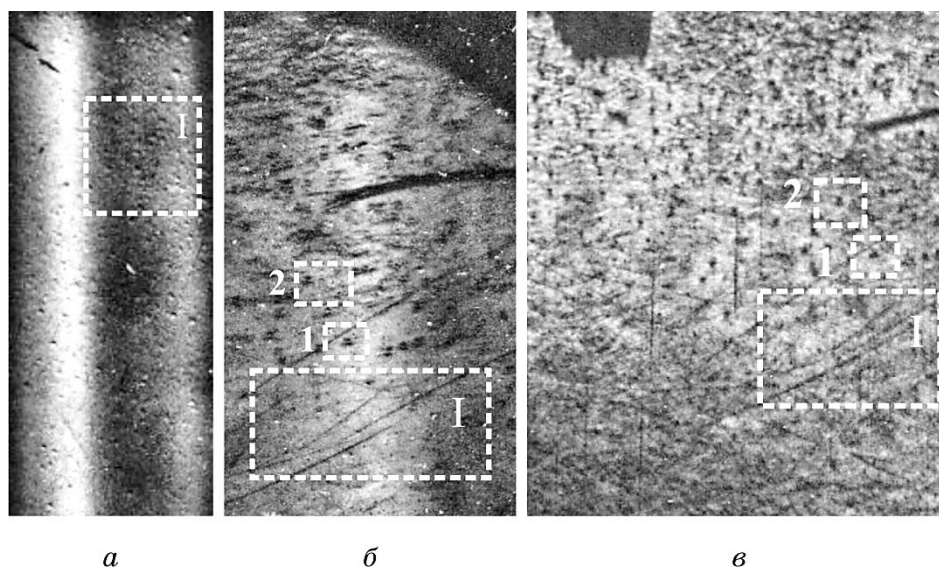


Рис. 4. Ge (100), отражение (220), CrK_α -излучение: $\phi_0 = 30^\circ$, $L_{\text{ext}} = 2,2$ мкм (а); $\phi_0 = 3^\circ$, $L_{\text{ext}} = 0,63$ мкм (б); $\phi_0 = 1^\circ$, $L_{\text{ext}} = 0,31$ мкм (в). Обозначения: 1 — пустоты, 2 — выступы, I — микроцарапины.

Fig. 4. Ge (100) input surface, (220) reflection, radiation CrK_α : $\phi_0 = 30^\circ$, $L_{\text{ext}} = 2.2$ μm (a); $\phi_0 = 3^\circ$, $L_{\text{ext}} = 0.63$ μm (б); $\phi_0 = 1^\circ$, $L_{\text{ext}} = 0.31$ μm (в). Marks: 1—cavities, 2—projections, I—microscratches.

формируют микродефекты или включения второй фазы.

Такое повышение чувствительности и информативности даже однокристалльной топографии на отражение, обусловлено, по-видимому, тем, что при уменьшении глубины проникновения рентгеновских лучей увеличивается вклад в дифракционную картину большего числа компонент тензоров упругой дисторсии и релаксационного поля деформаций вблизи поверхности от структурных и механических дефектов [32]. Важно, что из анализа серии рентгеновских топограмм от одного или эквивалентных отражений повышается эффективность рентгеновской топографии при количественной характеристике структурных неоднородностей в приповерхностных слоях кристаллов.

4.2. Морфология роста эпитаксиальных систем

В настоящее время начальные стадии роста эпитаксиальных систем достаточно подробно диагностируются разными методами (рентгеновской дифракции, дифракции медленных и быстрых электронов, электронно-растровой и атомно-силовой микроскопии и т.д.). Как

правило, морфологическая неоднородность проявляется в результате неодинаковых скоростей образования зародышей, характера или скорости прохождения коалесценции на различных участках поверхности подложки, неоднородности рельефа поверхности и т.п. Иные механизмы роста обуславливают и свои особенности морфологических фазовых ориентационных, структурных и субструктурных преобразований, которые происходят при формировании плёнки. Экспрессная диагностика этих изменений может существенно влиять на улучшение технологии получения такого рода эпитаксиальных систем с заранее заданными свойствами [34, 46].

На рисунке 5 приведены топограммы гомоэпитаксиальных систем InSb/InSb, полученных на нелегированных подложках методом жидкостно-фазовой эпитаксии в горизонтальном варианте. В большинстве случаев морфология поверхности была далеко не идеальной и имела довольно сложный рельеф.

Параметры рельефа поверхности, определённые из топограммы (рис. 5, в, область II): высота ступеней (от 0,5 до 1,5–3 мкм), их

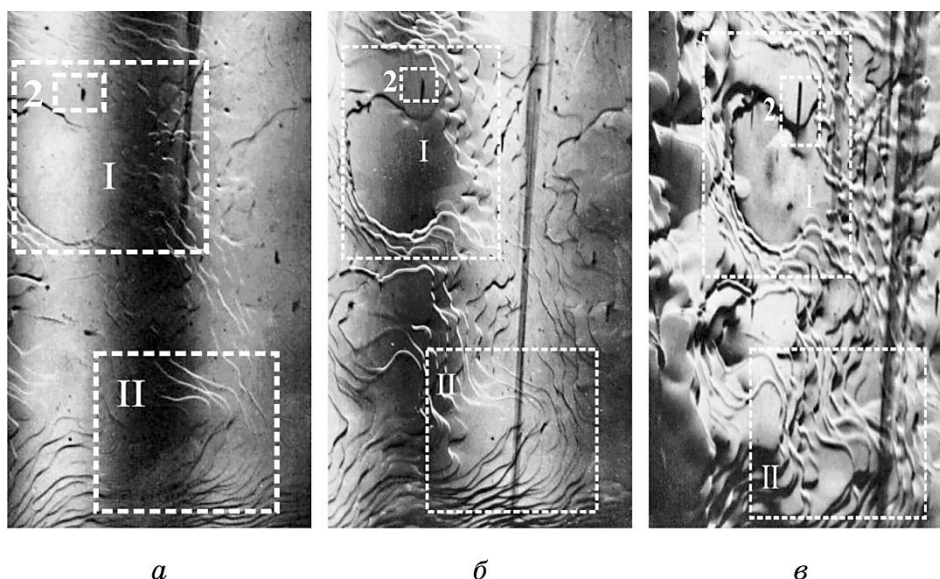


Рис. 5. Неоднородности роста (111) InSb/InSb, отражение (511), CuK_α -излучение: $\phi_0 = 3^\circ$, $L_{\text{ext}} = 2,89$ мкм (а); $\phi_0 = 1^\circ 35'$, $L_{\text{ext}} = 1,25$ мкм (б); $\phi_0 = 0^\circ 41'$, $L_{\text{ext}} = 0,95$ мкм (в). Обозначения: I — однородная область, II — ступеньки, 2 — выступы.

Fig. 5. The relief of growth inhomogeneities of InSb/InSb system, (111) input surface, (220) reflection, radiation CuK_α : $\phi_0 = 3^\circ$, $L_{\text{ext}} = 2.89 \mu\text{m}$ (a); $\phi_0 = 1^\circ 35'$, $L_{\text{ext}} = 1.25 \mu\text{m}$ (б); $\phi_0 = 0^\circ 41'$, $L_{\text{ext}} = 0.95 \mu\text{m}$ (в). Marks: I—homogeneous region, II—steps, 2—projections.

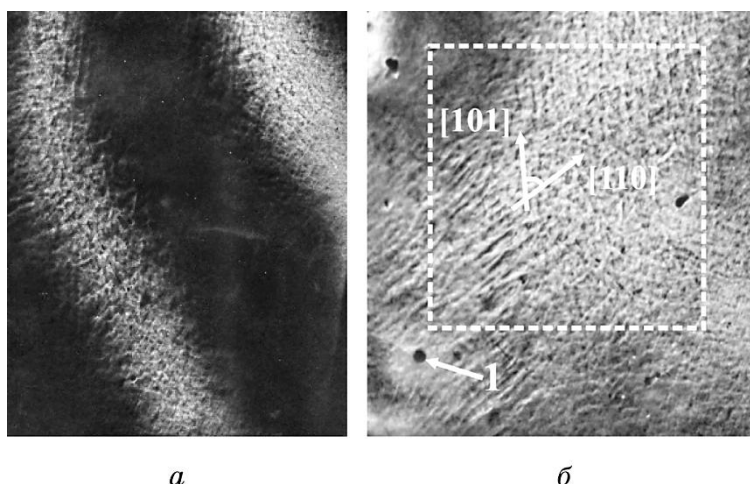


Рис. 6. Морфология поверхности эпитаксиальных слоёв $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ ($x=0,22$), $\times 15$, входная поверхность (111), отражение (511): $\varphi = 23^\circ 40'$, $L_{\text{ext}} = 1,0$ мкм (а); $\varphi = 18^\circ 40'$, $L_{\text{ext}} = 0,3$ мкм (б). Обозначения: 1 — пустоты.

Fig. 6. Morphology of the surface of CdHgTe epitaxial layers grown on CdTe substrates, $\times 15$, (111) input surface, (511) reflection: $\varphi = 23^\circ 40'$, $L_{\text{ext}} = 1.0$ μm (а); $\varphi = 18^\circ 40'$, $L_{\text{ext}} = 0.3$ μm (б). Marks: 1—cavities.

плотность (на 1 мм $\cong 7-10$), расстояние между ними (от 100 мкм до 670 мкм), а также их преимущественная ориентация — $[\bar{1}10]$. Высота отдельных выступов (обозначенные цифрой 2 на рис. 5), как правило, индиевых микровключений — от 0,1 до 24 мкм. При этом отдельные области плёнки (область I) достаточно однородные.

На рисунке 6 на топограммах отображено формирование характерной ячеистой структуры и отдельных локальных неоднородностей на поверхности эпитаксиальных слоёв $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ ($x=0,22$), выращенных на подложках CdTe [36, 37, 43, 44, 47]. Наблюдаемые две системы протяжённых прерывистых линий, ориентация которых совпадает с направлениями $[110]$ и $[101]$, являются, по-видимому, отображением линий двух систем дислокаций несоответствия, возникших в переходном слое плёнка-подложка. На рисунке 6, б, кроме них, проявляются также разного размера локальные, тёмные за контрастом области, имеющих, как правило, гексагональную форму и находящихся на пересечении дислокаций несоответствия (обозначенные цифрой 1 на рис. 6) [49].

4.3. Ионное травление ионами ртути варизонной структуры

В основе метода плазменно-химического травления лежат химиче-

ские реакции между атомами или молекулами материалов и радикалами (ионами) химически активных газов или пара [37, 47]. Этот метод обладает высокой степенью селективности травления материалов, в чем не уступает селективности жидкостно-химического травления. После плазменно-химического травления, как и после ионного травления, не нужны дополнительные операции чистки, промывки и сушки исследуемых образцов.

На рисунке 7 представлены результаты топографических иссле-

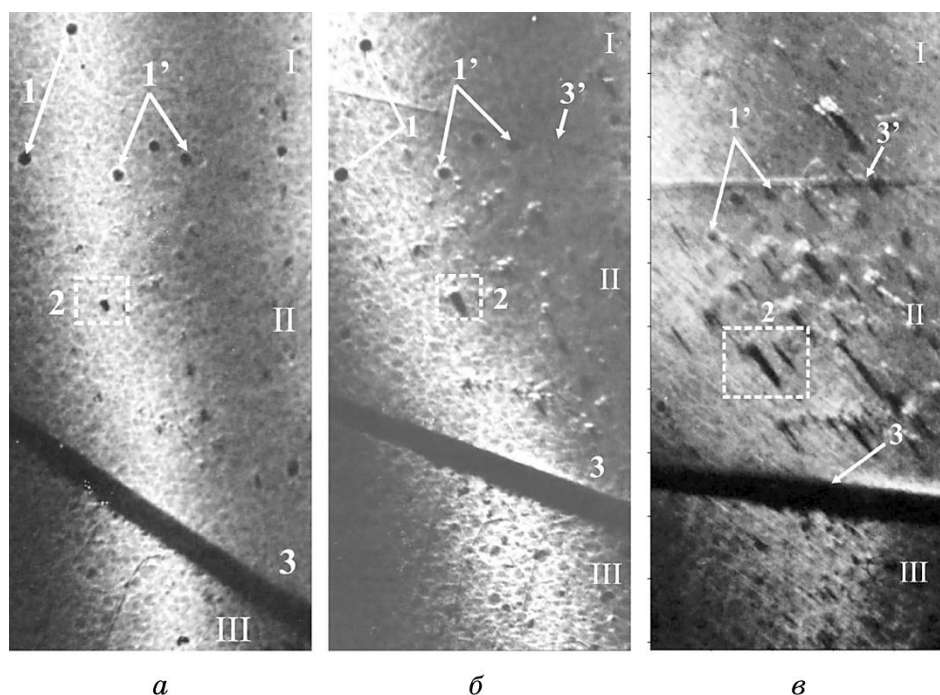


Рис. 7. Ионное травление ионами ртути варизонной структуры $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ ($x=0,19$) в высокочастотном тлеющем ртутном разряде [37, 47]. Ускоряющее напряжение ионов Hg: область 1 — $E = 1200$ В, 2 — 2400 В, 3 — 600 В. Входная поверхность (111), отражение (511), $\text{CuK}_{\alpha_{1,2}}$ -излучение: $L_{\text{ext}} = 3,98$ мкм ($\varphi = 45^\circ$) (а), $L_{\text{ext}} = 2,61$ мкм ($\varphi = 30^\circ$) (б), $L_{\text{ext}} = 1,12$ мкм ($\varphi = 18^\circ$) (в). Обозначения 1 и 1' — характерные пустоты гексагональной формы, 2 — выступы, 3 — границы раздела между областями.

Fig. 7. Ion etching with Hg ions of $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ varislonal structure ($x=0.19$) in high-frequency glowing Hg discharge [37, 47]. Accelerating voltage of Hg ions in different regions: 1— $E = 1200$ V, 2 — 2400 V, 3— 600 V. Input surface (111), (511) reflection, radiation $\text{CuK}_{\alpha_{1,2}}$: $L_{\text{ext}} = 3.98 \mu\text{m}$ ($\varphi = 45^\circ$) (a), $L_{\text{ext}} = 2.61 \mu\text{m}$ ($\varphi = 30^\circ$) (b), $L_{\text{ext}} = 1.12 \mu\text{m}$ ($\varphi = 18^\circ$) (c). Marks: 3—projections above the surface, 1 and 2—characteristic voids of hexagonal shape.

дований влияния ионного травления ионами ртути в высокочастотном тлеющем ртутном разряде на морфологию (111) поверхности структуры $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ [43, 47]. Используются следующие значения ускоряющего напряжения ионов Hg: 1 — $E = 1200$ В, 2 — 2400 В, 3 — 600 В.

Для топографических исследований использованы две системы эквивалентных «косоасимметричных» плоскостей 11 $\bar{5}$ (рис. 7), для которых угловая разориентация между входной и отражающими плоскостями составляет $\theta - \psi = -0,8^\circ$ ($\varphi'_0 = 13,69^\circ$). Согласно соотношению (8) при переходе от косоасимметричной к косоасимметричной схеме (рис. 2) L_{ext} уменьшается в несколько раз (от 6,74 мкм до 1,12 мкм) (рис. 7, в). В этом случае происходит уширение рефлексов (отражений) $\text{CuK}_{\alpha 1}$ и $\text{CuK}_{\alpha 2}$, а также уменьшение значений их максимальных интенсивностей.

Морфология поверхности в облучённых областях существенно отличается. Если в области III ещё наблюдаются механические повреждения — микроцарапины, то в I-й и II-й их уже нет. На топограммах рис. 7, б с уменьшением L_{ext} увеличивается отличие в отражательной способности облучённых областей. На переходных границах между областями рефлекс $\text{CuK}_{\alpha 1}$ и $\text{CuK}_{\alpha 2}$ терпят незначительные смещения и размытия. В области II, где энергия ионов самая большая, ионное травление имеет резко выраженный селективный характер. Это проявляется в значительном подъёме «высотных» включений (выступы, обозначенные цифрой 2 на рис. 3) второй фазы над поверхностью, а также появлению гексагональной формы пустот (обозначенные цифрами 1 и 1'), окаймлённые светлым ореолом — повышенным контрастом. Особенно это хорошо наблюдается на рис. 7, в при $L_{\text{ext}} = 1,12$ мкм. В этой же части кристалла о наличии структурных микроразориентаций между локальными областями свидетельствует изгиб и изменение углового расстояния между рефлексами $\text{CuK}_{\alpha 1}$ и $\text{CuK}_{\alpha 2}$.

Анализ кривых качания (полуширин, максимальных значений и интегральной интенсивности) позволяет оценить возможные средние значения деформаций в слоях с соответствующими длинам экстинкции толщинами [42]. Начиная со значений $L_{\text{ext}} \cong 2,6$ мкм (рис. 7, б) в областях I и II значительно увеличиваются значения полуширин кривых качания W по сравнению с областью III. Соотношение усреднённых по слою значений деформаций между областями составляет 1:2,3:1,5, а при $L_{\text{ext}} = 0,72$ мкм — 1:4:1,8. В целом, это соответствует значениям ускоряющих напряжений для ионов Hg в этих областях. Заметными отличиями в величине деформаций становится при $L_{\text{ext}} \cong 1$ мкм. При $L_{\text{ext}} \cong 0,3$ мкм значение деформации ε в поверхностных слоях областей составляет: в 3-ей $\varepsilon \cong 10^{-3}$ и в 1-ой $\varepsilon \cong 5 \cdot 10^{-4}$. В области II, начиная с толщин $L_{\text{ext}} \leq 1$ мкм приповерхностных слоёв, дифрагированное излучение фиксируется на уровне

фона. Это свидетельствует о сильном разупорядочении структуры поверхностного слоя в этой области. Оценки, показывают, что его толщина порядка 0,2 мкм.

Важно, что из анализа серии рентгеновских топограмм от одного или эквивалентных отражений повышается эффективность рентгеновской топографии при количественной характеристике структурных неоднородностей в приповерхностных слоях кристаллов.

4.4. Ионная имплантация ионов фосфора в кремний

Для практического применения ионной имплантации важно иметь информацию о наборе дефектов и степени аморфизации поверхностного слоя. Для выявления распределения напряжений, возникающих в объеме и в приповерхностных слоях кристаллов после имплантации и последующего отжига можно также эффективно использовать данную схему топографии [38–41, 45, 46].

На рисунке 8 приведены топограммы от кристалла кремния после имплантации ионов фосфора ($E = 180$ кэВ, доза $Q = 10^{15}$ ион/см²) [46]. И в этом случае можно подобрать такие углы φ , при которых

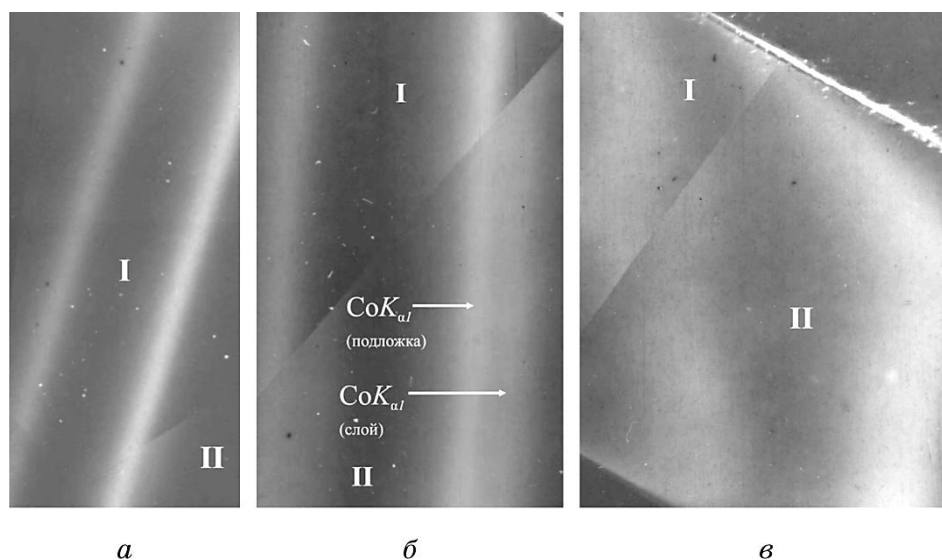


Рис. 8. Si (001), косое (331) отражение, CoK_α -излучение, энергия и доза ионов фосфора $E = 180$ кэВ и $Q = 10^{15}$ ион/см²: $L_{\text{ext}} = 1,25$ мкм (а), $L_{\text{ext}} = 0,94$ мкм (б), $L_{\text{ext}} = 0,65$ мкм (в), $L_{\text{ext}} = 0,44$ мкм (г).

Fig. 8. Si (001) input surface, (331) skew reflection, radiation CoK_α , the energy and dose of P ions are $E = 180$ keV and $Q = 10^{15}$ ion/cm²: $L_{\text{ext}} = 1.25$ μm (a), $L_{\text{ext}} = 0.94$ μm (б), $L_{\text{ext}} = 0.65$ μm (в), $L_{\text{ext}} = 0.44$ μm (г).

экстинкционная длина L_{ext} будет меньше или порядка толщины повреждённого ионами слоя. Здесь также наглядно отражены структурные изменения с толщиной в поверхностных слоях облучённых ионами фосфора с образованием активной гетерограницы. На топограммах рис. 8, б с уменьшением L_{ext} увеличивается отличие в отражательной способности облучённых областей. В этой же части кристалла о наличии структурных микроразориентаций между локальными областями свидетельствует изгиб и изменение углового расстояния между рефлексами $\text{Cu}K_{\alpha 1}$ и $\text{Cu}K_{\alpha 2}$, а также двойное изображение рефлекса $K_{\alpha 1}$, полученное от верхней части и нижней относительно имплантированного слоя кристалла.

Расчёты, проведённые с помощью известного программного пакета SRIM-2008 (<http://www.srim.org/#SRIM>), а также из анализа топограмм и кривых качания, показывают, что эффективная глубина локализации значительных повреждений приповерхностного слоя, как следует, находится в пределах от 0,2 до 0,4 мкм. Это почти соответствует длине свободного пробега ионов фосфора при таких энергиях и дозах — максимальная концентрация имплантированных ионов на глубине $\cong 0,3$ мкм. В то же время, максимумы смещённых ионов матрицы и ядерных энергетических потерь совпадают.

Из профиля деформаций, рассчитанного в результате численного решения уравнений Такаги [50], следует, что область упругих деформаций простирается на глубину до 1,0 мкм. Максимальная величина деформации деформированного слоя составляет $\cong 1,6 \cdot 10^{-3}$. Радиационные дефекты в переходной кристаллической области, лежащей под поверхностным искажённым слоем, обуславливают появление в ней положительных деформаций решётки $\cong (4-5) \cdot 10^{-3}$. Толщина аморфизированного слоя составляет $\cong 0,2$ мкм, а толщина переходного слоя между аморфной областью и кристаллом $\cong 0,2-0,4$ мкм.

5. ВЫВОДЫ

Представленная модификация метода Берга–Баррета в косоасимметричной схеме топографии на примерах демонстрирует возможности послойной визуализации структурных изменений в приповерхностных слоях кристаллов и повышает степень однозначности определения профиля деформаций из набора рентгеновских топограмм.

При уменьшении глубины проникновения рентгеновских лучей вблизи поверхности увеличивается вклад в дифракционную картину большего числа компонент тензора упругой дисторсии и релаксационного поля деформаций от структурных и механических дефектов. Это повышает чувствительность и эффективность рентге-

новской топографии в количественной характеристике неоднородностей на поверхности и в приповерхностных слоях кристаллов.

Использование технических возможностей современной синхротронной топографии и дифрактометрии в косоасимметричной схеме позволило бы в *in-situ* режиме по серии топограмм и кривых отражения селективно исследовать с высокой разрешающей способностью структурные изменения и их количественные значения в тонких приповерхностных слоях кристаллических материалов при различных динамических воздействиях.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. F. Berg, *Naturwissenschaften*, **19**, No. 8: 391 (1931).
2. C. S. Barrett, *Trans. AIME*, **161**, No. 1: 15 (1945).
3. G. N. Ramachandran, *Proc. Indian Acad. Sci.*, **19**: 280 (1944).
4. T. Bedynska, *phys. status solidi (a)*, **19**, Iss. 1: 365 (1973).
5. B. K. Tanner, *X-Ray Diffraction Topography* (Oxford: Pergamon Press–Oxford University Press: 1976).
6. D. K. Bowen and B. K. Tanner, *High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography* (London: Taylor and Francis Ltd.: 1998).
7. A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction* (New York: Oxford University Press: 2001).
8. D. R. Black and G. G. Long, *X-Ray Topography* (Washington: US Government Printing Office: 2004).
9. V. Holy, U. Pietsch, and T. Baumbach, *High-Resolution X-Ray Scattering from Thin Films and Multilayers* (Heidelberg: Springer: 1999).
10. A. M. Afanas'ev and M. K. Melkonyan, *Acta Cryst. A*, **A39**, No. 2: 207 (1983).
11. А. М. Афанасьев, П. А. Александров, Р. М. Имамов, *Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев* (Москва: Наука: 1989).
12. R. M. Imamov, A. A. Lomov, and D. V. Novikov, *phys. status solidi (a)*, **115**, Iss. 2: K133 (1989).
13. D. Novikov, M. Ohler, R. Köhler, and G. Meterlik, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, No. 4A: A84 (1995).
14. J. Hartwig, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, No. 10A: A70 (2001).
15. J.-F. Petroff, *Applications of X-Ray Topographic Methods to Materials Science* (Eds. S. Weissmann, F. Balibar, and J.-F. Petroff) (New York: Plenum Press: 1984), p. 536.
16. M. Kuriyama and G. G. Long, *Applications of X-Ray Topographic Methods to Materials Science* (Eds. S. Weissmann, F. Balibar, and J.-F. Petroff) (New York: Plenum Press: 1984), p. 536.
17. V. L. Indenbom and V. M. Kaganer, *phys. status solidi (a)*, **87**, No. 1: 253 (1985).
18. U. Bonse, *Direct Observation of Imperfections in Crystals* (New York: Wiley: 1962).
19. В. Б. Молодкин, А. И. Низкова, А. П. Шпак, В. Ф. Мачулин, В. П. Кладько, И. В. Прокопенко, Р. Н. Кютт, Е. Н. Кисловский, С. И. Олиховский, И. М. Фодчук, А. А. Дышеков, Ю. П. Хапачев, *Дифрактометрия наноразмерных дефектов и гетерослоев кристаллов* (Киев: Академперіодика:

- 2005).
20. P. Riglet, M. Sauvage, J. P. Petroff, and Y. Epelboin, *Philos. Mag.*, **42**, No. 3: 339 (1980).
 21. T. Kitano, T. Ishikawa, and J. Matsui, *Philos. Mag.*, **63**, No. 1: 95 (1991).
 22. M. G. Tsoutsouva, V. A. Oliveira, J. Baruchel, D. Camel, B. Marie, and T. A. Lafford, *J. Appl. Cryst.*, **48**, No. 1: 645 (2015).
 23. W. Ludwig, P. Cloetens, J. Hartwig, J. Baruchel, B. Hamelin, and P. Bastie, *J. Appl. Cryst.*, **34**, No. 5: 602 (2001).
 24. D. Lübbert, T. Baumbach, J. Härtwig, E. Boller, and E. Pernot, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. (b)*, **160**, No. 4: 521 (2000).
 25. D. Lübbert and T. Baumbach, *J. Appl. Cryst.*, **40**, No. 5: 595 (2007).
 26. D. Grigoriev, S. Lazarev, P. Schroth, A. A. Minkevich, M. Kohl, T. Slobodskyy, M. Helfrich, D. M. Schaadt, T. Aschenbrenner, D. Hommel, and T. Baumbach, *J. Appl. Cryst.*, **49**, No. 3: 961 (2016).
 27. F. Rustichelli, *Physl. Mag.*, **31**, No. 1: 1 (1975).
 28. O. Brummer, H. R. Hoche, and J. Nieber, *phys. status solidi (a)*, **33**, Iss. 2: 587 (1976).
 29. O. Brummer, H. R. Hoche, and J. Nieber, *phys. status solidi (a)*, **37**, Iss. 2: 529 (1976).
 30. J. Hartwig, *Exp. Tech. Phys.*, **26**, No. 3: 535 (1978).
 31. S. Stepanov, *Proc. SPIE*, **5536**: 16 (2004).
 32. V. Lerche, P. Dornfelder, and J. Hartwig, *phys. status solidi (a)*, **128**, Iss. 2: 269 (1991).
 33. С. А. Кшевецкий, Ю. П. Стецко, И. М. Фодчук, И. В. Мельничук, В. С. Полянко, *Український фізичний журнал*, **35**, № 3: 444 (1990).
 34. И. М. Фодчук, О. С. Кшевецкий, *Металлофизика*, **14**, № 5: 57 (1992).
 35. I. M. Fodchuk, A. M. Raransky, and A. V. Evdokimenko, *Proc. SPIE*, **3045**: 37 (1995).
 36. И. М. Фодчук, А. Н. Раранский, А. В. Евдокименко, *Неорганические материалы*, **31**, № 10: 1669 (1995).
 37. V. Savitsky, L. Mansurov, I. Fodchuk, I. Izhnin, I. Virt, M. Lozynska, and A. Evdokimenko, *Proc. SPIE*, **3725**: 299 (1998).
 38. Z. Świątek, J. T. Bonarski, R. Ciach, Z. T. Kuźnicki, I. M. Fodchuk, M. D. Raransky, and P. Gorley, *Thin Solid Films*, **319**, Nos. 1–2: 39 (1998).
 39. Z. T. Kuznicki, R. Ciach, Z. Swiatek, N. D. Raranskii, I. M. Fodchuk, P. N. Gorlei, and D. V. Kadel'nik, *Inorg. Mater.*, **36**, No. 5: 508 (2000).
 40. J. T. Bonarski, M. Zehetbauer, Z. Swiatek, I. M. Fodchuk, I. Korpacz, S. Bernstorff, and H. Amenitsch, *Opto-Electron. Rev.*, **8**, No. 4: 323 (2000).
 41. И. В. Литвинчук, З. Свянтек, И. М. Фодчук, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 8: 71 (2004).
 42. Р. А. Заплитный, Т. А. Каземирский, И. М. Фодчук, З. Свянтек, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 8: 915 (2006).
 43. I. Fodchuk, R. Zaplitnyy, T. Kazemirskiy, and Z. Swiatek, *phys. status solidi (a)*, **204**, Iss. 8: 2714 (2007).
 44. A. P. Vlasov, O. Yu. Bonchyk, S. G. Kiyak, I. M. Fodchuk, R. M. Zaplitnyy, T. Kazemirskiy, A. Barcz, P. S. Zieba, Z. Swiatek, and W. Maziarz, *Thin Solid Films*, **516**, No. 22: 8106 (2008).
 45. I. Fodchuk, R. Zaplitnyy, T. Kazemirskiy, I. Litvinchuk, and Z. Swiatek, *phys. status solidi (a)*, **206**, Iss. 8: 1804 (2009).

46. Z. Swiatek and I. M. Fodchuk, *Arch. Metall. Mater.*, **61**, No. 4: 1931 (2016).
47. Z. Swiatek, I. Fodchuk, and R. Zaplitnyy, *J. Appl. Crystallogr.*, **50**, No. 3: 727 (2017).
48. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. G. Len, Ye. M. Kyslovskyy, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, B. V. Sheludchenko, O. S. Skakunova, V. V. Lizunov, E. V. Kochelab, I. M. Fodchuk, and V. P. Klad'ko, *Металлофиз. новейшие технол.*, **38**, № 1: 99 (2016).
49. W. E. Tennant, C. A. Cockrum, J. B. Gilpin, M. A. Kinch, M. B. Reine, and R. P. Ruth, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **10**, No. 4: 1359 (1992).
50. S. Takagi, *Acta Cryst.*, **15**, No. 16: 1311 (1962).

REFERENCES

1. W. F. Berg, *Naturwissenschaften*, **19**, No. 8: 391 (1931).
2. C. S. Barrett, *Trans. AIME*, **161**, No. 1: 15 (1945).
3. G. N. Ramachandran, *Proc. Indian Acad. Sci.*, **19**: 280 (1944).
4. T. Bedynska, *phys. status solidi (a)*, **19**, Iss. 1: 365 (1973).
5. B. K. Tanner, *X-Ray Diffraction Topography* (Oxford: Pergamon Press–Oxford University Press: 1976).
6. D. K. Bowen and B. K. Tanner, *High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography* (London: Taylor and Francis Ltd.: 1998).
7. A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction* (New York: Oxford University Press: 2001).
8. D. R. Black and G. G. Long, *X-Ray Topography* (Washington: US Government Printing Office: 2004).
9. V. Holy, U. Pietsch, and T. Baumbach, *High-Resolution X-Ray Scattering from Thin Films and Multilayers* (Heidelberg: Springer: 1999).
10. A. M. Afanas'ev and M. K. Melkonyan, *Acta Cryst. A*, **A39**, No. 2: 207 (1983).
11. A. M. Afanas'ev, P. A. Aleksandrov, and R. M. Imamov, *Rentgenodifraktsionnaya Diagnostika Submikronnykh Sloev* [X-Ray Diffraction Diagnostics of Submicron Layers] (Moscow: Nauka: 1989) (in Russian).
12. R. M. Imamov, A. A. Lomov, and D. V. Novikov, *phys. status solidi (a)*, **115**, Iss. 2: K133 (1989).
13. D. Novikov, M. Ohler, R. Köhler, and G. Meterlik, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, No. 4A: A84 (1995).
14. J. Hartwig, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, No. 10A: A70 (2001).
15. J.-F. Petroff, *Applications of X-Ray Topographic Methods to Materials Science* (Eds. S. Weissmann, F. Balibar, and J.-F. Petroff) (New York: Plenum Press: 1984), p. 536.
16. M. Kuriyama and G. G. Long, *Applications of X-Ray Topographic Methods to Materials Science* (Eds. S. Weissmann, F. Balibar, and J.-F. Petroff) (New York: Plenum Press: 1984), p. 536.
17. V. L. Indenbom and V. M. Kaganer, *phys. status solidi (a)*, **87**, Iss. 1: 253 (1985).
18. U. Bonse, *Direct Observation of Imperfections in Crystals* (New York: Wiley: 1962).
19. V. B. Molodkin, A. I. Nizkova, A. P. Shpak, V. F. Machulin, V. P. Klad'ko,

- I. V. Prokopenko, R. N. Kyutt, E. N. Kislovskiy, S. I. Olikhovskiy, I. M. Fodchuk, A. A. Dyshekov, and Yu. P. Khapachev, *Difraktometriya Nanorazmernykh Defektov i Geterosloev Kristallov* [Diffractionmetry of Nanosize Defects and Heterolayers of Crystals] (Kyiv: Akadempriodyka: 2005) (in Russian).
20. P. Riglet, M. Sauvage, J. P. Petroff, and Y. Epelboin, *Philos. Mag.*, **42**, No. 3: 339 (1980).
 21. T. Kitano, T. Ishikawa, and J. Matsui, *Philos. Mag.*, **63**, No. 1: 95 (1991).
 22. M. G. Tsoutsouva, V. A. Oliveira, J. Baruchel, D. Camel, B. Marie, and T. A. Lafford, *J. Appl. Cryst.*, **48**, No. 1: 645 (2015).
 23. W. Ludwig, P. Cloetens, J. Hartwig, J. Baruchel, B. Hamelin, and P. Bastie, *J. Appl. Cryst.*, **34**, No. 5: 602 (2001).
 24. D. Lübbert, T. Baumbach, J. Härtwig, E. Boller, and E. Pernot, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. (b)*, **160**, No. 4: 521 (2000).
 25. D. Lübbert and T. Baumbach, *J. Appl. Cryst.*, **40**, No. 5: 595 (2007).
 26. D. Grigoriev, S. Lazarev, P. Schroth, A. A. Minkevich, M. Kohl, T. Slobodskyy, M. Helfrich, D. M. Schaadt, T. Aschenbrenner, D. Hommel, and T. Baumbach, *J. Appl. Cryst.*, **49**, No. 3: 961 (2016).
 27. F. Rustichelli, *Philos. Mag.*, **31**, No. 1: 1 (1975).
 28. O. Brummer, H. R. Hoche, and J. Nieber, *phys. status solidi (a)*, **33**, Iss. 2: 587 (1976).
 29. O. Brummer, H. R. Hoche, and J. Nieber, *phys. status solidi (a)*, **37**, Iss. 2: 529 (1976).
 30. J. Hartwig, *Exp. Tech. Phys.*, **26**, No. 3: 535 (1978).
 31. S. Stepanov, *Proc. SPIE*, **5536**: 16 (2004).
 32. V. Lerche, P. Dornfelder, and J. Hartwig, *phys. status solidi (a)*, **128**, Iss. 2: 269 (1991).
 33. S. A. Kshevetskiy, Yu. P. Stetsko, I. M. Fodchuk, I. V. Mel'nichuk, and V. S. Polyanko, *Ukr. Fiz. Zhurn.*, **35**, No. 3: 444 (1990) (in Russian).
 34. I. M. Fodchuk and O. S. Kshevetskiy, *Metallofizika*, **14**, No. 5: 57 (1992) (in Russian).
 35. I. M. Fodchuk, A. M. Raransky, and A. V. Evdokimenko, *Proc. SPIE*, **3045**: 37 (1995).
 36. I. M. Fodchuk, A. N. Raranskiy, and A. V. Evdokimenko, *Neorganicheskie Materialy*, **31**, No. 10: 1669 (1995) (in Russian).
 37. V. Savitsky, L. Mansurov, I. Fodchuk, I. Izhnin, I. Virt, M. Lozynska, and A. Evdokimenko, *Proc. SPIE*, **3725**: 299 (1998).
 38. Z. Świątek, J. T. Bonarski, R. Ciach, Z. T. Kuźnicki, I. M. Fodchuk, M. D. Raransky, and P. Gorley, *Thin Solid Films*, **319**, Nos. 1–2: 39 (1998).
 39. Z. T. Kuznicki, R. Ciach, Z. Swiatek, N. D. Raranskii, I. M. Fodchuk, P. N. Gorlei, and D. V. Kadel'nik, *Inorg. Mater.*, **36**, No. 5: 508 (2000).
 40. J. T. Bonarski, M. Zehetbauer, Z. Swiatek, I. M. Fodchuk, I. Kopacz, S. Bernstorff, and H. Amenitsch, *Opto-Electron. Rev.*, **8**, No. 4: 323 (2000).
 41. I. V. Litvinchuk, Z. Svyantek, and I. M. Fodchuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **27**, No. 8: 71 (2004) (in Russian).
 42. R. A. Zaplitnyy, T. A. Kazemirskiy, I. M. Fodchuk, and Z. Svyantek, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **27**, No. 8: 915 (2006) (in Russian).
 43. I. Fodchuk, R. Zaplitnyy, T. Kazemirskiy, and Z. Swiatek, *phys. status solidi (a)*, **204**, Iss. 8: 2714 (2007).

44. A. P. Vlasov, O. Yu. Bonchuk, S. G. Kiyak, I. M. Fodchuk, R. M. Zaplitnyy, T. Kazemirskiy, A. Barcz, P. S. Zieba, Z. Swiatek, and W. Maziarz, *Thin Solid Films*, **516**, No. 22: 8106 (2008).
45. I. Fodchuk, R. Zaplitnyy, T. Kazemirskiy, I. Litvinchuk, and Z. Swiatek, *phys. status solidi (a)*, **206**, Iss. 8: 1804 (2009).
46. Z. Swiatek and I. M. Fodchuk, *Arch. Metall. Mater.*, **61**, No. 4: 1931 (2016).
47. Z. Swiatek, I. Fodchuk, and R. Zaplitnyy, *J. Appl. Crystallogr.*, **50**, No. 3: 727 (2017).
48. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. G. Len, Ye. M. Kyslovskyy, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, B. V. Sheludchenko, O. S. Skakunova, V. V. Lizunov, E. V. Kochelab, I. M. Fodchuk, and V. P. Klad'ko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 1: 99 (2016).
49. W. E. Tennant, C. A. Cockrum, J. B. Gilpin, M. A. Kinch, M. B. Reine, and R. P. Ruth, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **10**, No. 4: 1359 (1992).
50. S. Takagi, *Acta Cryst.*, **15**, No. 16: 1311 (1962).