

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ С КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

PACS numbers: 61.05.C-, 61.72.Dd, 68.49.Uv, 68.65.Ac, 81.70.Fy

### **Физическая природа и методические основы диагностики с использованием эффекта асимметрии азимутальной зависимости полной интегральной интенсивности динамической дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с нарушенным поверхностным слоем**

В. Б. Молодкин, А. И. Низкова, Е. И. Богданов, В. В. Лизунов,  
Н. Г. Толмачев\*, С. В. Дмитриев, Я. В. Василик, С. В. Лизунова,  
А. Г. Карпов\*, О. Г. Войток\*, В. П. Почекуев\*

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

*\*ООО «Центр новейшей диагностики»,  
бульв. Академика Вернадского, 36,  
03142 Киев, Украина*

Проведён детальный анализ физической природы и разработаны методические основы диагностики с использованием обнаруженного авторами эффекта асимметрии азимутальной зависимости полной интегральной интенсивности динамической дифракции рентгеновских лучей, нормированной на азимутальную зависимость интегральной интенсивности динамической дифракции идеального кристалла. С учётом того, что эта асим-

---

Corresponding author: Vadym Borysovyeh Molodkin  
E-mail: V.Molodkin@gmail.com

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,  
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine  
\*LLC 'Center of Advanced Diagnostics',  
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: V. B. Molodkin, A. I. Nizkova, E. I. Bogdanov, V. V. Lizunov, N. G. Tolmachev, S. V. Dmitriev, Y. V. Vasylyk, S. V. Lizunova, A. G. Karpov, O. G. Voitok, and V. P. Pochekuev, The Physical Nature and Methodological Grounds of Diagnostics with Use of Effect of Asymmetry of Azimuthal Dependence of the Total Integrated Intensity of a Dynamical X-Ray Diffraction in Crystals with the Disturbed Surface Layer, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 39, No. 6: 753–765 (2017) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.39.06.0753.

метрия появляется за счёт интерференции лучей, дифрагированных в кинематически и динамически рассеивающих слоях, и растёт с увеличением толщины кинематически рассеивающего слоя, созданы и реализованы практически основы неразрушающего метода экспериментального определения толщин таких слоёв.

**Ключевые слова:** динамическая дифракция, азимутальная зависимость, полная интегральная интенсивность, нарушенный поверхностный слой.

Проведено детальну аналізу фізичної природи та розроблено методичні основи діагностики з використанням встановленого авторами ефекту асиметрії азимутальної залежності повної інтегральної інтенсивності динамічної дифракції Рентгенових променів, нормованої на азимутальну залежність інтегральної інтенсивності динамічної дифракції ідеального кристалу. Із врахуванням того, що ця асиметрія з'являється за рахунок інтерференції променів, які дифрагують у шарах, що розсіюють кінематично й динамічно, та збільшується зі збільшенням товщини шару, що розсіює кінематично, створено і реалізовано практично основи неруйнівного методу експериментального визначення товщин таких шарів.

**Ключові слова:** динамічна дифракція, азимутальна залежність, повна інтегральна інтенсивність, порушений поверхневий шар.

Detailed analysis of physical nature is carried out and methodological grounds are developed for diagnostics with using discovered by authors effect of asymmetry of azimuthal dependence (AD) of total integrated intensity of dynamical diffraction (TIIDD) of x-rays normalized to the perfect-crystal TIIDD AD. Allowing for this asymmetry appeared due to interference of beams diffracted in both kinematically and dynamically scattered layers and increased with increasing of kinematically scattered-layer thickness, the practical grounds of non-destructive methods for experimental determination of layer thickness are developed.

**Key words:** dynamical diffraction, azimuthal dependence, total integrated intensity, disturbed surface layer (DSL).

*(Получено 19 мая 2017 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При механических и импульсных обработках кристаллических материалов в поверхностном слое появляются сильно искажённые области со сложной структурой, способной влиять на структуру и свойства всего объёма кристалла. При этом сформированную обработкой искажённую область можно разделить на несколько слоёв в зависимости от степени несовершенства. Так, верхний слой является аморфным, слой под ним — кристаллическим, но с высокой плотностью дефектов, а следующий слой — кристаллическим с малым количеством дефектов. Эффективное использование различно-

го рода обработок материалов требует создания методов контроля их качества, которые, в частности, позволили бы точно и экспрессно определять характеристики указанных нарушенных поверхностных слоёв.

В работе [1] был предложен неразрушающий метод диагностики, позволяющий определять толщину нарушенного поверхностного слоя (НПС), основанный на измерении полной интегральной интенсивности динамической дифракции (ПИИДД) рентгеновских лучей (РЛ). Для описания взаимосвязи между измеряемыми значениями ПИИДД и параметрами НПС были получены формулы [1]:

$$R_i = (R_{i,\text{perf.cr.}} + R_{i,\text{ksl}}) \exp[-\mu_0 \{t_{\text{am}} + k\Lambda(a/d)/(2\pi)\}(1/\gamma_0 + 1/|\gamma_{\text{H}}|)], \quad (1)$$

$$R_{i,\text{perf.cr.}} = (8/3)C |\chi_{\text{Hr}}| / \sin(2\theta_{\text{B}}) \sqrt{\gamma_{\text{H}}/\gamma_0},$$

$$R_{i,\text{ksl}} = C^2(Q/\gamma_0)t_{\text{ksl}} = C^2(Q/\gamma_0)k\Lambda(a/d),$$

$$t_{\text{dsl}} = t_{\text{am}} + t_{\text{ksl}}.$$

Здесь  $t_{\text{dsl}}$  — толщина НПС,  $t_{\text{am}}$  — толщина только поглощающего (аморфного) нарушенного слоя (дифракция от этого слоя отсутствует),  $t_{\text{ksl}}$  — толщина переходного слоя между аморфным материалом и динамически рассеивающей матрицей (слой с кинематической дифракцией),  $R_i$  — ПИИДД монокристалла с НПС,  $R_{i,\text{perf.cr.}}$  — ПИИДД для идеального кристалла,  $R_{i,\text{ksl}}$  — полная интегральная интенсивность кинематической дифракции напряжённого кинематически рассеивающего слоя,  $k$  — коэффициент, характеризующий толщину кинематически рассеивающего слоя и выражающий её в длинах экстинкции,  $\mu_0$  — линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения,  $\chi_{\text{Hr}}$  — вещественная часть Фурье-компоненты поляризуемости кристалла,  $C$  — поляризационный множитель,  $\theta_{\text{B}}$  — угол Брэгга,  $a$  — параметр решётки,  $d$  — межплоскостное расстояние,  $Q = (\pi|\chi_{\text{Hr}}|)^2 / [\lambda \sin(2\theta_{\text{B}})]$  — кинематическая отражательная способность на единицу длины пути,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $\Lambda = \lambda \sqrt{\gamma_0 |\gamma_{\text{H}}|} / \sigma$  — длина экстинкции,  $\sigma^2 = C^2 E^2 \chi_{\text{H}} \chi_{\text{-H}}$ ,  $E$  — статический фактор Кривоглаза,  $\gamma_0$  и  $\gamma_{\text{H}}$  — изменяющиеся при азимутальном вращении направляющие косинусы:

$$\gamma_0 = -\cos \theta_{\text{B}} \sin \psi \cos \varphi + \sin \theta_{\text{B}} \cos \psi, \quad (2)$$

$$\gamma_{\text{H}} = -\cos \theta_{\text{B}} \sin \psi \cos \varphi - \sin \theta_{\text{B}} \cos \psi,$$

где  $\psi$  — угол между отражающими плоскостями и поверхностью кристалла,  $\varphi$  — азимутальный угол.

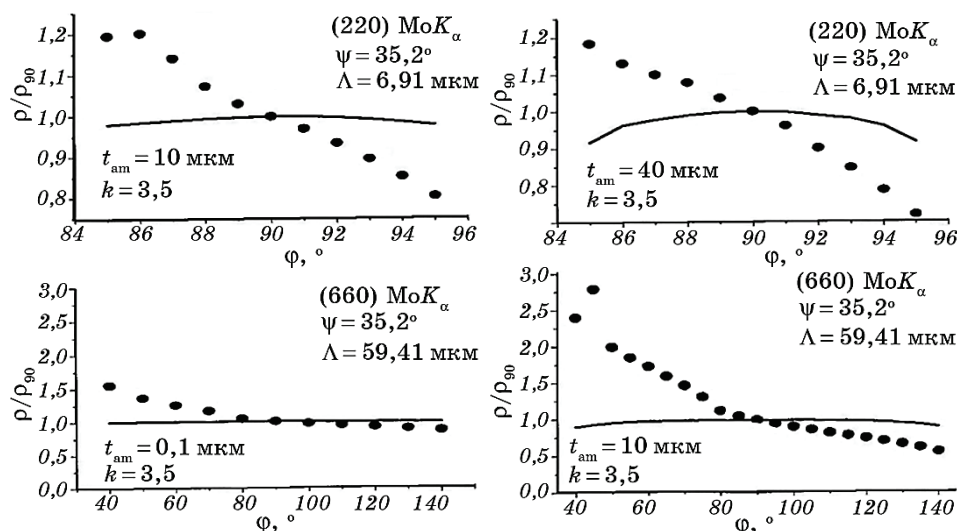
При этом оказалось, что для определения структурных параметров более удобной является не сама величина ПИИДД  $R_i$ , а её отношение к соответствующей ИИДД, рассчитанной для идеального кристалла  $R_{i,\text{perf.cr.}}$ :

$$\rho \equiv R_i / R_{i,\text{perf.cr.}}, \quad (3)$$

в результате величина  $\rho$  выступает параметром искаженности исследуемого кристалла.

Из выражения (1) видно, что наличие сильно деформированного слоя толщиной  $t_{\text{am}}$  должно приводить к уменьшению  $\rho$ . В то же время наличие упруго деформированного слоя толщиной  $t_{\text{ksl}}$  должно приводить к увеличению  $\rho$ , которое частично подавляется экспоненциальным убыванием.

На основе модели (1)–(3) и экспериментальных данных ( $R_i$ ) было проведено исследование характеристик НПС (толщин аморфного и кинематически рассеивающих слоёв) методом ПИИДД. Для толщин НПС, намного меньших длины экстинкции РЛ, экспериментально полученные азимутальные зависимости (АЗ) ПИИДД и рассчитанные АЗ ПИИДД всегда получались симметричными. Такие



**Рис. 1.** Экспериментально полученные АЗ ПИИДД РЛ (маркёры) [1] и рассчитанные АЗ ПИИДД согласно модели (1)–(3) (сплошная линия) [2] для кристаллов с толщиной НПС, сравнимой с длиной экстинкции рентгеновских лучей.

**Fig. 1.** Experimentally obtained TIIDD AD of x-rays (markers) [1] and TIIDD AD calculated according to the model (1)–(3) (solid line) [2] for the crystals with DSL thickness compared with extinction length of x-rays.

результаты для тонких НПС в полном объёме представлены в работе [1].

Однако при исследовании монокристаллов кремния с НПС, толщина которого может быть сравнима или превышать длину экстинкции РЛ, был экспериментально обнаружен эффект асимметрии АЗ ПИИДД, нормированной на ИИДД идеального кристалла [2].

На рисунке 1 представлены экспериментально полученные в работе [2] АЗ ПИИДД для различных толщин поглощающих слоёв на поверхности монокристаллического кремния, перпендикулярной  $\langle 111 \rangle$ . Можно видеть, что, когда толщина НПС больше длины экстинкции РЛ, экспериментально полученные АЗ ПИИДД асимметричны. Из рисунка 1 также видно, что вклад аморфного слоя (который входит в общую характеристику НПС) не влияет непосредственно на сам эффект асимметрии, который зависит от эффективной толщины НПС, т.е. толщины кинематически рассеивающего слоя.

Как следует из рисунка 1, обнаруженный эффект асимметрии не описывается моделью (1)–(3). Поэтому для установления причины этого эффекта ниже проведён сравнительный анализ физической природы различий рассеяния РЛ НПС разной толщины.

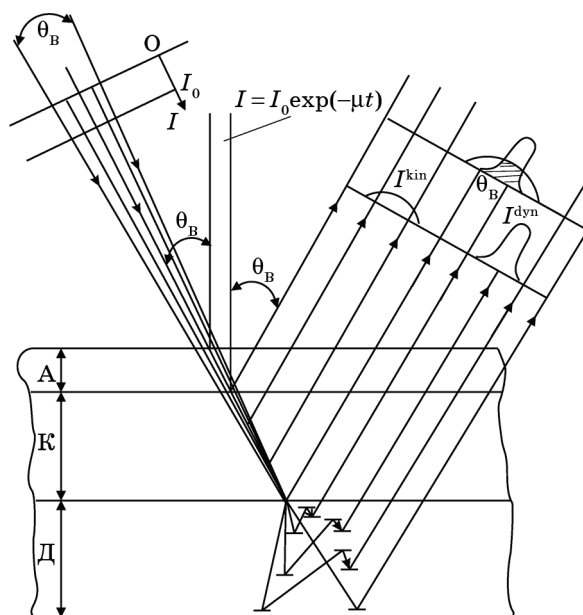
## 2. УСТАНОВЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ ЭФФЕКТА АСИММЕТРИИ АЗ ПИИДД ЗА СЧЁТ БОЛЬШИХ ТОЛЩИН НПС

Рассмотрим дифракцию РЛ в монокристаллах с НПС. Реальный монокристалл после механической поверхностной обработки практически всегда имеет трёхслойную структуру, которая описана в [1, 3]. На рисунке 2 представлена схема трёхслойной модели дифракции РЛ, учитывающая дифракцию в кинематически рассеивающем слое (эффективная часть НПС), но пренебрегающая наличием дефектов в динамически рассеивающем слое.

Из рисунка 2 видно, что в случае трёхслойной модели РЛ, проходя аморфный (только поглощающий слой — А) и кинематически рассеивающий слой (К), ослабевают на величину, которая определяется выражением  $I = I_0 e^{-\mu t}$ , где  $t$  — толщина облучаемого РЛ слоя кристалла. Поэтому, ослабление интенсивности РЛ в аморфном и кинематически рассеивающем слоях характеризуется фотоэлектрической проницаемостью и толщинами этих слоёв.

При измерениях дифференциальных кривых отражения кристаллов, содержащих НПС, когерентный пик от динамически рассеивающей подложки усиливается пиком, соответствующим когерентному рассеянию в слое. Как известно, ширина кривой отражения прямо пропорциональна неопределённости волнового вектора, которая находится из неопределённости координаты по формулам:

$$\Delta x \Delta p \sim h, \quad (4)$$



**Рис. 2.** Схема трёхслойной модели дифрактометрии неоднородных систем без учёта дефектов в динамически рассеивающем объёме: А — аморфный слой (дифракция РЛ отсутствует), К — кинематически рассеивающий слой, Д — динамически рассеивающий слой,  $I_0$  — интенсивность падающего луча,  $I^{\text{kin}}$  — интенсивность от кинематически рассеивающего слоя,  $I^{\text{dyn}}$  — интенсивность от динамически рассеивающего слоя.

**Fig. 2.** Scheme of triple-layer diffraction model of inhomogeneous systems excluding defects in the dynamically scattered bulk: А—amorphous layer (x-ray diffraction is absent), К—kinematically scattered layer, Д—dynamically scattered layer,  $I_0$ —intensity of the incident beam,  $I^{\text{kin}}$ —intensity from the kinematically scattered layer,  $I^{\text{dyn}}$ —intensity from the dynamically scattered layer.

$$\Delta p \sim \Delta k h, \quad (5)$$

где  $x$  — координата,  $p$  — импульс,  $k$  — волновой вектор,  $h$  — постоянная Планка,

$$\Delta k = k \Delta \theta_B, \quad (6)$$

где  $\Delta \theta_B$  — размытие угла Брэгга.

Из формул (4) и (5) следует, что неопределённость волнового вектора  $\Delta k$  для кинематически рассеивающего НПС будет равна:

$$\Delta k_{\text{кин}} = 1/\Delta x = 1/t_{\text{НПС}}, \quad (7)$$

где  $t_{\text{НПС}}$  — толщина НПС.

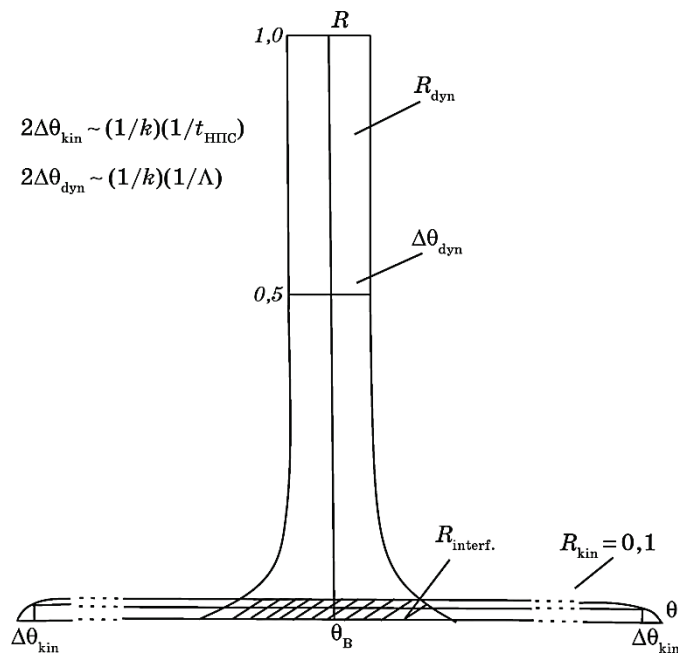
Для динамически рассеивающего слоя

$$\Delta k_{\text{дин}} = 1/\Lambda. \tag{8}$$

В случае тонкого нарушенного слоя ( $t_{\text{НПС}} \ll \Lambda$ ) при изменении  $k$  в пределах 0,13–0,33 когерентное кинематическое рассеяние имеет широкое угловое распределение, т.е. рассеяние происходит в большой угловой области (см. рис. 3).

При этом неучтённый в (1)–(3) интерференционный вклад в суммарную интенсивность от области углового перекрытия когерентного кинематического рассеяния с когерентным динамическим (рассеяние от монокристаллического объёма кристалла) невелик (см. рис. 3). В этом случае экспериментальные значения практически совпадают с рассчитанными по модели (1)–(3).

Когда на поверхности монокристалла присутствует НПС с толщиной порядка или большей длины экстинкции, угловая область кинематического рассеяния от НПС сужается до ширины области динамического рассеяния от слоя подложки, т.е. большая часть ко-



**Рис. 3.** Кривые отражения от динамически рассеивающей области кристалла и от кинематически рассеивающего слоя при  $k = 0,13-0,33$ .

**Fig. 3.** Reflection curves from both dynamically scattered area of crystal and kinematically scattered layer for  $k = 0.13-0.33$ .

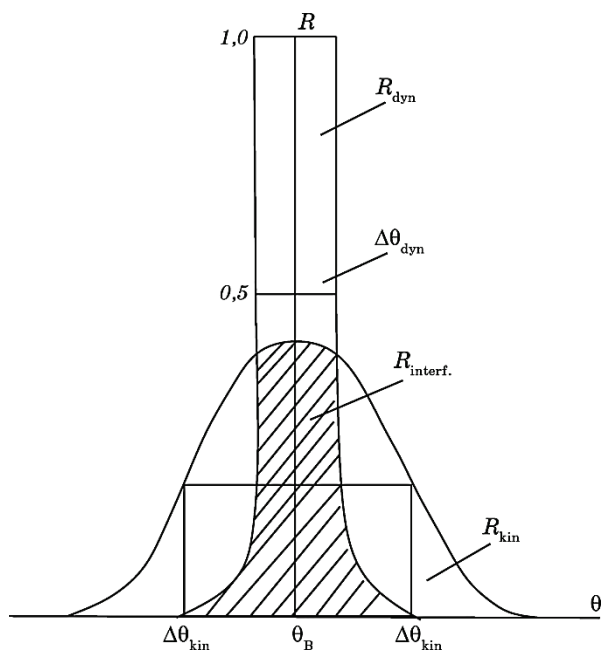
герентного рассеяния от НПС попадает в угловую область когерентного рассеяния подложкой монокристалла (см. рис. 4). В этом случае интерференция формирует большой дополнительный вклад в общую ПИИДД, который необходимо учитывать.

Таким образом, в формулах (1) должно появиться дополнительно новое интерференционное слагаемое, которое может быть описано только в рамках динамической теории.

На основании вышеизложенного была разработана расчётная модель, где интерференционное слагаемое ( $R_{i \text{ interf.}} \equiv R_i^{\text{interf.}}$ ) отражательной способности выражается через амплитуды когерентных волн, рассеянных от основного объёма кристалла и от кинематически рассеивающего НПС, и задаётся выражением [2, 5]:

$$R_{iLS}^{\text{coh}} = 2F_{\text{abs}} \frac{1}{b} \text{Re}(X_L^{\text{kin}} X_0^*) \equiv R_i^{\text{interf.}}, \quad (9)$$

где  $F_{\text{abs}} = e^{-((\mu_0 + \mu_{\text{ds}})t_{\text{ksl}} + \mu_0 t_{\text{am}})(1/\gamma_0 + 1/|\gamma_{\text{H}}|)/2}$ ,  $X_L^{\text{kin}} = (1 - e^{2iA\eta})/2\eta$ ,  $A = \pi t_{\text{ksl}}/\Lambda$ ,  $b = \sqrt{\gamma_0/|\gamma_{\text{H}}|}$ ,  $\mu_{\text{ds}}$  — коэффициент экстинкции из-за диффузного рас-



**Рис. 4.** Кривые отражения от динамически рассеивающей области кристалла и от кинематически рассеивающего слоя при  $k = 3,33$ .

**Fig. 4.** Reflection curves from both dynamically scattered area of crystal and kinematically scattered layer for  $k = 3,33$ .



сеяния,

$$\eta = y + y_k, \quad (10)$$

$y = -(\alpha - \alpha_0)\sqrt{b}/\sigma$ ,  $\alpha_0 = \chi_0(1 + 1/b)$ ,  $\alpha = -\Delta\theta\sin 2\theta_B$ ,  $y_k = \alpha_k\sqrt{b}/\sigma$ ,  $\alpha_k = -\Delta\theta_k\sin 2\theta_B$ ,  $\chi_0, \chi_H$  — фурье-компоненты поляризуемости кристалла,  $\Delta\theta_k$  — угловое отклонение направления рассеяния излучения, рассеянного в кинематическом слое,  $\Delta\theta$  — отклонение падающего луча от точного условия Вульфа–Брэгга.

Для кинематической амплитуды выражение имеет следующий вид:

$$X_L^{\text{kin}} = \frac{1 - e^{\frac{2i\pi t_k \alpha_k \sqrt{b}}{\sigma \Lambda}}}{(2\alpha_k \sqrt{b})/\sigma} = \frac{1 - e^{\frac{2i\pi t_k \alpha_k \sqrt{b}}{\lambda \sqrt{\gamma_0} |\gamma_H|}}}{(2\alpha_k \sqrt{b})/CE} (\chi_{Hr} + i\chi_{Hi}) = X_{Lr}^{\text{kin}} + iX_{Li}^{\text{kin}}, \quad (11)$$

где  $X_{Lr}^{\text{kin}} = C_\alpha [(1 - \cos \varphi)\chi_{Hr} + \sin \varphi \chi_{Hi}]$ ,  $X_{Li}^{\text{kin}} = C_\alpha [(1 - \cos \varphi)\chi_{Hi} + \sin \varphi \chi_{Hr}]$ ,  $\varphi = 2\pi t_k \alpha_k \sqrt{b}/(\lambda \sqrt{\gamma_0} |\gamma_H|)$ ,  $C_\alpha = CE/2\alpha_k \sqrt{b}$ , а  $\chi_{Hr}$  и  $\chi_{Hi}$  — действительная и мнимая части фурье-компоненты поляризуемости кристалла.

Для динамической амплитуды:

$$X_0^* = \sqrt{b}(y - s\sqrt{y^2 - 1})^* = X_{0r} - iX_{0i}, \quad (12)$$

где  $X_{0r} = \sqrt{b}(y_r - s\sqrt{(\sqrt{(y_r^2 - y_i^2 - 1)^2 + 4y_r^2 y_i^2} + (y_r^2 - y_i^2 - 1))/2})$ ,

$$X_{0i} = \sqrt{b}(y_i - s\sqrt{(\sqrt{(y_r^2 - y_i^2 - 1)^2 + 4y_r^2 y_i^2} - (y_r^2 - y_i^2 - 1))/2}),$$

$$s = \text{sgn}(\text{Re}y), \quad y_r = -z/\{(1 + \tilde{k}^2)E\}, \quad z = \Delta\theta \sin 2\theta_B \sqrt{b}/(C|\chi_{Hr}|),$$

$$y_i = \frac{-\tilde{k}y' - \tilde{g}(1 + b)}{2(1 + \tilde{k}^2)^2 CE \sqrt{b}}, \quad \tilde{g} = g + h, \quad g = -|\chi_{0i}| \frac{(1 + 1/b)}{2C|\chi_{Hr}|} \sqrt{b},$$

$$h = -\mu_{\text{ds}} \frac{1 + b^{-1}}{2C|\chi_{Hr}| KE} \sqrt{b}, \quad \tilde{k} = \kappa E, \quad \kappa = |\chi_{Hi}|/|\chi_{Hr}|.$$

Интерференционное слагаемое, исходя из (9)–(12), примет следующий вид:

$$R_{\text{LS}}^{\text{coh}} = 2F_{\text{abs}} \frac{1}{b} (X_{Lr}^{\text{kin}} X_{0r} + X_{Li}^{\text{kin}} X_{0i}). \quad (13)$$

При вычислении интегральной интенсивности для интерференционного слагаемого получено [2]:

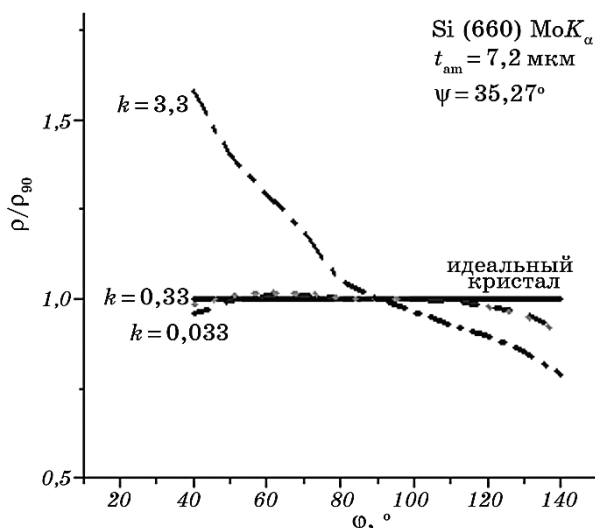
$$R_{LS}^{i\text{ coh}} = 2F_{\text{abs}} \frac{1}{b} \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\theta) (X_{Lr}^{\text{kin}} X_{Or} + X_{Li}^{\text{kin}} X_{Oi}). \quad (14)$$

Для вычисления вклада в интегральную интенсивность от интерференционного слагаемого необходимо проводить численное интегрирование выражения (14). На основе разработанных ранее моделей [1, 6, 7] была предложена обобщённая модель (15), учитывающая интерференционное слагаемое (9) и позволяющая рассчитывать толщину НПС для произвольного случая (когда толщины НПС меньше или больше длины экстинкции):

$$R_i = (R_{i,\text{perf.cr.}} + R_{i,\text{k.sl.}} + R_{i,\text{inter.}}) \exp[-\mu_0 \{t_{\text{abs}} + k\lambda/d\} (1/\gamma_0 + 1/|\gamma_H|)]. \quad (15)$$

На рисунке 5 изображены АЗ нормированной ПИИДД ( $\rho$ ) для кристаллов с различными коэффициентами  $k$ , рассчитанные с использованием модели (15). Видно, что чем больше толщина кинематически рассеивающего слоя, т.е. чем больше  $k$ , тем более асимметричной является АЗ нормированной ПИИДД.

Рассчитанные по модели (1)–(3) АЗ ПИИДД для любых наборов параметров НПС (тонких или толстых НПС) оказывались симмет-

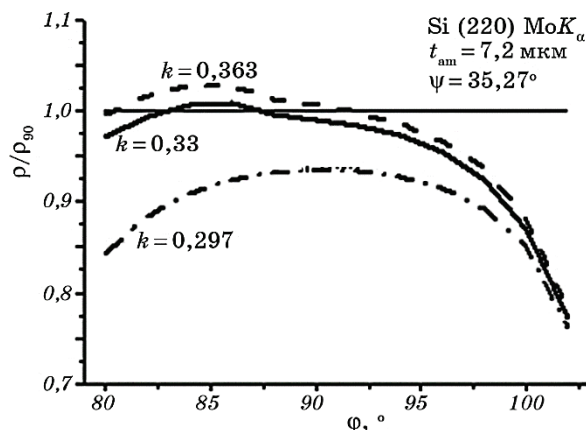


**Рис. 5.** АЗ нормированной ПИИДД, рассчитанные для кристалла с НПС с учётом интерференции при  $t_{\text{am}} = 7,2$  мкм и  $k = 0,033$  (штриховая линия),  $k = 0,33$  (пунктирная линия),  $k = 3,3$  (штрих-пунктирная линия).

**Fig. 5.** The normalized TIIDD AD calculated for the crystal with DSL with taking into account the interference for  $t_{\text{am}} = 7.2 \mu\text{m}$  and  $k = 0.033$  (dashed line),  $k = 0.33$  (dotted line),  $k = 3.3$  (dash-dotted line).

ричными. Неоднократное повторение эксперимента для толстых НПС всегда давало асимметрию АЗ ПИИДД. Чувствительность самого метода АЗ ПИИДД (9)–(15), которая даёт асимметрию, иллюстрирует рис. 6, из которого видно, что при изменении эффективной толщины на 10% асимметрия нормализованной ПИИДД изменяется так же на 10%.

Таблица 1 демонстрирует, что вклад интерференционного слага-



**Рис. 6.** Эффект асимметрии АЗ нормированной ПИИДД для несимметричных (220) брэгг-рефлексов  $MoK_{\alpha}$ -излучения при различных значениях  $k$ .

**Fig. 6.** Effect of asymmetry of the normalized TIIDD AD for the non-symmetrical (220) Bragg reflections of  $MoK_{\alpha}$ -radiation for the different values of  $k$ .

**ТАБЛИЦА 1.** Зависимость интерференционного вклада от эффективной толщины нарушенного поверхностного слоя ( $k$ ) монокристаллического кремния после шлифовки с различным размером шлифовального зерна (М10, М60) в АЗ ПИИДД, полученные для отражения (220) на  $AgK_{\alpha}$ -излучении.

**TABLE 1.** Dependence of the interference contribution from effective thickness of the disturbed surface layer ( $k$ ) of silicon single-crystal after its polishing with different abrasive grain sizes (M10, M60) in the TIIDD AD obtained for the (220) reflection using  $AgK_{\alpha}$ -radiation.

Способ обработки поверхности	$\rho_{\text{exp.}}$	$k$	$(\rho_{\text{interf.}}/\rho_{\text{exp.}})\times 100\%$
Шлифовка М10 ( $t_{\text{abs}} = 10$ мкм)	9,98	3,5	53%
Шлифовка М60 ( $t_{\text{abs}} = 60$ мкм)	13,21	7,76	64,2%

емого в общую картину рассеяния становится существенным при больших толщинах кинематически рассеивающих слоёв.

Таким образом, установлена физическая природа экспериментально обнаруженного для кристаллов с НПС эффекта асимметрии АЗ ПИИДД, нормированной на ИИДД идеального кристалла. Этот эффект асимметрии появляется за счёт интерференции излучения, рассеянного кинематически и динамически рассеивающими слоями. В результате разработана теоретическая модель, которая позволила создать экспериментальные и методические основы и практически реализовать новый метод количественного определения характеристик технологически нарушенных поверхностных слоёв без разрушения монокристалла. При этом величину обнаруженной асимметрии АЗ ПИИДД, нормированной на ИИДД идеального кристалла, предложено использовать в качестве меры толщины НПС произвольных размеров.

### 3. ВЫВОДЫ

Таким образом, проведён детальный анализ интерференционной природы эффекта асимметрии АЗ ПИИДД, нормированной на АЗ ИИДД идеального кристалла, и новых возможностей его использования для диагностики монокристаллов с НПС.

В результате предложен метод неразрушающей количественной диагностики толщин НПС монокристаллов после различных механических обработок, в котором величину эффекта асимметрии, а именно, величины вкладов в ПИИДД от асимметрии для каждого из значений азимутального угла в измеряемом интервале описывают в рамках разработанной интерференционной модели и используют в качестве однозначной меры толщины кинематически рассеивающего слоя.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Молодкин, А. И. Низкова, С. И. Олиховский, В. Ф. Мазанко, Е. И. Богданов, С. Е. Богданов, А. И. Гранкина, М. Т. Когут, В. П. Кривицкий, Ю. Н. Прасолов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **24**, № 4: 521 (2002).
2. А. П. Шпак, М. В. Ковальчук, В. Б. Молодкин, В. Л. Носик, В. Ф. Мачулин, С. И. Олиховский, А. И. Низкова, С. В. Дмитриев, А. А. Белоцкая, Е. И. Богданов, Я. В. Василик, А. И. Гранкина, М. Т. Когут, В. В. Молодкин, Е. В. Первак, И. И. Рудницкая, *Металлофиз. новейшие технол.*, **32**, № 10: 1301 (2010).
3. А. И. Низкова, *Динамические эффекты в интегральной рентгеновской дифрактометрии неидеальных кристаллов* (Автореферат дисс. ... д-ра физ.-мат. наук) (Киев: Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН

- Украины: 2004).
4. М. А. Krivoglaz, *X-Ray and Neutron Diffraction in Nonideal Crystals* (Berlin: Springer: 1996).
  5. С. В. Дмитриев, *Динамическая теория экстинкционных эффектов диффузного рассеяния* (Дисс. ... канд. физ.-мат. наук) (Киев: Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины: 2006).
  6. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Гуреев, В. В. Кочелаб, В. Б. Молодкин и др., *Металлофизика*, **11**, № 3: 73 (1989).
  7. В. Г. Барьяхтар, Е. Н. Гаврилова, В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, *Металлофизика*, **14**, № 11: 68 (1992).

## REFERENCES

1. V. B. Molodkin, A. I. Nizkova, S. I. Olikhovskii, V. F. Mazanko, E. I. Bogdanov, S. E. Bogdanov, A. I. Grankina, M. T. Kogut, V. P. Krivitskiy, and Yu. N. Prasolov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **24**, No. 4: 521 (2002) (in Russian).
2. A. P. Shpak, M. V. Koval'chuk, V. B. Molodkin, V. L. Nosik, V. F. Machulin, S. I. Olikhovskii, A. I. Nizkova, S. V. Dmitriev, A. A. Belotskaya, E. I. Bogdanov, Ya. V. Vasilik, A. I. Grankina, M. T. Kogut, V. V. Molodkin, E. V. Pervak, and I. I. Rudnitskaya, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **32**, No. 10: 1301 (2010) (in Russian).
3. A. I. Nizkova, *Dinamicheskie Effekty v Integral'noy Rentgenovskoy Difraktometrii Neideal'nykh Kristallov* [Dynamical Effects of the Integral X-Ray Diffractometry in Nonideal Crystals] (Thesis of Dissert. ... for Dr. Phys.-Math. Sci.) (Kyiv: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine: 2004) (in Russian).
4. M. A. Krivoglaz, *X-Ray and Neutron Diffraction in Nonideal Crystals* (Berlin: Springer: 1996).
5. S. V. Dmitriev, *Dinamicheskaya Teoriya Ekstinktsionnykh Effektov Diffuznogo Rasseyaniya* [Dynamical Theory of Extinction Effects of Diffuse Scattering] (Dissert. ... for Cand. Phys.-Math. Sci.) (Kyiv: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine: 2006) (in Russian).
6. V. G. Bar'yakhtar, A. N. Gureev, V. V. Kochelab, V. B. Molodkin et al., *Metallofizika*, **11**, No. 3: 73 (1989) (in Russian).
7. V. G. Bar'yakhtar, E. N. Gavrilova, V. B. Molodkin, and S. I. Olikhovskii, *Metallofizika*, **14**, No. 11: 68 (1992) (in Russian).