1990 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 60, в. 11
1990 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 60, N 11

05; 11

© 1990 г.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ СТРУКТУРНЫХ НАРУШЕНИЙ СВЕРХТОНКОГО ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ КРИСТАЛЛА ИЗ ДАННЫХ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В УСЛОВИЯХ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

А. Л. Головин, О. Г. Меликян

Предложена методика дифференциальных измерений рентгеновской дифракции в условиях скользящего падения. Высокое угловое разрешение (~10″) и отсутствие геометрических искажений достигаются за счет селекции спектра с помощью кристалла-анализатора. Теоретическое рассмотрение базируется на кинематическом приближении теории дифракции. Определена область, в которой применимо данное приближение. Развитый в работе подход справедлив для кристаллов с произвольной зависимостью восприимчивости $\varkappa_0$, $\varkappa_h$ от глубины. Предложена методика восстановления профиля нарушений в кристалле на основе одновременной обработки экспериментальных данных рентгеновской дифракции при различных углах падения излучения.

Введение

В последние годы активно развиваются рентгенодифракционные методы, основанные на рентгеновской дифракции в условиях скользящего падения (РДСП) [1-3]. Основной особенностью схемы РДСП является то, что падающий и дифрагируемый пучки составляют малые углы с поверхностью, в результате чего резко сокращается глубина проникновения излучения в кристалл из-за эффекта зеркального отражения. Вследствие этого интенсивность дифракционного рассеяния оказывается весьма чувствительной к различного рода нарушениям в тонком (1—100 нм) приповерхностном слое кристалла.

воначально скользящая геометрия применялась для исследования простых модельных образцов, выращенных по заданной технологии, — «однородная пленка на подложке». Эти эксперименты в основном ставили своей целью исследование самого явления РДСП. В соответствии с этим и развивалась теория, основанная на динамических уравнениях дифракции. При этом исследовались различные простейшие модели приповерхностных нарушений кристалла: аморфная пленка на кристаллической подложке [4], кристаллическая пленка на аморфной подложке [6], кристаллическая пленка на кристаллической подложке (модель бикристалла [5]).

Дальнейшее использование метода РДСП для решения задач структурной диагностики сверхтонкого приповерхностного слоя кристалла требует развития экспериментальной и теоретической базы. Общей задачей структурной диагностики является получение необходимой информации о кристаллах с произвольно меняющимися по глубине параметрами, такими как компоненты поляризуемости X_0, X_h, $X_{\bar{h}}$. Комплексный фактор Дебая—Валлера $\exp\left[-W(z)+i\tilde{\Psi}(z)\right]$, где $W(z)$ характеризует среднеквадратичное отклонение атомов в узлах решетки (степень аморфизации), а фаза $\tilde{\Psi}(z)$ связана с изменением межплоскостного расстояния по глубине.

Частным случаем приповерхностных нарушений кристалла является наличие на поверхности кристалла аморфного слоя ($\exp(-W)=0$), оптическая плотность которого меняется в зависимости от глубины. Для решения данной задачи была предложена методика [7], основанная на одновременном измерении интенсивностей дифрагированной волны и волны, зеркально отраженной от поверхности кристалла. В эксперименте регистрировалась интегральная, а не дифференциальная интенсивность дифрагированной волны, что существенно упрощает методику эксперимента. Путем обработки экспериментальных данных в рамках модифицированной динамической теории [8] была восстановлена зависимость поляризуемости $\chi_0(z)$ от глубины в сверхтонком слое ~ 300 Å.

В настоящей работе рассматривается проблема восстановления профиля аморфизации $\exp[-W(z)]$ по глубине в сверхтонком слое на основе дифференциальных измерений РДСП с высоким разрешением ($\sim 10''$). Предложен соответствующий подход для обработки экспериментальных данных, на примере образцов с нарушенным слоем показано восстановление профилей структурных нарушений.

В разделе 1 описаны метод РДСП и основные схемы для ее реализации. Одна из этих схем использована в настоящей работе. Подробно методика эксперимента приведена в разделе 2. Обработка экспериментальных данных осуществлялась в рамках кинематического приближения теории дифракции (раздел 3). Область применимости предложенной методики, а также практические результаты восстановления профиля нарушений обсуждаются в разделе 4.

1. Метод РДСП и различные схемы его реализации

В схеме РДСП (рис. 1) рентгеновский пучок падает на исследуемый кристалл под малым скользящим углом $\Phi_0 \ll 1$ к поверхности, сравнимым по величине с критическим углом $\Phi_c=\sqrt{|\chi_0|}$ полного внешнего отражения для данного кристалла. Кристалл ориентируется таким образом, чтобы выполнялись условия дифракции для плоскостей, перпендикулярных поверхности или составляющих малый угол $\varphi \ll 1$ по отношению к нормали к поверхности. Угол выхода дифрагируемого излучения Φ_h также является малым ($\Phi_h \ll 1$), так что оба пучка, как падающий, так и дифрагируемый, находятся в условиях зеркального отражения.

В данной геометрии углы Φ_h и Φ_0 связаны между собой соотношением [1, 9]

$$\Phi_h^2 = (\Phi_0 + \Psi)^2 - \alpha, \tag{1}$$

где $\Psi=2\varphi \sin\theta_B$ — эффективный угол разориентации (θ_B — угол Брэгга), а $\alpha=-2\sin 2\theta_B\,(\theta-\theta_B)$ характеризует отклонение для падающего пучка от точного условия Брэгга—Вульфа.

Отметим, что в силу эффектов зеркального отражения и преломления положение брэгговского пика не приходится на значение $\alpha=0$ [8, 9].

В схеме РДСП можно измерять как дифференциальные зависимости (т. е. зависимость интенсивности дифракционного рассеяния от какого-нибудь параметра при фиксированном значении другого: например, фиксируя Φ_0, можно регистрировать зависимость интенсивности от параметра Φ_h [3]), так и интегральные, являющиеся суммой интенсивностей при всех значениях варьируемого параметра [2]. Экспериментально интегральные измерения осуществляются достаточно просто, однако они значительно уступают дифференциальным в информативности.

Рассмотрим возможности для осуществления дифференциальных измерений. В соотношении (1) фиксированным является только угол разориентации Ψ, в то время как параметры α, Φ_h, Φ_0 можно варьировать. В соответствии с этим возможны различные экспериментальные реализации измерений РДСП [10]: 1) при фиксированных значениях Φ_0 регистрируется интенсивность дифракционного отражения $I(\Phi_h)$ как функция угла выхода Φ_h [3]; 2) при фиксированных значениях Φ_0 измеряется интенсивность дифракционного рассеяния $I(\alpha)$ как функция отклонения от условия Брэгга [19]; 3) при фиксированных α регистрируется зависимость интенсивности $I(\Phi_0)$ от Φ_0 [10, 11].

В работе [3] была предложена схема дифференциальных измерений в пункте 1. При этом регистрация зависимости интенсивности дифракционного рассеяния I (Φ_h) осуществлялась с помощью сканирования детектора со щелью. Получаемое таким образом в эксперименте угловое разрешение достигло $\sim 3'$. Аналогичные измерения впоследствии были выполнены и в других работах (см., например, [12]), в которых вместо детектора со щелью использовался ко-

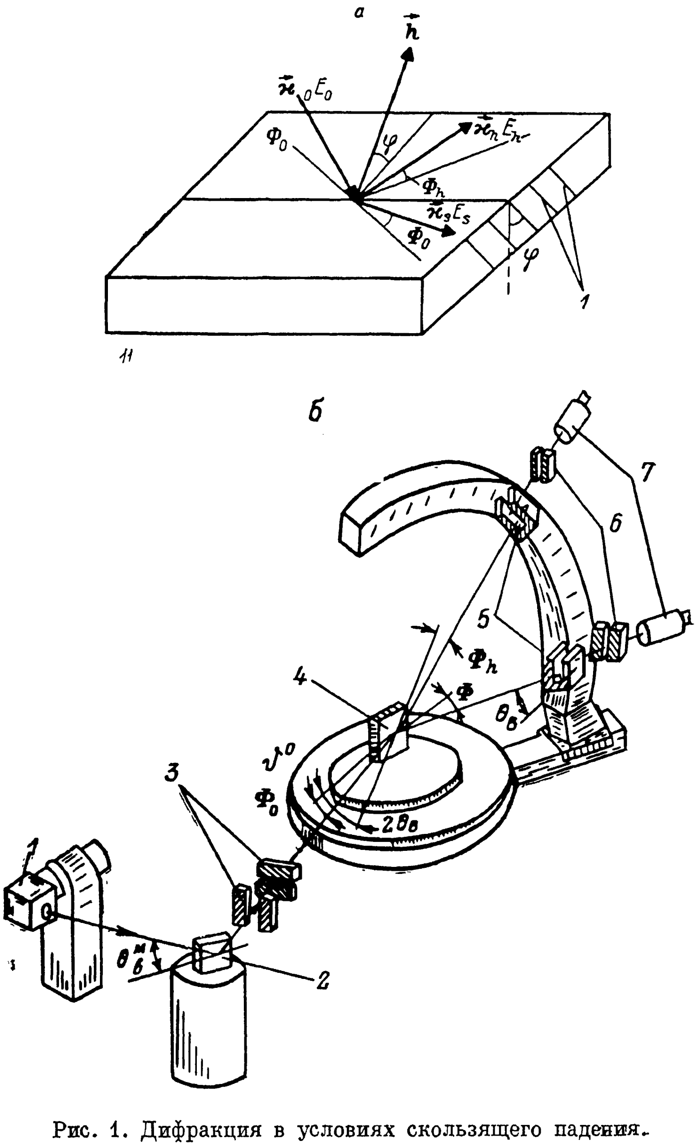

Рис. 1. Дифракция в условиях скользящего падения.

а — ход лучей над поверхностью кристалла. *1* — дифракционные плоскости; φ — угол разориентации дифракционных плоскостей; **h** — вектор обратной решетки; E_0, E_s, E_h — амплитуды электрических полей падающего, отраженного и дифрагированного излучений, $\varkappa_0$, $\varkappa_s$, $\varkappa_h$ — соответствующие волновые векторы; *б* — экспериментальная схема установки. *1* — источник, *2* — кристалл-монохроматор, *3* — блок щелей, *4* — исследуемый кристалл, *5* — кристалл-анализатор, *6* — щель, *7* — детектор.

ординатный детектор. Однако невысокая точность таких измерений (регистрируется не угловое распределение, а пространственное, что в общем случае не одно и то же) не позволяет использовать данные кривые для обработки и получения прецизионной информации о структуре сверхтонкого слоя.

В настоящей работе осуществлены экспериментальные измерения дифференциальных кривых РДСП в режиме 1 с высоким разрешением ($\sim 10''$) и без геометрических искажений. Предложена теория для обработки таких кривых с целью восстановления профиля структурных искажений. Столь высокого разрешения удается достигнуть за счет селекции спектра с помощью кристалла-анализатора (подробнее см. в следующем разделе).

2. Эксперимент

Рентгенооптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, *б*. Пучок рентгеновского Cu K_α-излучения от источника мощностью 0.8 кВт (размер фокуса 0.1·8 мм) падает на кристалл-монохроматор (III отражение) под брэгговским углом. Проходя систему щелей, которая выделяет из спектра линию $K_{\alpha 1}$ и формирует размер пучка 0.05·4 мм, рентгеновское излучение падает на исследуемый кристалл под малым скользящим углом Φ_0. Излучение, испытавшее дифракцию от плоскостей (220), почти перпендикулярных ($\varphi \ll 1$) поверхности, и отражение от входной поверхности, регистрируется детекторами *1* и *2*. Перед детекторами установлены под брэгговским углом к падающему пучку кристаллы-анализаторы. В процессе эксперимента блок детекторов может поворачиваться вокруг вертикальной оси, анализируя таким способом зависимость интенсивности дифракционного и зеркально-отраженного сигналов от угла отражения Φ' и угла выхода дифрагированного излучения Φ_h. Поскольку интенсивность регистрируемых сигналов очень мала (1—2 имп./с), то необходима система накопления и стабилизации спектрометра. Оборудование, используемое в настоящей работе, позволяет проводить такие эксперименты.

Суть эксперимента состоит в следующем: для заданного значения угла падения Φ_0 одновременно снимается зависимость интенсивности дифракционного и отраженного сигналов от углов Φ_h и Φ'. Исследовались кристаллы совершенного кремния (111) ориентации с пленкой естественного окисла на поверхности толщиной 15—70 Å.

Экспериментальные спектры регистрировались в дифференциальном режиме (см. раздел 2). Дифракция рентгеновских лучей происходила от плоскостей (220), разориентированных относительно нормали к поверхности на угол $\varphi=17'$. Кроме дифференциальной кривой РДСП также измерялась дифференциальная кривая зеркального отражения. При обработке экспериментальных кривых РДСП кривая зеркального отражения служила репером, позволяющим с высокой точностью определить значение угла Φ_0.

3. Теоретическая часть

Аналитическая обработка экспериментальных данных производилась в рамках кинематического предела теории дифракции (теория возмущений) [13, 14]. В этом пределе анализ уравнений дифракции является наиболее простым. Переход к нему можно производить непосредственно в динамических уравнениях дифракции, которые для полей внутри кристалла имеют вид

$$-(\Delta+\varkappa_0^2)\,D_0(\mathbf{r})=\varkappa_0^2 X_0(\mathbf{r})\,D_0(\mathbf{r})+\varkappa_0^2 X_{\bar h}(\mathbf{r})\,D_h(\mathbf{r})\,e^{-i\mathbf{h}_\rho\rho}, \tag{2а}$$

$$-(\Delta+\varkappa_0^2)\,D_h(\mathbf{r})=\varkappa_0^2 X_0(\mathbf{r})\,D_h(\mathbf{r})+\varkappa_0^2 X_h(\mathbf{r})\,D_0(\mathbf{r})\,e^{i\mathbf{h}_\rho\rho}. \tag{2б}$$

Здесь $\varkappa_0$ — модуль волнового вектора (частота) падающего излучения; $X_0(\mathbf{r})$, $X_h(\mathbf{r})$, $X_{\bar h}(\mathbf{r})$ — компоненты поляризуемости, Δ — трехмерный оператор Лапласа $\Delta=\partial^2/\partial\rho^2+\partial^2/\partial z^2$; ρ — двумерный радиус-вектор, лежащий в плоскости, параллельной поверхности; z — координата вдоль нормали к поверхности, направленная внутрь кристалла.

Будем рассматривать случай полубесконечного кристалла, в котором нарушения меняются только по глубине, т. е. когда $\mathbf{h}_\rho=\mathbf{h}_\rho(z)$ и

$$X_h=X_{h0}^0(z)\exp\left[-W(z)+i\tilde{\Psi}(z)\right],$$

$$\tilde{\Psi}(z)=\varkappa_0\int\limits_0^z\Psi(z')\,dz',\quad \Psi(z)=2\varphi(z)\cdot\sin\theta_B, \tag{3}$$

где $W(z)$ — фактор Дебая—Валлера, характеризующий среднеквадратичное отклонение атомов в узлах решетки; $\mathbf{h}(z)$ — вектор обратной решетки; $h_n(z)$ — его z-компонента; $\mathbf{h}_\rho(z)$ — проекция на поверхность кристалла; φ — угол разориентации дифракционных плоскостей.

Очевидно, что снаружи кристалла (в вакууме) $\mathrm{X}_0=\mathrm{X}_h=0$. Здесь волновое поле состоит из падающей рентгеновской волны E_0, зеркально-отраженной волны E_s и дифрагированной волны E_h (рис. 1, *а*).

В случае слабого дифракционного рассеяния систему уравнений (2) можно исследовать в рамках разложения по степеням X_h (теория возмущений по параметрам X_h и $\mathrm{X}_{\bar h}$). Это соответствует борновскому приближению в теории рассеяния.

Строго говоря, в общем случае рассеянное излучение не является плоской волной. Исключение составляет ситуация, когда проекция вектора обратной

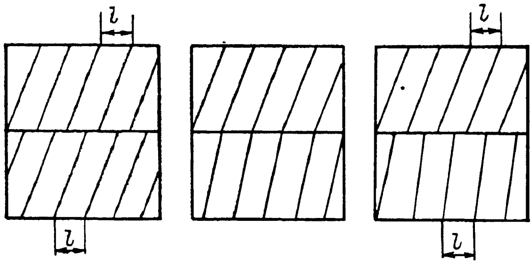

Рис. 2. Типы нарушений кристаллической структуры, не меняющие $\mathbf{h}_\rho$ — компоненту вектора обратной решетки (ось z перпендикулярна поверхности). Косые линии — дифракционные плоскости.

решетки на поверхность кристалла $\mathbf{h}_\rho$ не зависит от z. Ниже мы будем исследовать именно этот случай. Тогда дифрагированное излучение представляет собой плоскую волну, распространяющуюся под углом Φ_h к поверхности кристалла в соответствии с соотношением (1). Условие $\mathbf{h}_\rho=\mathrm{const}$ выделяет определенный класс нарушений кристаллической решетки. Эти нарушения условно показаны на рис. 2.

Выражение для амплитуды дифрагированной волны в этом случае принимает вид

$$\frac{E_h}{E_0}=\frac{i\varkappa_0}{2\Phi_h}\int_0^\infty dz R_t(z,\ \Phi_0)\,R_t(z,\ \Phi_h)\cdot \mathrm{X}_h(z), \qquad (4)$$

где $R_t(z,\Phi_0)=D_0(z)/E_0$ — функция распространения излучения в кристалле, определяемая из обычной оптической задачи без учета дифракции (учитывается только преломление и отражение излучения на поверхности).

Если при этом X_0 не зависит от глубины z, то выражение (4) упрощается

$$\frac{E_h}{E_0}=\frac{2i\varkappa_0\Phi_0\mathrm{X}_{h0}}{(\Phi_0+\tilde\Phi_0)(\Phi_h+\tilde\Phi_h)}\int dz e^{-W(z)+i\varkappa_0(\tilde\Phi_0+\tilde\Psi_h)z+i\Phi(z)},$$

$$\tilde\Phi_{0,h}=\sqrt{\Phi_{0,h}^2+\mathrm{X}_0}\,. \qquad (5)$$

Это соотношение при $\Psi=\mathrm{const}$ совпадает с полученным в [14].

4. Обсуждение

В связи с тем что в экспериментах падающий пучок не был коллимирован по α и имел равномерное распределение по этому параметру, в выражении для дифракционного коэффициента следует учесть дополнительно фактор $2\Phi_h$ (как следует из соотношения (1), $\delta\alpha=2\Phi_h\delta\Phi_h$). Таким образом, коэффициент дифракционного рассеяния имеет следующий вид:

$$P_h=2\Phi_h\frac{\Phi_h}{\Phi_0}\left|\frac{E_h}{E_0}\right|^2.$$

Здесь множитель Φ_h/Φ_0 возник из-за того, что реально в экспериментах измеряется отношение потоков (а не интенсивностей) рассеянного и падающего излучений.

Необходимым условием справедливости кинематического приближения является, очевидно, условие малости дифракционного рассеяния

$$|E_h/E_0| \ll 1.$$

Это условие для образцов с малым значением угла разориентации выполняется в следующих двух случаях: 1) на хвостах дифракционных кривых (вдали от максимумов), 2) при сравнительно больших значениях угла скольжения Φ_0 (рис. 3). Как видно из рис. 3, кинематическое приближение справедливо (для исследуемых образцов с $\varphi=17'$) во всей области углов Φ_h при значениях $\Phi_0 \geqslant 35'$, т. е. когда еще существенны эффекты отражения, преломления и поглощения для падающего пучка. Напомним, что данными эффектами можно пренебречь при $\Phi_0 \gg \Phi_c$; в нашем же случае Φ_0 и Φ_c — величины одного порядка (для кремния $\Phi_c=13.35'$).

Экспериментальные данные рентгенодифракционного рассеяния использовались нами для восстановления профиля нарушений в приповерхностном слое кристалла.

Прежде всего отметим, что различные типы нарушений по-

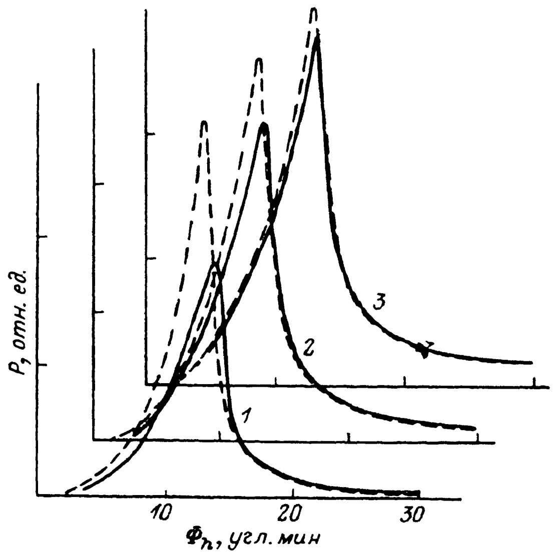

Рис. 3. Сравнение динамической теории (сплошная линия) с кинематической (штриховая) для дифференциальных кривых рассеяния от Si ($2\bar{2}0$), Cu K_{α_1}.

Длина волны $\lambda=1.54$ Å, $\varphi=17'$; 1 — $\Phi_0=25$, 2 — 30, 3 — 35'.

разному влияют на дифракционную кривую, точнее на различные ее часть (рис. 4).

Так, аморфная пленка на поверхности кристалла (для нее $\exp(-W)=0$) влияет в основном на форму переднего фронта дифракционной кривой (рис. 4, *а*), т. е. в области углов $0<\Phi_h \leqslant \Phi_c+\Delta\Phi_h$, где $\Delta\Phi_h$ — полуширина дифракционной кривой, в то же время «хвост» дифракционной кривой практически нечувствителен к наличию аморфной пленки (это особенно наглядно можно увидеть, если обе кривые на рис. 4, *а* представить в едином масштабе).

С другой стороны, если на поверхности кристалла имеется частично аморфизованный слой с $\exp(-W)\neq 0$ (или же такой слой имеется под поверхностной аморфной пленкой), то это в основном сказывается на форме «хвоста» кривой дифракционного рассеяния (рис. 4, *б*) — на нем появляются осцилляции (следствие экспоненциального осциллирующего множителя в выражении (5)). Очевидно, чем больше толщина нарушенного слоя, тем меньше масштаб осцилляций.

Таким образом, уже по форме дифракционной кривой можно качественно судить о характере нарушений в приповерхностном слое кристалла. Отметим, однако, что приведенные выше рассуждения о влиянии нарушений на форму дифракционной кривой относятся к кристаллам, для которых восприимчивость X_0, характеризующая оптические свойства кристалла, практически не меняется вглубь кристалла. С другой стороны, для гетероструктур, состоящих из различных кристаллических (или аморфных) веществ, X_0 может резко меняться от фазы к фазе, что приводит к появлению осцилляций также и от аморфной пленки.

Как известно, обратные задачи рассеяния практически всегда являются некорректными. Кроме того, существует проблема неоднозначности восстановления профиля нарушений вследствие того, что в эксперименте измеряется квадрат модуля амплитуды рассеяния, а фаза остается неизвестной (см. например, [15, 16]). Для стабилизации процедуры восстановления профиля, а также для уменьшения неоднозначности, как правило, пользуются дополнительной информацией. Такой информацией, в частности, могут служить данные зеркального рассеяния, как это использовалось в [10]. В настоящей работе применен другой

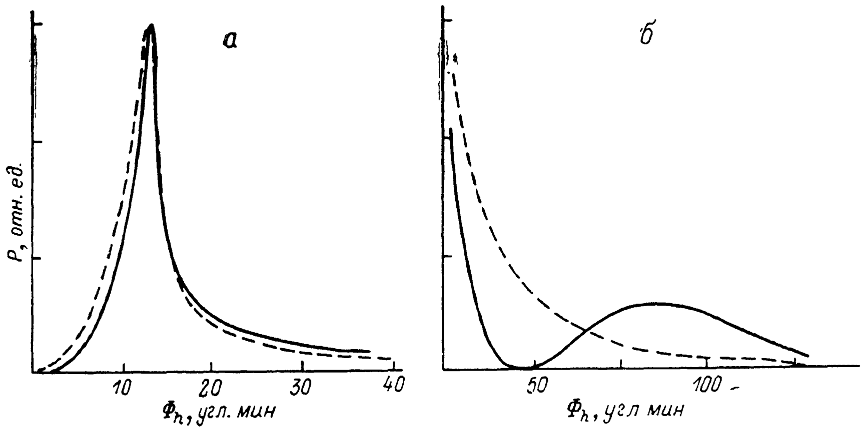

Рис. 4. Чувствительность дифференциальных кривых к приповерхностным нарушениям.

Коэффициент дифракционного рассеяния от нарушенного кристалла обозначен сплошной кривой. Для сравнения приведена дифракционная кривая от идеального кристалла (штриховая кривая). *а* — кристалл Si (2$\bar{2}$0) с аморфной пленкой Si толщиной 30 Å, Cu K_{α_1}-излучение; *б* — под аморфной пленкой толщиной 50 Å имеется частично аморфизованный слой толщиной 50 Å и фактором Дебая—Валлера exp (—W)=0.5.

подход, основанный на одновременном использовании экспериментальных данных (дифференциальных кривых) при двух различных значениях угла скольжения Φ_0. Можно надеяться, что это приведет к однозначности восстановления профиля искажений по аналогии с обратной задачей для оптических сред, где

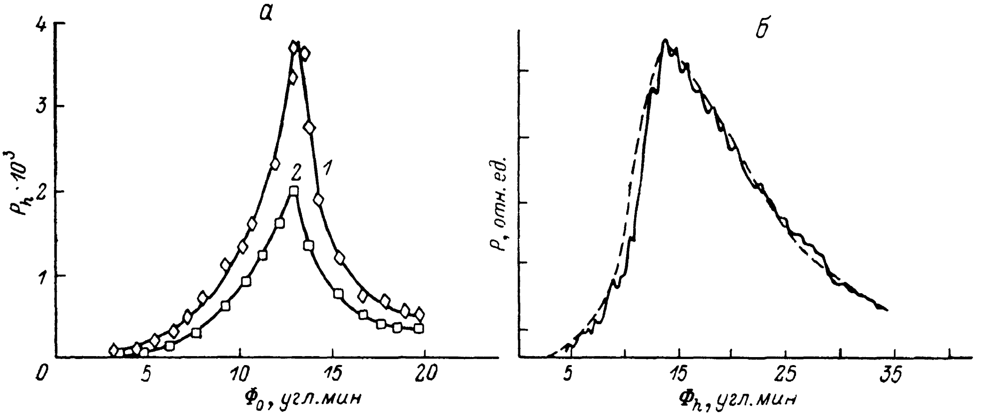

Рис. 5. Сравнение экспериментальных и теоретических кривых дифракционного рассеяния.

Cu K_{α_1}- излучение, подложка Si (2$\bar{2}$0). *а* — результат подгонки методом минимального χ^2 экспериментальных (ромбики) и теоретических значений (сплошная линия) одновременно при двух различных углах скольжения: *1* — Φ_0=35, *2* — 40′; минимальное значение χ^2 наблюдается при толщине аморфной пленки t_a=27 Å; *б* — экспериментальные измерения (сплошная кривая) в динамическом режиме (Φ_0=10′) и теоретическая кривая (штриховая), рассчитанная с использованием ранее полученного результата t_a=27 Å.

такая однозначность достигается благодаря измерениям при двух различных значениях поглощения [17, 18]. В нашем случае различным значениям Φ_0 соответствуют различные условия проникновения поля в кристалл, что и соответствует различным значениям поглощения в кристалле. Отметим, что поглощение является существенным, если значение Φ_0 несильно превосходит значение критического угла полного внешнего отражения Φ_c. В этой связи существенно, что кинематическое приближение, как это отмечалось выше, справедливо при значениях Φ_0, сравнимых по порядку величины с критическим углом Φ_c (хотя и обязательно превосходящих Φ_c), что делает возможным применение данного приближения в описанном методе.

Что касается устойчивости обратной задачи рассеяния, то для нее в первую очередь необходима хорошая статистика эксперимента. Однако и этого, как правило, оказывается недостаточно, если профиль искажений имеет сложную форму, для его моделирования приповерхностный слой кристалла приходится разбивать на большое количество слоев. В этом случае следует пользоваться разработанными методами стабилизации [20].

На рис. 5, *а* представлены результаты одновременной подгонки теоретических и экспериментальных кривых при двух значениях угла скольжения Φ_0 (35 и 40′). Профиль искажений подбирался методом минимального X^2. Результаты обработки этих кривых свидетельствуют о наличии на поверхности кристалла аморфной пленки толщиной $t_a=27^{+3}_{-5}$ Å (минимальное значение X^2 формально приходится на значение $t_a=27.5$ Å). Как указывалось выше, толщина пленки влияет прежде всего на фронт кривой РДСП, а частично аморфизованный слой — на «хвост» кривой. Так как между пленкой естественного окисла (это, как правило, 20—70 Å) переходный слой не превышает 3—5 Å [21], то для обнаружения тонкого слоя необходимо регистрировать протяженный «хвост» дифракционной кривой. В связи с низкой интенсивностью рассеянного сигнала регистрация такой зависимости займет много времени (мощность источника ~0.8 кВт; на синхротроне такие измерения легко выполнимы). Наличие на поверхности исследуемого образца аморфного слоя толщиной $t_a \sim 30$ А подтверждается также с помощью измерений в динамическом режиме при $\Phi_0=10'$ и расчета по формулам динамической теории дифракции [4] (рис. 5, *б*).

Таким образом, нами предложена экспериментальная методика дифференциальных измерений с высокой точностью, а также сравнительно простой способ определения профиля аморфизации приповерхностного слоя кристалла.

Список литературы

[1] *Afanasjev A. M., Melkonyan M. K.* // Acta Cryst. A. 1983. Vol. 39. N 2. P. 207—210.
[2] *Golovin A. L., Imamov R. M.* // Phys. Stat. Sol. A. 1983. Vol. 77. N 11. P. 6927—6933.
[3] *Golovin A. L., Imamov R. M., Stepanov S. A.* // Acta Cryst. A. 1984. Vol. 40. N 3. P. 225—228.
[4] *Aleksandrov P. A., Afanasjev A. M., Melkonyan M. K., Stepanov S. A.* // Phys. Stat. Sol. A. 1984. Gol. 81. N 1. P. 47—53.
[5] *Александров П. А., Степанов С. А.* // Поверхность. 1986. № 6. С. 117—120.
[6] *Александров П. А., Афанасьев А. М., Степанов С. А.* // Поверхн. 1984. № 8. С. 9—18.
[7] *Golovin A. L., Imamov R. M., Melikyan O. G.* // J. Appl. Cryst. 1989. Vol. 22. N 5. P. 406—409.
[8] *Афанасьев А. М., Меликян О. Г.* // Кристаллография. 1989. Т. 4. Вып. 1. С. 28—33.
[9] *Aleksandrov P. A., Afanasjev A. M., Stepanov S. A.* // Phys. Stat. Sol. A. 1984. Vol. 86. N 1. P. 143—154.
[10] *Головин А. Л., Имамов Р. М., Меликян О. Г.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 12. С. 95—101.
[11] *Cowan P. L., Brennan S., Jach T.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. N 19. P. 2399—2402.
[12] *Dosch H., Batterman B. W., Wack D. C.* // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. N 11. P. 1144—1147.
[13] *Vineyard G. H.* // Phys. Rev. B. 1982. Vol. 26. P. 4146—4159.
[14] *Степанов С. А.* Канд. дис. М., 1984. 128 с.
[15] *Parratt L. G.* // Phys. Rev. 1954. Gol. 95. N 2. P. 359—369.
[16] *Afanasjev A. M., Fanchenko S. S.* // Acta Cryst. A. 1988. Vol. 44. N 1. P. 25—33.
[17] Обратные задачи в оптике / Под ред. Г. П. Болса. М.: Машиностроение, 1984. 200 с.
[18] *Afanasjev A. M., Fanchenko S. S., Maslov A. V.* // Phys. Stat. Sol. A. 1990. Vol. 117. N 2. P. 341—350.
[19] *Васильев А. Л., Головин А. Л., Манафов К. М.* и др. // Поверхность. 1987. № 1. С. 123—132.
[20] *Тихонов А. Н., Арсенин В. А.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 231 с.
[21] *Ourmazd A., Taylor D. W., Rentschler G. A.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 2. P. 213—216.