

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 548.732

**ЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ  
В УСЛОВИЯХ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДИФРАКЦИИ НА БИКРИСТАЛЛЕ****А. П. Орешко, В. А. Бушуев***(кафедра физики твердого тела)*

**В двухволновом приближении теории дифракции рассмотрено зеркальное и дифракционное отражение рентгеновских лучей от кристаллической пленки на поверхности монокристалла (бикристалла) с различными проекциями на поверхность векторов обратной решетки пленки и подложки в условиях скользящей некомпланарной дифракции. Показана высокая чувствительность угловой зависимости интенсивности зеркального отражения в области дифракции к толщине, деформации и степени аморфизации поверхностных слоев.**

Дифракция рентгеновских лучей на кристаллических плоскостях, почти перпендикулярных поверхности, в условиях скользящего падения широко используется для диагностики приповерхностных слоев монокристаллов [1]. Так как падающий и дифрагированный пучки составляют малые углы с поверхностью, близкие к области полного внешнего отражения, то глубина проникновения излучения в кристалл из-за эффекта зеркального отражения (ЗО) резко уменьшается, что позволяет исследовать ультратонкие слои и пленки с толщиной на уровне 1–10 нм и больше.

Теория скользящей дифракции развивалась вначале для простейших случаев идеального кристалла [2, 3], кристалла с однородной аморфной пленкой [4, 5] и бикристалла с одинаковыми проекциями на поверхность векторов обратной решетки пленки и подложки [6], кристаллической пленки на аморфной подложке [1, 7]. В работе [6] было впервые отмечено многократное дифракционное рассеяние из пленки в подложку и обратно в бикристалле с различными проекциями на поверхность векторов обратной решетки пленки и подложки. На этом основании в [8] модель бикристалла предлагается рассматривать только в кинематическом приближении теории дифракции, а в [9] рассмотрение многослойной структуры с различными тангенциальными компонентами слоев предлагается проводить численно, используя матричную запись граничных условий [10, 11]. В дальнейшем для анализа скользящей дифракции в кристаллах с меняющимися по глубине параметрами развивались кинематическое приближение теории дифракции [12, 13], метод рекуррентных соотношений [14], а также различные матричные методы [10, 15, 16].

Основное внимание во всех работах по данной теме уделялось анализу дифракционного отражения (ДО) рентгеновских лучей и не исследовалась угловая зависимость интенсивности (ЗО). Однако, как впервые было кратко отмечено в [17], а затем подробно рассмотрено теоретически [18, 19] и об-

наружено экспериментально [20], угловое поведение ЗО в области дифракции при фиксированном угле скольжения заметным образом зависит от наличия и параметров ультратонкой аморфной или кристаллической пленки на поверхности.

Рассмотрим формирование кривых ДО и ЗО от однородной кристаллической пленки толщины  $d$  с межплоскостными расстояниями  $a_1 = a_0 + \Delta a$ , фурье-компонентами поляризуемости  $\chi_{g1}$  ( $g = 0, h, \bar{h}$ ), вектором обратной решетки  $\mathbf{h}_1$  и углом скоса  $\psi_1$  отражающих плоскостей по отношению к нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности, направленной в глубь кристалла вдоль оси  $z$ . Подложкой является монокристалл с углом скоса  $\psi$ , фурье-компонентами поляризуемости  $\chi_g$ , вектором обратной решетки  $\mathbf{h}$  и межплоскостными расстояниями  $a_0$ .

На бикристалл падает плоская монохроматическая волна  $\mathbf{E}_0 \exp\{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}\}$  с углом скольжения  $\varphi_0$  по отношению к поверхности так, что одновременно имеет место ДО от атомных плоскостей подложки. Точное решение задачи ДО и ЗО основано на решении дисперсионного уравнения 4-й степени [1] относительно величины аккомодации  $\varepsilon$ , определяющей изменение волнового вектора (ВВ)  $\mathbf{q}_0 = \mathbf{k}_0 + k_0 \varepsilon \mathbf{n}$  преломленной волны в кристалле по сравнению с ВВ  $\mathbf{k}_0$  падающей волны в вакууме. В случае толстого кристалла выбор корней определяется условием  $\text{Im}(\varepsilon) > 0$ . Однако, как показано в [18, 20], при углах скольжения  $\varphi_0, \varphi_h \geq (1.5-2)\varphi_C$ , где  $\varphi_h$  — угол выхода дифрагированной волны в вакуум по отношению к поверхности, а  $\varphi_C = |\chi_0|^{1/2}$  — критический угол полного внешнего отражения, можно использовать результаты приближенной динамической теории [1]. Формально это позволяет свести дисперсионное уравнение к квадратному, а с физической точки зрения означает, что при углах  $\varphi_0, \varphi_h \geq (1.5-2)\varphi_C$  амплитуда ЗО волны мала и можно пренебречь влиянием явления ЗО на процесс ДО. В то же время обратное утверждение неверно.

В данной работе рассмотрим приближенную теорию дифракции.

Как показано в работах [6, 8, 9], различие тангенциальных (вдоль поверхности, индекс  $t$ ) компонент векторов обратной решетки в пленке и в подложке приводит к тому, что волновые поля в пленке  $\mathbf{E}_f(\mathbf{r})$  и подложке  $\mathbf{E}_{cr}(\mathbf{r})$  состоят из бесконечного набора плоских волн:

$$\mathbf{E}_f(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=1}^2 \left( \mathbf{A}_{0j}^{(m)} \exp \left\{ i \mathbf{a}_{0j}^{(m)} \mathbf{r} \right\} + \mathbf{A}_{hj}^{(m)} \exp \left\{ i \mathbf{a}_{hj}^{(m)} \mathbf{r} \right\} \right),$$

$$\mathbf{E}_{cr}(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^{\infty} \left( \mathbf{D}_0^{(m)} \exp \left\{ i \mathbf{q}_0^{(m)} \mathbf{r} \right\} + \mathbf{D}_h^{(m)} \exp \left\{ i \mathbf{q}_h^{(m)} \mathbf{r} \right\} \right),$$

где  $A_{0j}^{(m)}$ ,  $A_{hj}^{(m)}$ ,  $D_0^{(m)}$ ,  $D_h^{(m)}$  — амплитуды проходящих и дифрагированных волн в пленке и подложке соответственно, а ВВ проходящих и дифрагированных волн в пленке и подложке имеют вид (где  $\Delta \mathbf{h} = \mathbf{h} - \mathbf{h}_1$ ):

$$\mathbf{a}_{0j}^{(m)} = [\mathbf{k}_0 + m \Delta \mathbf{h}] + k_0 \varepsilon_{fj}^{(m)} \mathbf{n}, \quad \mathbf{a}_{hj}^{(m)} = \mathbf{a}_{0j}^{(m)} + \mathbf{h}_1 \quad (m \geq 0),$$

$$\mathbf{q}_0^{(m)} = [\mathbf{k}_0 + m \Delta \mathbf{h}] + k_0 \varepsilon_{cr}^{(m)} \mathbf{n}, \quad \mathbf{q}_h^{(m)} = \mathbf{q}_0^{(m)} + \mathbf{h}.$$

Как следует из основной системы динамических уравнений, величины аккомодации подложки  $\varepsilon_{cr}^{(m)}$  определяются уравнением

$$(2\varepsilon_{cr}^{(m)} \gamma_0^{(m)} + \Delta_1 - \chi_0)(2\varepsilon_{cr}^{(m)} \gamma_{h0}^{(m)} + \Delta_2 - \alpha - \chi_0) - C^2 \chi_h \chi_{\bar{h}} = 0, \quad (1)$$

где  $C = 1$  или  $\cos 2\vartheta_B$  для  $\sigma$ - и  $\pi$ -состояний поляризации излучения; параметр  $\alpha = 2\Delta\vartheta \sin 2\vartheta_B$  характеризует отклонение  $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_B$  угла дифракции по отношению к углу Брэгга  $\vartheta_B$ , определяемому соотношением  $h = 2k_0 \sin \vartheta_B$ , и введены обозначения:

$$\gamma_0 = \sin \varphi_0, \quad \gamma_{h0} = \gamma_0 - \psi_B, \quad \psi_B = 2 \sin \psi \sin \vartheta_B, \\ \gamma_0^{(m)} = \gamma_0 + \gamma_m, \quad \gamma_{h0}^{(m)} = \gamma_{h0} + \gamma_m, \quad \gamma_m = m(\Delta \mathbf{h}, \mathbf{n})/k_0, \\ \Delta_1 = m[2(\mathbf{k}_0, \Delta \mathbf{h}) + m\Delta h^2]/k_0^2, \quad \Delta_2 = 2m(\Delta \mathbf{h}, \mathbf{h})/k_0^2.$$

Для нахождения величины аккомодации  $\varepsilon_f$  кристаллической пленки в уравнении (1) нужно сделать следующие замены:

$$\chi_g \rightarrow \chi_{g1}, \quad \alpha \rightarrow \alpha_1 = 2(\Delta\vartheta + \Delta\vartheta_f) \sin 2\vartheta_B,$$

$$\gamma_{h0} \rightarrow \gamma_{h01} = \gamma_0 - \psi_{B1}, \quad \Delta_2 \rightarrow \Delta_2 = 2m(\Delta \mathbf{h}, \mathbf{h}_1)/k_0^2,$$

где  $\Delta\vartheta_f = [\sin(\varphi_0 - \psi)\Delta\psi + \delta \sin \vartheta_B]/\cos \vartheta_B$  — смещение максимума кривой дифракционного отражения (КДО) пленки от максимума КДО подложки,  $\Delta\psi = \psi_1 - \psi$ ,  $\delta = \Delta a/a_0$ , а  $\psi_{B1} = 2 \sin \psi_1 \sin \vartheta_{B1}$ .

Из основной системы динамических уравнений следует связь между амплитудами дифрагированных и проходящих волн в пленке и подложке при любом  $m$ :  $A_{hj}^{(m)} = r_{hj}^{(m)} A_{0j}^{(m)}$ ,  $D_h^{(m)} = r_{hcr}^{(m)} D_0^{(m)}$ , где

$$r_{hcr}^{(m)} = (2\varepsilon_{cr}^{(m)} \gamma_1 + \Delta_1 - \chi_0)/C \chi_{\bar{h}},$$

$$r_{hj}^{(m)} = (2\varepsilon_{fj}^{(m)} \gamma_1 + \Delta_1 - \chi_{01})/C \chi_{\bar{h}1}.$$

Так как тангенциальные составляющие ВВ волн, возникших в пленке, не изменяются при переходе через границу вакуум-пленка, каждому значению ВВ  $\mathbf{a}_{hj}^{(m)}$  соответствует своя дифрагированная волна в вакууме с амплитудой  $E_h^{(m)}$ , ВВ  $\mathbf{k}_h^{(m)}$  ( $|k_h^{(m)}| = k_0$ ) и углом выхода  $\sin \varphi_h^{(m)} = (k_0^2 - a_{hjt}^{(m)2})^{1/2}/k_0$ , а поле над поверхностью бикристалла также состоит из бесконечного набора плоских волн:

$$\mathbf{E}_{vac}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp \{ i \mathbf{k}_0 \mathbf{r} \} + \sum_{m=0}^{\infty} \mathbf{E}_h^{(m)} \exp \{ i \mathbf{k}_h^{(m)} \mathbf{r} \}.$$

Из условий непрерывности тангенциальных компонент электрических полей на границах кристаллической пленки

$$E_0^{(m)} = A_{01}^{(m)} + A_{02}^{(m)}, \quad E_h^{(m)} = A_{h1}^{(m)} + A_{h2}^{(m)} \quad (m \geq 0),$$

$$A_{01}^{(m)} g_{f1}^{(m)} + A_{02}^{(m)} g_{f2}^{(m)} = D_0^{(m)} g_{cr}^{(m)},$$

$$[A_{h1}^{(m)} g_{f1}^{(m)} + A_{h2}^{(m)} g_{f2}^{(m)}] \tau_f = D_h^{(m-1)} g_{cr}^{(m-1)} \tau_{cr},$$

для амплитудных коэффициентов ДО  $R_h^{(m)} = E_h^{(m)}/E_0$  и амплитуд проходящих волн в пленке и подложке получим

$$A_{01}^{(0)} = E_0/(1 + Q_0), \quad A_{01}^{(m)} = T^{(m)} D_0^{(m-1)} g_{cr}^{(m-1)},$$

$$R_h^{(0)} = r_{h1}^{(0)}(1 - g_f)/(1 + Q_0),$$

$$R_h^{(m)} = A_{01}^{(m)}(r_{h1}^{(m)} - r_{h2}^{(m)})/E_0,$$

$$D_0^{(0)} = g_{f1}^{(0)}(1 - r_f)/g_{cr}^{(0)}(1 + Q_0),$$

$$D_0^{(m)} = A_{01}^{(m)}(g_{f1}^{(m)} - g_{f2}^{(m)})/g_{cr}^{(m)},$$

где  $E_0^{(0)} = E_0$ ,  $E_0^{(m>0)} = 0$ ,  $D_h^{(m=0)} = 0$  и введены обозначения  $g_{fj}^{(m)} = \exp\{i a_{0jz}^{(m)} d\}$ ,  $g_{cr}^{(m)} = \exp\{i q_{0z}^{(m)} d\}$ ,  $\tau_f = \exp\{i h_{1z} d\}$ ,  $\tau_{cr} = \exp\{i h_z d\}$ ,  $T^{(m)} = r_{hcr}^{(m)}(\tau_{cr}/\tau_f)/(r_{h1}^{(m)} g_{f1}^{(m)} + Q_m r_{h2}^{(m)} g_{f2}^{(m)})$ ,  $g_f^{(m)} = g_{f1}^{(m)}/g_{f2}^{(m)}$ ,  $r_f = r_{h1}^{(0)}/r_{h2}^{(0)}$ , а коэффициенты  $Q_m$  связывают амплитуды проходящих волн в пленке  $A_{02}^{(m)} = Q_m A_{01}^{(m)}$ :

$$Q_0 = -g_f^{(0)} r_f, \quad Q_m = -1. \quad (2)$$

Как показано в [21],  $R_h^{(0)}$  описывает ДО от кристалла конечной толщины  $d$ , а вдали от точного условия Брэгга пленки  $\vartheta_{B1}$  амплитудный коэффициент ДО  $R_h^{(1)}$  описывает ДО от подложки с наложенными

осцилляциями, вызванными интерференцией волн в пленке.

Перейдем к анализу ЗО. Так как в кристаллической пленке существует две проходящие волны  $A_{0j}^{(m)}$  с одинаковыми тангенциальными компонентами ВВ, то в пленке возбуждаются также и две ЗО волны с амплитудами  $B_{0j}^{(m)}$  и ВВ  $b_{0j}^{(m)}$ . При этом естественно предположить, что  $B_{02}^{(m)} = Q_m B_{01}^{(m)}$ , где коэффициенты  $Q_m$  определяются предварительно с помощью (2). Таким образом, с учетом ЗО волновые поля в пленке и над поверхностью бикристалла примут вид:

$$\mathbf{E}_f(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=1}^2 \left( \mathbf{A}_{0j}^{(m)} \exp \{ i \mathbf{a}_{0j}^{(m)} \mathbf{r} \} + \mathbf{B}_{0j}^{(m)} \exp \{ i \mathbf{b}_{0j}^{(m)} \mathbf{r} \} + \mathbf{A}_{hj}^{(m)} \exp \{ i \mathbf{a}_{hj}^{(m)} \mathbf{r} \} \right),$$

$$\mathbf{E}_{\text{vac}}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp \{ i \mathbf{k}_0 \mathbf{r} \} + \sum_{m=0}^{\infty} \left( \mathbf{E}_h^{(m)} \exp \{ i \mathbf{k}_h^{(m)} \mathbf{r} \} + \mathbf{E}_s^{(m)} \exp \{ i \mathbf{k}_s^{(m)} \mathbf{r} \} \right),$$

где  $E_S^{(m)}$ ,  $k_S^{(m)}$  — амплитуды и ВВ зеркально отраженной от поверхности бикристалла волны,  $|k_S^{(m)}| = k_0$ ,  $b_{0jz}^{(m)} = -a_{0jz}^{(m)}$ .

Из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на верхней и нижней границах пленки для амплитудных коэффициентов ЗО  $R_S^{(m)} = E_S^{(m)}/E_0$  получим

$$R_S^{(0)} = \frac{r_0 + s_0 g_{f1}^{(0)2}}{1 + r_0 s_0 g_{f1}^{(0)2}},$$

$$R_S^{(m)} = \frac{s_1^{(m)} + Q_m s_2^{(m)}}{\gamma_S^{(m)}} \left( 1 - s_m g_{f1}^{(m)2} \right) \frac{A_{01}^{(m)}}{E_0},$$

где

$$r_0 = \frac{(\gamma_0 - s_1^{(0)}) + Q_0 (\gamma_0 - s_2^{(0)})}{(\gamma_0 + s_1^{(0)}) + Q_0 (\gamma_0 + s_2^{(0)})},$$

$$s_m = \frac{(s_1^{(m)} - \Gamma_0^{(m)}) + Q_m (s_2^{(m)} - \Gamma_0^{(m)}) g_f^{(m)-1}}{(s_1^{(m)} + \Gamma_0^{(m)}) + Q_m (s_2^{(m)} + \Gamma_0^{(m)}) g_f^{(m)}},$$

а  $s_j^{(m)} = a_{0jz}^{(m)}/k_0$ ,  $\Gamma_0^{(m)} = q_{0z}^{(m)}/k_0$ ,  $\gamma_S^{(m)} = -k_{Sz}^{(m)}/k_0$ .

При больших углах скольжения  $r_0, s_0 \ll 1$  и  $R_S^{(0)} \approx r_0 + s_0 g_{f1}^{(0)2}$ , где  $r_0, s_0$  представимы в виде:

$$r_0 = -(\chi_{01}/4\gamma_0^2)(1 - R_h^{(0)} C b_1^{1/2} |\chi_{h1}|/\chi_{01}),$$

$$s_0 = -[(\chi_0 - \chi_{01})/4\gamma_0^2][1 + r_{\text{hcr}}^{(0)} C b_1^{1/2} |\chi_h|/(\chi_0 - \chi_{01})]. \quad (3)$$

Первые слагаемые в  $r_0$  и  $s_0$  (3) описывают поведение кривой ЗО вдали от условий дифракции, а вторые слагаемые — дисперсионный вид [18–20]

и толщинные осцилляции на угловой зависимости ЗО от кристаллической пленки и подложки соответственно.

Для амплитудных коэффициентов ЗО  $R_S^{(m)}$  и ДО  $R_h^{(m)}$  ( $m \geq 1$ ) выполняются соотношения  $R_S^{(m+1)}/R_S^{(m)} \sim R_h^{(m+1)}/R_h^{(m)} \sim R_h^{(0)} r_{\text{hcr}}^{(m)}$ , что позволяет учитывать конечное число волн при построении волновых полей в пленке, подложке и над поверхностью бикристалла и приводит к конечной системе граничных условий. Так, например, для бикристалла с параметрами, соответствующими рис. 1, 2, при построении волновых полей достаточно учесть лишь 10 волн.

На рис. 1, 2 показаны угловые зависимости ЗО  $P_S = \sum_m |R_S^{(m)}|^2$  и ДО  $P_h = \sum_m (\sin \varphi_h^{(m)}/\gamma_0) |R_h^{(m)}|^2$

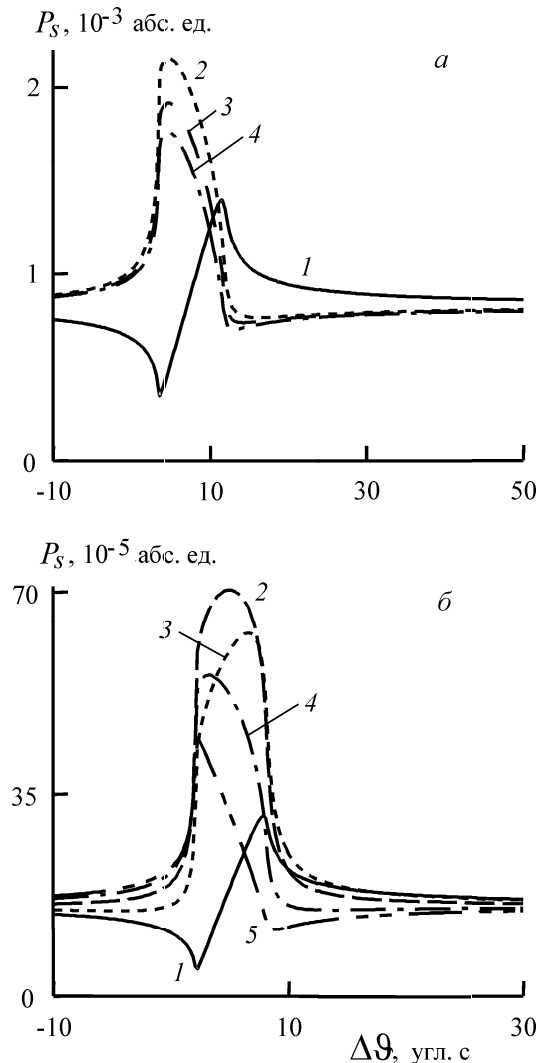


Рис. 1. Зависимость кривых ЗО от деформации (а) и толщины (б) кристаллической пленки: а — деформация пленки  $-\delta \cdot 10^{-4}$ : (1) идеальный кристалл, (2)  $\delta = 2$ , (3)  $\delta = 4$ , (4)  $\delta = 6$ , толщина пленки  $d = 2.715$  нм,  $\varphi_0 = 40^\circ$ ; б — толщина  $d$  (нм): (1) идеальный кристалл, (2)  $d = 0.543$ , (3)  $d = 1.086$ , (3)  $d = 1.629$ , (4)  $d = 2.172$ , (5)  $d = 2.715$ , деформация  $\delta = -4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_0 = 60^\circ$ . Излучение  $\text{Cu } K_\alpha$ , пленка  $\text{Si/Si(220)}$ ,  $\psi = 3^\circ$ ,  $\Delta\psi = 0$ , фактор аморфизации  $F_{\text{am}} = 1$  ( $\chi_{h1} = F_{\text{am}}\chi_h$ )

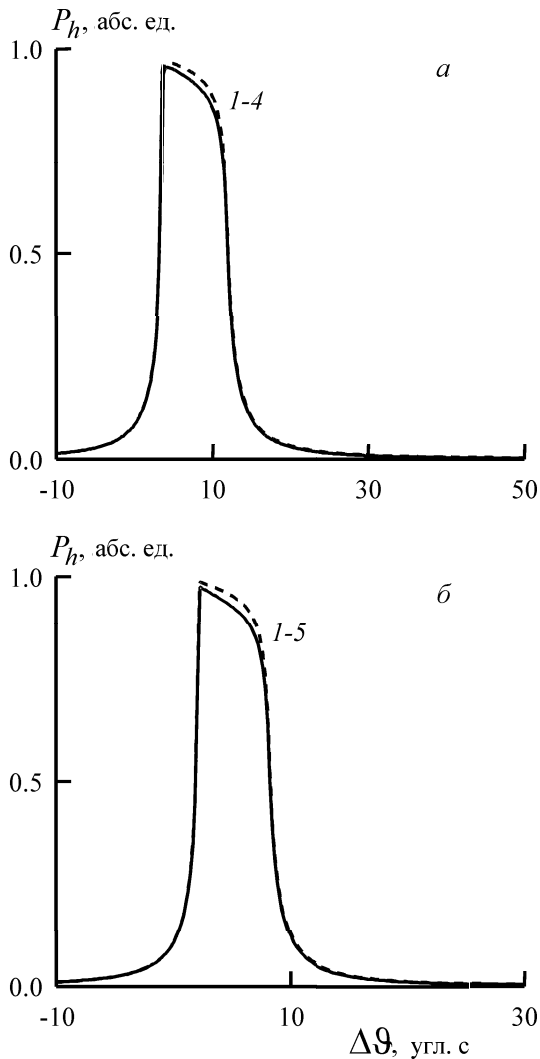


Рис. 2. Зависимость КДО от деформации (а) и толщины (б) кристаллической пленки. Обозначения см. на рис. 1

от бикристалла с различными деформациями (а) и толщинами (б) кристаллической пленки. В случае тонких пленок КДО практически не отличаются от КДО от подложки. В то же время даже незначительное изменение толщины тонкой пленки и/или ее деформации приводит к значительному изменению формы кривых ЗО в области КДО от подложки. При этом в области пика ДО от пленки сколь-нибудь заметное изменение кривых  $P_S$  и особенно  $P_h$  происходит лишь для толстых пленок с  $d \geq 10$  нм.

Таким образом, в настоящей работе показано, что метод ЗО рентгеновских лучей в условиях скользящей брэгговской дифракции обладает высокой чувствительностью и может быть использован для исследования тончайших (единицы нанометров)

кристаллических слоев на поверхности монокристалла в случае различных проекций на поверхность векторов обратной решетки пленки и подложки.

#### Литература

1. Афанасьев А.М., Александров П.А., Имамов Р.М. Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев. М., 1989.
2. Афанасьев А.М., Melkonyan M.K. // Acta Crystallographica A. 1983. **39**, No. 2. P. 207.
3. Aleksandrov P.A., Afanasiev A.M., Stepanov S.A. // Phys. Stat. Solidi (a). 1984. **86**, No. 1. P. 143.
4. Aleksandrov P.A., Afanasiev A.M., Melkonyan M.K., Stepanov S.A. // Phys. Stat. Solidi (a). 1984. **81**, No. 1. P. 47.
5. Aleksandrov P.A., Afanas'ev A.M., Golovin A.L. et al. // J. Appl. Cryst. 1985. **18**, No. 1. P. 27.
6. Александров П.А., Степанов С.А. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1986. № 6. С. 117.
7. Александров П.А., Афанасьев А.М., Степанов С.А. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1984. № 8. С. 9.
8. Андреева М.А., Кузьмин Р.Н. Мёссбауэровская и рентгеновская оптика поверхности. М., 1996.
9. Ulyanenko A.P., Stepanov S.A., Pietsch U., Köhler R. // J. Phys. D. 1995. **28**, No. 12. P. 2522.
10. Степанов С.А. // Кристаллография. 1994. **39**, № 2. С. 221.
11. Stepanov S.A., Köhler R. // J. Phys. D. 1994. **27**, No. 7. P. 1922.
12. Шипов И.А., Андреева М.А. // ЖТФ. 1989. **59**, № 9. С. 169.
13. Меликян О.Г. // Кристаллография. 1991. **36**, № 3. С. 549.
14. Пунегов В.И., Ладанов А.В. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1990. № 4. С. 45.
15. Andreeva M.A., Rocete K., Kharachev Yu.P. // Phys. Stat. Solidi (a). 1985. **88**, No. 2. P. 455.
16. Андреева М.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. № 6. С. 86 (Moscow University Phys. Bull. 1986. No. 6. P. 102).
17. Афанасьев А.М., Имамов Р.М. // Кристаллография. 1995. **40**, № 3. С. 446.
18. Бушуев В.А., Орешко А.П. // ФТТ. 2001. **43**, № 5. С. 906.
19. Бушуев В.А., Орешко А.П. // Кристаллография. 2003. **48**, № 1. С. 27.
20. Бушуев В.А., Имамов Р.М., Мухамеджанов Э.Х., Орешко А.П. // Кристаллография. 2001. **46**, № 3. С. 501.
21. Колпаков А.В. Динамическая дифракция рентгеновских лучей. М., 1989.

Поступила в редакцию  
03.02.03