ДИНАМИЧЕСКАЯ ЛАУЭ-ДИФРАКЦИЯ НА ГАРМОНИЧЕСКОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ СО СТАТИСТИЧЕСКИ РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ АМОРФНЫМИ КЛАСТЕРАМИ

К.М.Павлов, В.И.Пунегов

Теоретически рассмотрена динамическая Лауэ-дифракция на одномерной гармонической сверхрешетке с микродефектами. Получены уравнения для когерентных и диффузных компонент проходящих и отраженных волн. В численном эксперименте использована модель сверхрешетки с длиной модуляции, существенно меньшей длины экстинции. Установлено, что угловой профиль отраженной и проходящей интенсивности зависит от статического фактора Дебая–Валлера и характерных параметров модуляции решетки. Анализируются изменения периода маятниковых биений неидеальной сверхрешетки в угловых областях основного пика и сателлитов в зависимости от величины статического фактора и амплитуды модуляции. Показано, что в области основного отражения и прохождения маятниковый период увеличивается с увеличением деформации и уменьшением статического фактора. В угловой области первого сателлита этот период увеличивается с уменьшением статфактора и уменьшается с увеличением деформации решетки.

Модель гармонической сверхрешетки достаточно адекватно отражает деформацию кристаллической решетки, например, под воздействием ультразвуковой волны [1]. Для описания дифракции рентгеновских лучей на синусоидально-модулированном кристалле используются различные подходы. Как правило, эти подходы базируются на теории многоволновой дифракции [1] и уравнениях Такаги–Топэна [2].

Работа Като [3] послужила исходным материалом для развития теорий дифракции в многослойных [4–6] и модулированных [7,8] структурах с микродефектами. Однако уравнения статистической динамической дифракции в кристаллах с непрерывно изменяющимися по глубине параметрами решетки получены лишь для геометрии Брэгга [9]. Проблема Лауэ-дифракции в одномерно-деформированном кристалле с микродефектами в рамках статистической динамической теории рассеяния осталась нерассмотренной. Решению этой проблемы на примере гармонической сверхрешетки посвящена данная работа.

1. Уравнения для когерентных полей

Для простоты рассмотрим симметричную Лауэ-дифракцию рентгеновских лучей на плоскопараллельном кристалле толщиной t с поперечной гармонической модуляцией межплоскостного расстояния. Модуляция приводит к одномерной синусоидальной волне статических смещений $\langle \mathbf{u}(z) \rangle$. Помимо этого существуют мелкомасштабные случайные смещения $\delta\mathbf{u}$, вызванные статистически распределенными по сверхрешетке микродефектами. В уравнениях дифракции полное поле атомных смещений присутствует в виде суммы [9]

$$\mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \delta\mathbf{u}.$$

Ось Z выбранной системы координат направлена по нормали к входной поверхности в глубь кристалла. Создаваемые периодические смещения направлены параллельно поверхности входа и имеют вид

$$\langle \mathbf{u}(z) \rangle = \mathbf{u}_0 \sin(\nu z), \tag{1}$$

где $\nu = 2\pi/L$, L — период модуляции сверхрешетки. Амплитуда периодических смещений $\mathbf{u}_0$ прямо пропорциональна амплитуде деформации кристаллической решетки Δd и периоду модуляции L.

Пусть на поверхности входа сверхрешетки падает плоская σ-поляризованная монохроматическая рентгеновская волна под углом ϑ к системе отражающих атомных плоскостей.

Распространение рентгеновских лучей в кристаллической среде с одномерной деформацией описывается уравнениями Такаги–Топэна [10]

$$\frac{dE_0}{dz} = i\sigma_0 E_0 + i\sigma_{-g} e^{i\mathbf{g}\mathbf{u}} E_g,$$

$$\frac{dE_g}{dz} = i(\sigma_0 + \eta) E_g + i\sigma_g e^{-i\mathbf{g}\mathbf{u}} E_0, \tag{2}$$

где $E_{0,g}$ — полные амплитуды полей в направлениях прохождения и дифракции

$$E_{0,g} = \langle E_{0,g} \rangle + \delta E_{0,g},$$

Здесь $\langle E_{0,g} \rangle = E^c_{0,g}$ и $\delta E_{0,g}$ — соответственно когерентные и диффузные (некогерентные) составляющие, $\mathbf{g}$ — вектор дифракции.

Динамические коэффициенты σ_0 и $\sigma_{\pm g}$ определяются значениями Фурье-компонент поляризуемостей χ_0, $\chi_{\pm g}$, длиной волны падающего рентгеновского излучения λ и направляющими косинусами γ_0, γ_g (в симметричном случае Лауэ $\gamma_0 = \gamma_g = \gamma$)

$$\sigma_0 = \pi\chi_0(\lambda\gamma)^{-1}, \quad \sigma_{\pm g} = \pi\chi_{\pm g} C(\lambda\gamma)^{-1}.$$

Для σ-поляризованного излучения поляризационный множитель $C = 1$. Угловая переменная η в симметричном случае Лауэ имеет вид

$$\eta = 2\pi\Delta\vartheta \sin(2\vartheta_0)/(\lambda\gamma),$$

где ϑ_0 — угол Брэгга для усредненного параметра решетки сверхрешетки, а $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0$.

Преобразуем систему уравнений (2) с помощью замены

$$\tilde{E}_0 = E_0 e^{-i\sigma_0 z}, \quad \tilde{E}_g = E_g e^{-i(\sigma_0+\eta)z}. \tag{3}$$

В результате имеем

$$\frac{d\tilde{E}_0}{dz} = i\sigma_{-g}\Phi e^{i\eta z}\tilde{E}_g,$$

$$\frac{d\tilde{E}_g}{dz} = i\sigma_g\Phi^* e^{-i\eta z}\tilde{E}_0, \tag{4}$$

где фазовый фактор Φ включает в себя периодические Φ_p и флуктуационные Φ_f смещения атомов от их положения в идеальной решетке

$$\Phi = \Phi_p\Phi_f = \exp(i\mathbf{g}\langle\mathbf{g}\rangle)\exp(i\mathbf{g}\delta\mathbf{u}). \tag{5}$$

Из системы уравнений (4) для рентгеновских полей $\tilde{E}_0$ и $\tilde{E}_g$ с учетом граничных условий Лауэ-дифракции запишем формальные решения в интегральной форме

$$\tilde{E}_0(z) = \tilde{E}_0(0) + i\sigma_g \int\limits_0^z \Phi(z')e^{i\eta z'}\tilde{E}_g(z')dz',$$

$$\tilde{E}_g(z) = i\sigma_g \int\limits_0^z \Phi^*(z')e^{-i\eta z'}\tilde{E}_g(z')dz'. \tag{6}$$

Следуя [3], проведем статистическое усреднение уравнений (4). Используя формальное решение (6) и пренебрегая корреляцией между флуктуациями фазового фактора Φ и амплитудами полей, получаем уравнения для когерентных волн $\tilde{E}^c_{0,g} = \langle\tilde{E}^c_{0,g}\rangle$

$$\frac{d\tilde{E}^c_0}{dz} = i\sigma_{-g}e^{-i(\eta z+\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle)}\left\{\tilde{E}^c_g E + i\sigma_g\int\limits_0^z dz' e^{-i(\eta z'+\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle)}\tilde{E}_0(z')\langle\delta\Phi(z)\delta\Phi^*(z')\rangle\right\},$$

$$\frac{d\tilde{E}^c_g}{dz} = i\sigma_g e^{-i(\eta z+\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle)}\left\{\tilde{E}^c_0 E + i\sigma_{-g}\int\limits_0^z dz' e^{i(\eta z'+\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle)}\tilde{E}_g(z')\langle\delta\Phi^*(z)\delta\Phi(z')\rangle\right\}, \tag{7}$$

где

$$\delta\Phi(z) = \Phi_f E, \quad E = \langle\Phi_f\rangle = \langle e^{i\mathbf{g}\delta\mathbf{u}}\rangle, \tag{8}$$

E — статический фактор Дебая–Валлера.

Предположим, что поля $\tilde{E}_{0,g}$ слабо меняются по длине корреляции. Придерживаясь далее рассуждений, проведенных в [3], интегро-дифференциальные уравнения (7) преобразуем к замкнутой системе дифференциальных уравнений для когерентных амплитуд

$$\frac{d\tilde{E}^c_0}{dz} = i\sigma_{-g}Ee^{i(\eta z+\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle)}\tilde{E}^c_g - a\tau^*\tilde{E}^c_g,$$

$$\frac{d\tilde{E}_g^c}{dz} = i\sigma_g E e^{-i(\eta z + \mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle)}\tilde{E}_0^c - a\tau^*\tilde{E}_g^c, \tag{9}$$

где $a = \sigma_g\sigma_{-g}(1 - E^2)$. Присутствующий в (9) параметр τ представляет собой

$$\tau = \tau(z, \eta) = \int\limits_0^\infty e^{i\eta\xi}G(\xi, z)e^{-i\mathbf{g}[\langle\mathbf{u}(z-\xi)\rangle - \langle\mathbf{u}(z)\rangle]}d\xi \tag{10}$$

корреляционную длину деформированного кристалла, причем $\tau(0,0) = \tau_0 \ll \Lambda_{\text{ext}}$, где τ_0 имеет смысл корреляционной длины Като [3], Λ_{ext} — экстинкционная длина совершенного кристалла [10]. В рамках рассмотренного подхода статистическое распределение микродефектов в сверхрешетке определяется собственной корреляционной функцией

$$G(\xi, z) = \langle\delta\Phi(z)\delta\Phi^*(z - \xi)\rangle/(1 - E^2). \tag{11}$$

В случае однородного распределения дефектов эта функция не зависит от координаты z. Используя преобразование (3), перейдем от системы (9) к уравнениям для когерентных полей $E_{0,g}^c$

$$\frac{dE_0^c}{dz} = i(\sigma_0 + ia\tau)E_0^c + i\sigma_g E e^{i\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle}E_g^c,$$

$$\frac{dE_g^c}{dz} = i(\sigma_0 + \eta + ia\tau^*)E_g^c + i\sigma_g E e^{-i\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle}E_0^c. \tag{12}$$

Система уравнений (12) описывает одномерную Лауэ-дифракцию рентгеновских волн в кристаллах с усредненными и флуктуационными полями атомных смещений.

2. Диффузное рассеяние

Для анализа углового распределения интенсивности выходящих пучков необходимо принять во внимание оба канала дифракционного рассеяния, т.е. учесть вклады в КДО когерентной и диффузной компоненты. Когерентно-рассеянная интенсивность в направлении прохождения и дифракции может быть определена из решения дифференциальных уравнений

$$\frac{dI_0^c}{dz} = i\sigma_0 I_0^c - a\tau I_0^c + i\sigma_{-g}e^{i\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle}E\langle E_0^{*c}E_g^c\rangle + \text{k.c.},$$

$$\frac{dI_g^c}{dz} = i(\sigma_0 + \eta)I_g^c - a\tau^* I_g^c + i\sigma_g e^{-i\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle}E\langle E_0^c E_g^{*c}\rangle + \text{k.c.}, \tag{13}$$

которые в свою очередь получаются из системы уравнений (12). Уравнения для полных интенсивностей $I_{0,g}$, включающих в себя когерентную и диффузную компоненты, получаются на основе системы (2). Отметим, что интенсивность диффузно-рассеянных волн может быть определена путем вычитания из полной интенсивности $I_{0,g}$ когерентной составляющей $I^c_{0,g}$

$$I^d_{0,g} = I_{0,g} - I^c_{0,g},$$

где

$$I^c_{0,g} = \langle E_{0,g}\rangle\langle E^*_{0,g}\rangle, \quad I_{0,g} = \langle E_{0,g}E^*_{0,g}\rangle.$$

С другой стороны, некогерентно-рассеянные интенсивности также могут быть записаны через флуктуационные поля $\delta E_{0,g}$

$$I^d_{0,g} = \langle \delta E_{0,g}\delta E^*_{0,g}\rangle$$

Следуя процедуре вычислений [3,11], в результате несложных преобразований получаем систему уравнений для интенсивностей диффузно-рассеянных волн

$$\frac{dI^d}{dz} = -\mu_0 I^d_0 + \beta_{-g}I^c_g + \chi_{-g}I^d_g,$$

$$\frac{dI^d}{dz} = -\mu_g I^d_g + \beta_g I^c_0 + \chi_g I^d_0. \tag{14}$$

Коэффициенты, входящие в правые части уравнений, имеют вид

$$\mu_{0,g} = 2\,\mathrm{Im}(\sigma_0) + 2\,\mathrm{Re}\left[\sigma_g\sigma_{-g}(1-E^2)\left\{\begin{matrix}\tau'\\ \tau'^*\end{matrix}\right\}\right] + 2\,\mathrm{Re}\left[\sigma_g\sigma_{-g}E^2\left\{\begin{matrix}\Gamma_0\\ \Gamma^*_g\end{matrix}\right\}\right],$$

$$\beta_{\mp g} = 2\,\mathrm{Re}\left[|\sigma_{\mp g}|^2(1-E^2)\left\{\begin{matrix}\tau'\\ \tau'^*\end{matrix}\right\}\right],$$

$$\chi_{\mp g} = 2\,\mathrm{Re}\left[|\sigma_{\mp g}|^2(1-E^2)\left\{\begin{matrix}\tau'\\ \tau'^*\end{matrix}\right\}\right] + 2|\sigma_{\mp g}|^2E^2\left\{\begin{matrix}\Gamma_{gr}\\ \Gamma_{0r}\end{matrix}\right\}. \tag{15}$$

Здесь верхние выражения в фигурных скобках относятся к верхнему знаку индекса, т.е. первому уравнению системы (14). Длины корреляций

$$\Gamma_0 = \int\limits_0^\infty d\xi e^{-i\mathbf{g}(\langle\mathbf{u}(z-\xi)\rangle - \langle\mathbf{u}(z)\rangle)+i\eta\xi}G_0(\xi,z),$$

$$\Gamma_g = \int\limits_0^\infty d\xi e^{-i\mathbf{g}(\langle\mathbf{u}(z-\xi)\rangle - \langle\mathbf{u}(z)\rangle)+i\eta\xi}G_g(\xi,z)$$

характеризуют когерентное рассеяние диффузных волн на деформированной решетке. Корреляционные функции флуктуационных полей

$$G_0(\xi,z) = \langle\delta\tilde{E}^*_0(z)\delta\tilde{E}_0(z-\xi)\rangle,$$

$$G_g(\xi,z) = \langle\delta\tilde{E}_g(z)\delta\tilde{E}^*_g(z-\xi)\rangle$$

нормированы на I^d_0 и I^d_g соответственно. Более подробное обсуждение корреляционных длин $\Gamma_{0,g}$ для кристалла с $\mathbf{g}\langle\mathbf{u}\rangle = 0$ можно найти в [11].

3. Длина корреляции

Длину корреляции (10) применительно к модулированному кристаллу с периодическим полем атомных смещений (1) запишем в виде

$$\tau(\eta, z) = e^{-igu_0 \sin(\nu z)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(A) e^{i\nu m z} \int_0^{\infty} G(\xi, z) e^{i\eta_m \xi} d\xi, \qquad (16)$$

$$A = |\mathbf{gu}_0|, \quad \eta_m = \eta - m\nu.$$

Здесь, как и в работе [8], мы воспользовались разложением экспонент $e^{iA\sin(\nu(z-\xi))}$ в ряд по функциям Бесселя $J_m(A)$.

Выражение для корреляционной длины запишем в следующем виде:

$$\tau(\eta, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(A) e^{-i[gu_0 \sin(\nu z) - \nu m z]} \tau_m(\eta, z), \qquad (17)$$

где

$$\tau_m(\eta, z) = \int_0^{\infty} G(\xi, z) e^{i\eta_m \xi} d\xi \qquad (18)$$

далее будем трактовать как локальные длины корреляций в угловых областях расположения сателлитов ($m = \pm 1, \pm 2, \ldots$) и основного максимума ($m = 0$).

Следуя [6,11,12], рассмотрим модель дефектов в виде сферических аморфных кластеров без упругих полей деформации вне кластера. Дефекты однородно распределены по сверхрешетке. Принятой модели соответствует корреляционная функция [11]

$$G(\xi) = 1 - \frac{\xi}{4r_0\gamma_0}\left(3 - \frac{(\xi)^2}{4r_0^2\gamma_0^2}\right),$$

где r_0 — радиус кластера. Величина статфактора зависит от концентрации c и объема кластера

$$V_0 = \frac{4\pi r_0^3}{3}, \quad E = \exp(-cV_0).$$

Принятая модель лишь в известном приближении соответствует реальным дефектам кристаллической структуры [11]. Однако она достаточно удобна для анализа теоретических кривых дифракционного отражения искаженных кристаллов. Более реальная модель дефектов, например, кулоновского типа приводит к сложным формулам уже на этапе вычисления корреляционной функции [12]. Это существенно затрудняет вычисление корреляционных длин и проведение численных оценок.

4. Модель сверхрешетки. Численные расчеты

Достаточно полный анализ влияния длины модуляции L на рентгеновскую дифракцию в гармонической сверхрешетке приведен в [13]. Хотя в настоящее время более интенсивно исследуется случай $L \simeq \Lambda_{\text{ext}}$ [1,13], в данной работе рассмотрена модель сверхрешетки с $L \gg \Lambda_{\text{ext}}$ [14]. Такая модель принята для удобства численных расчетов углового распределения интенсивностей рентгеновских пучков. Так как машинное время счета определяется толщиной сверхрешетки, в качестве примера рассмотрим достаточно тонкий кристалл ($t = 55\,\mu$). Выбор модели сверхрешетки обусловлен и тем, чтобы по толщине кристалла укладывалось достаточное число периодов сверхрешетки. Рентгеновская дифракция на таком кристалле в отсутствие дополнительной модуляции проанализирована в работе [15]. При этом было показано, что период маятниковых биений определяется величиной статического фактора Дебая–Валлера. С другой стороны, маятниковый период определяется величиной длины и амплитуды модуляции, так как структурный фактор сверхрешетки

$$F_{g+\nu m} \approx J_m(A) F_g,$$

где F_g — структурный фактор основного отражения совершенного кристалла [13]. Следовательно, период маятниковых биений неидеальной сверхрешетки l_m будет отличаться от соответствующего периода идеального кристалла $l_{\text{per}\,f}$. Соотношение, связывающее l_m и $l_{\text{per}\,f}$, имеет вид

$$l_m = \frac{l_{\text{per}\,f}}{E J_m(A)}.$$

Здесь $m = 0$ относится к главному максимуму сверхрешетки, $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ к соответствующим сателлитам.

Численные расчеты выполнены для кристалла кремния с гармонической модуляцией межплоскостного расстояния (длина модуляции $L \approx 0.37\,\mu$). Выбрано (220) отражение $\text{Cu}K\alpha_1$-излучения.

На рис. 1 проиллюстрирован маятниковый эффект сверхрешетки для отраженной (a,c) и проходящей (b,d) волн в угловой области основного максимума (a,b) и сателлита (c,d). Кривые *1-3* показывают изменение периода маятникового биения в угловой области основного максимума и первого сателлита в зависимости от амплитуды модуляции $\Delta d = d - d_0$ и величины статфактора E. Здесь d — максимальное значение межплоскостного расстояния, d_0 — соответствующее значение для идеального кристалла. Угловые распределения интенсивностей отраженной и проходящей волн в окрестности основного максимума и левого сателлита, соответствующие маятниковым кривым *1-3*, изображены соответственно на рис. 2–4.

На рис. 2 показаны кривые отражения (a,c) и прохождения (b,d) модулированного кристалла. Верхние кривые (a,b) относятся к основному отражению, нижние — к области расположения первого сателлита. Такое же размещение и на следующих рисунках. Диффузная компонента в области расположения сателлита на всех рисунках представлена в увеличенном масштабе.

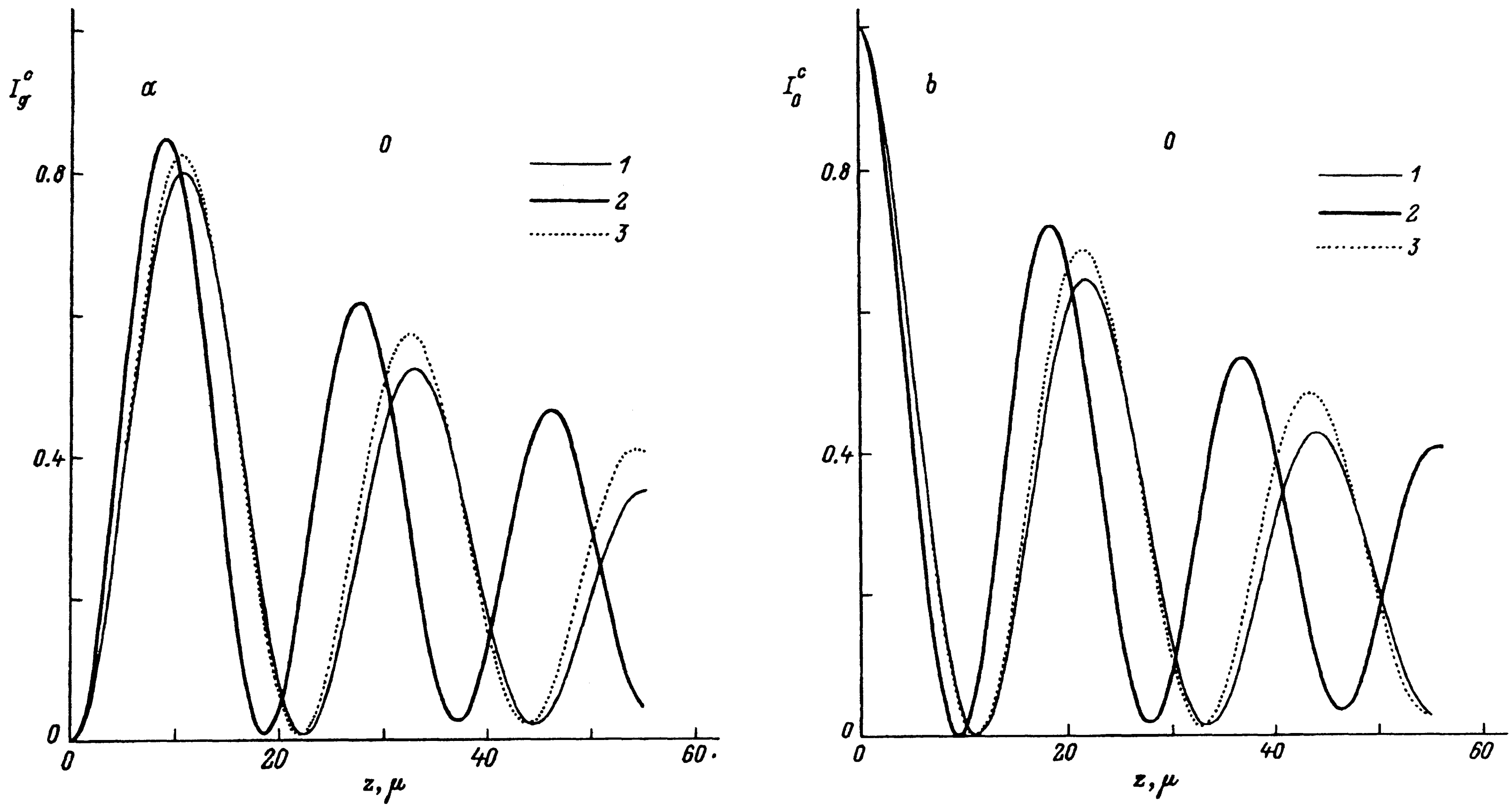

Рис. 1. Маятниковый эффект для когерентных составляющих отраженной I_g^c (a,c) и проходящей I_0^c (b,d) волн в угловой области основного максимума (a,b) и первого сателлита (c,d).

1 — $\Delta d/d_0 = 10^{-4}$, $E = 0.7$; *2* — 10^{-4}, 0.84; *3* — $4.29 \cdot 10^{-4}$, 0.84. Здесь и на последующих рисунках радиус кластеров $r_0 = 0.2\,\mu$, длина модуляции гармонической сверхрешетки $L = 0.37\,\mu$.

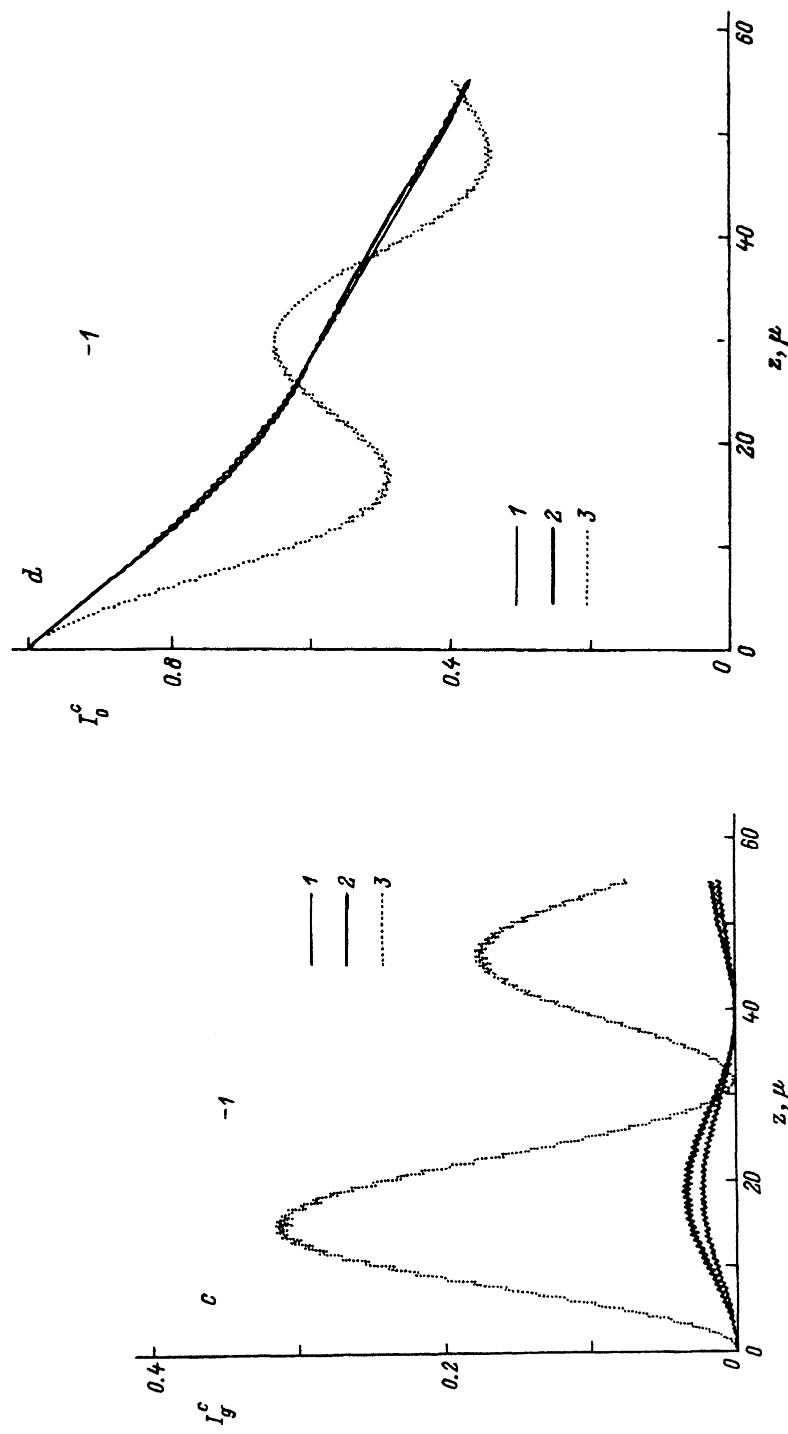

Рис. 1. (*продолжение*).

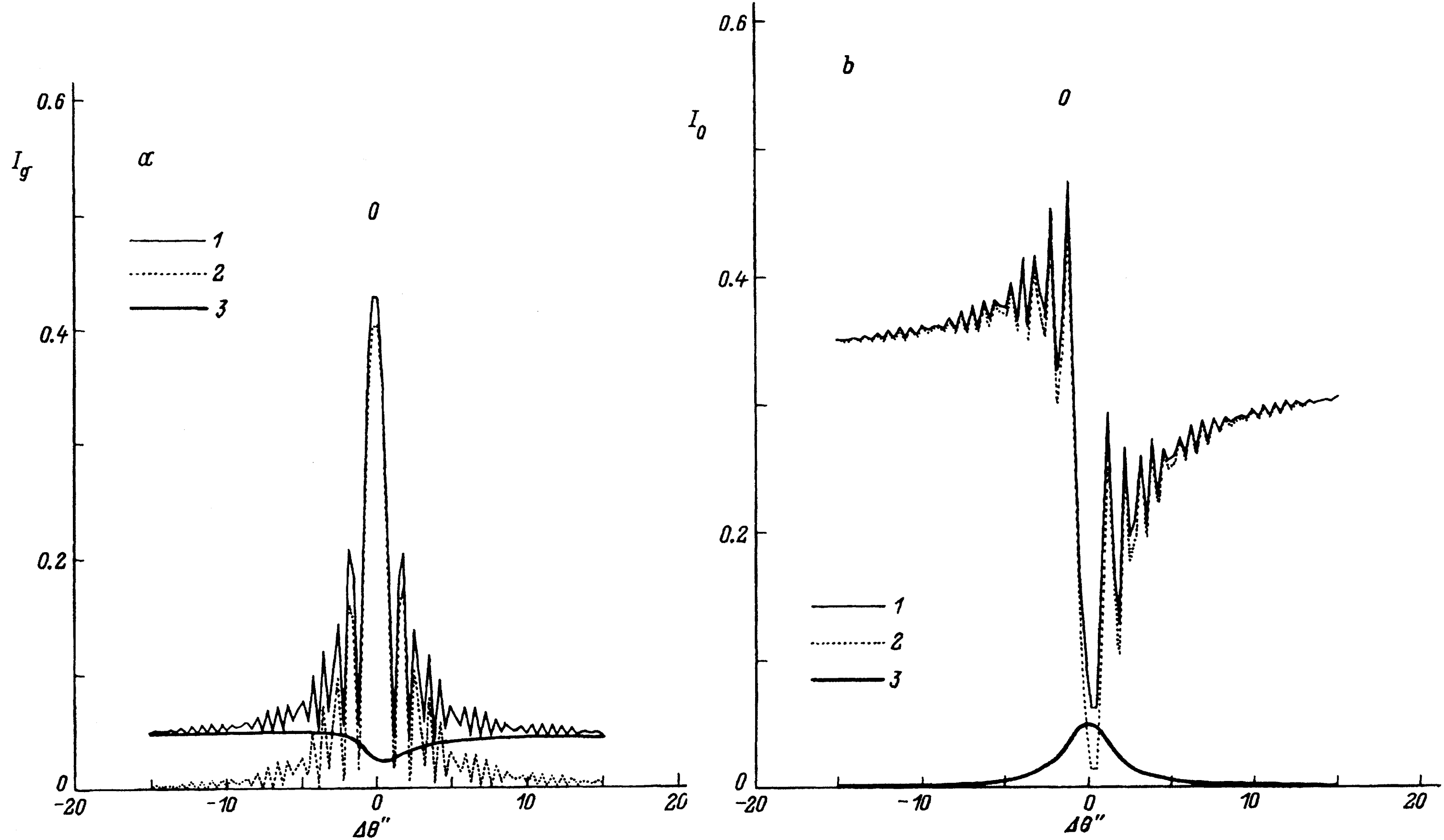

Рис. 2. Кривые дифракционного отражения (a,c) и прохождения (b,d).

a,b — область основного отражения; c,d — область первого сателлита. Здесь и на следующих рисунках: *1* — полная интенсивность, *2* — когерентная интенсивность, *3* — диффузная интенсивность. $\Delta d/d_0 = 10^{-4}$, $E = 0.7$.

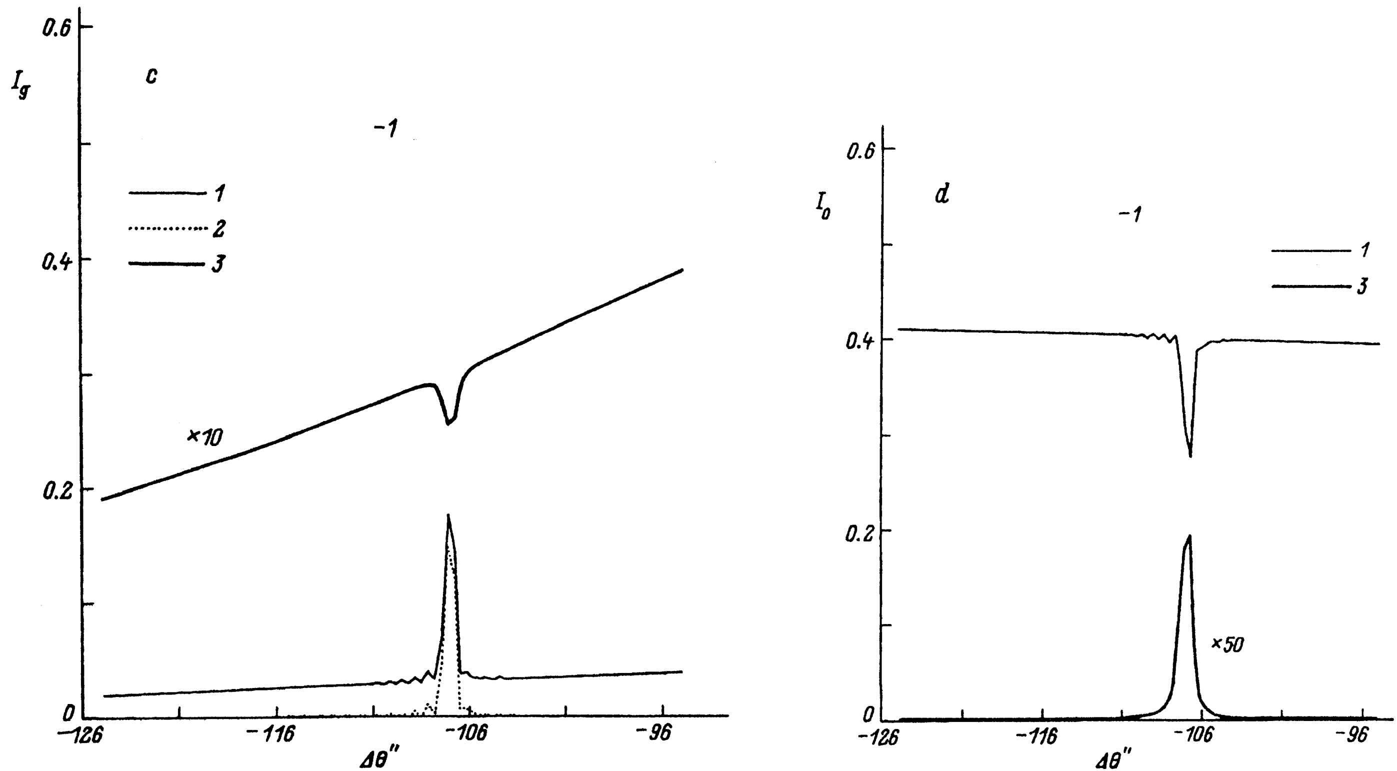

Рис. 2. (*продолжение*).

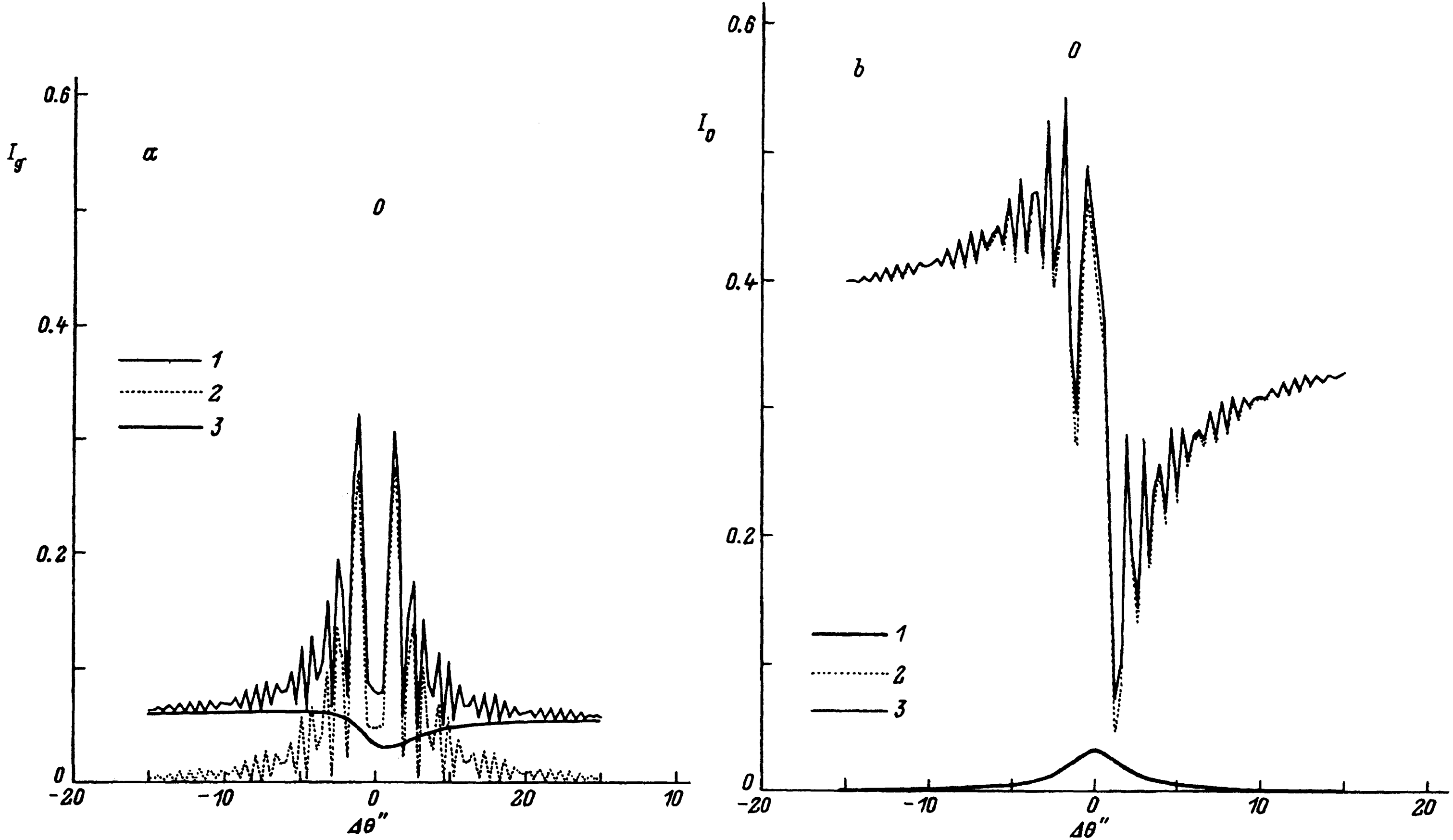

Рис. 3. Кривые дифракционного отражения (a,c) и прохождения (b,d).

a,b — область основного отражения; c,d — область первого сателлита. $\Delta d/d_0 = 10^{-4}$, $E = 0.84$.

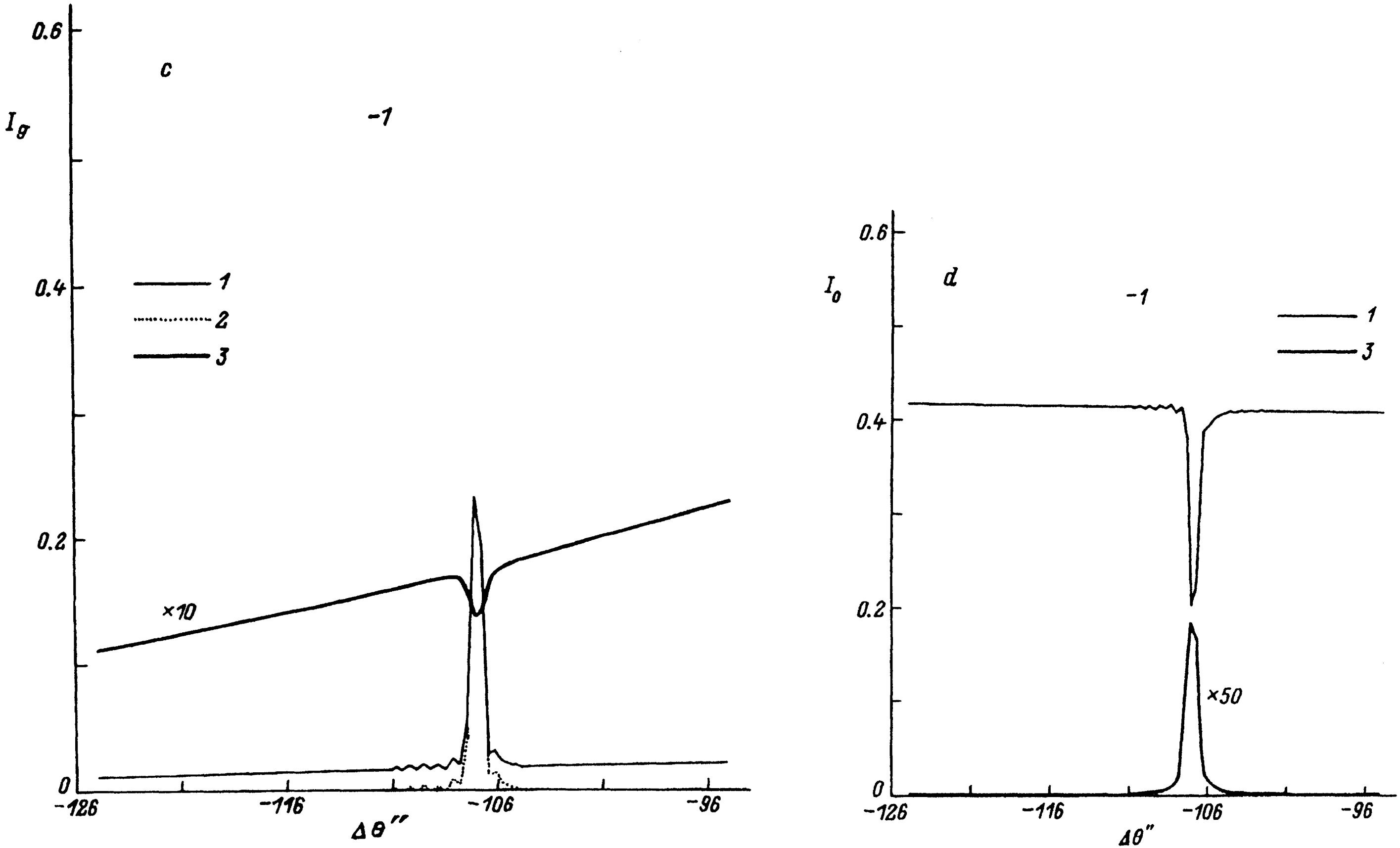

Рис. 3. (*продолжение*)

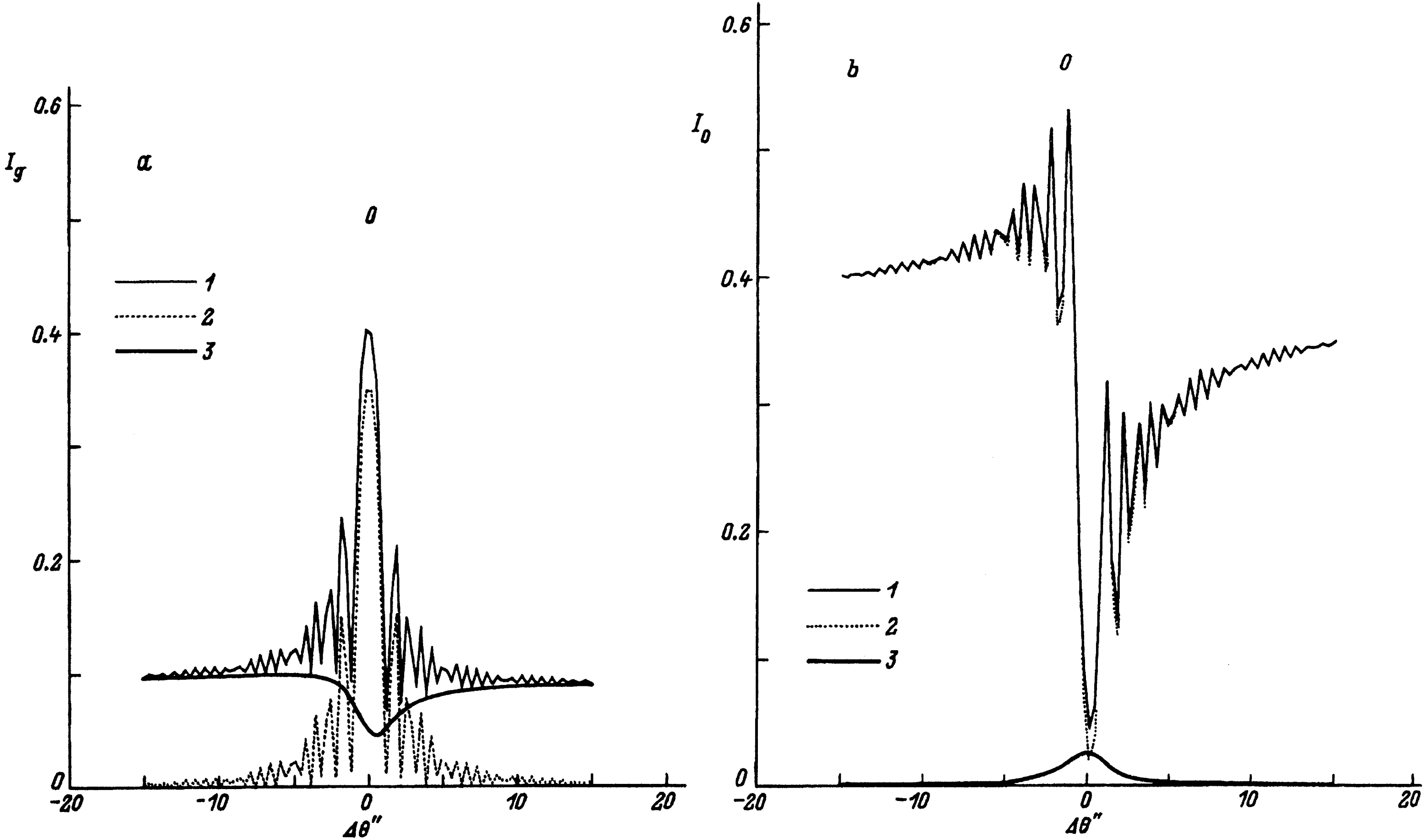

Рис. 4. Кривые дифракционного отражения (a,c) и прохождения (b,d).

a,b — область основного отражения; c,d — область первого сателлита. Амплитуда модуляции $\Delta d/d_0 = 4.29 \cdot 10^{-4}$, $E = 0.84$.

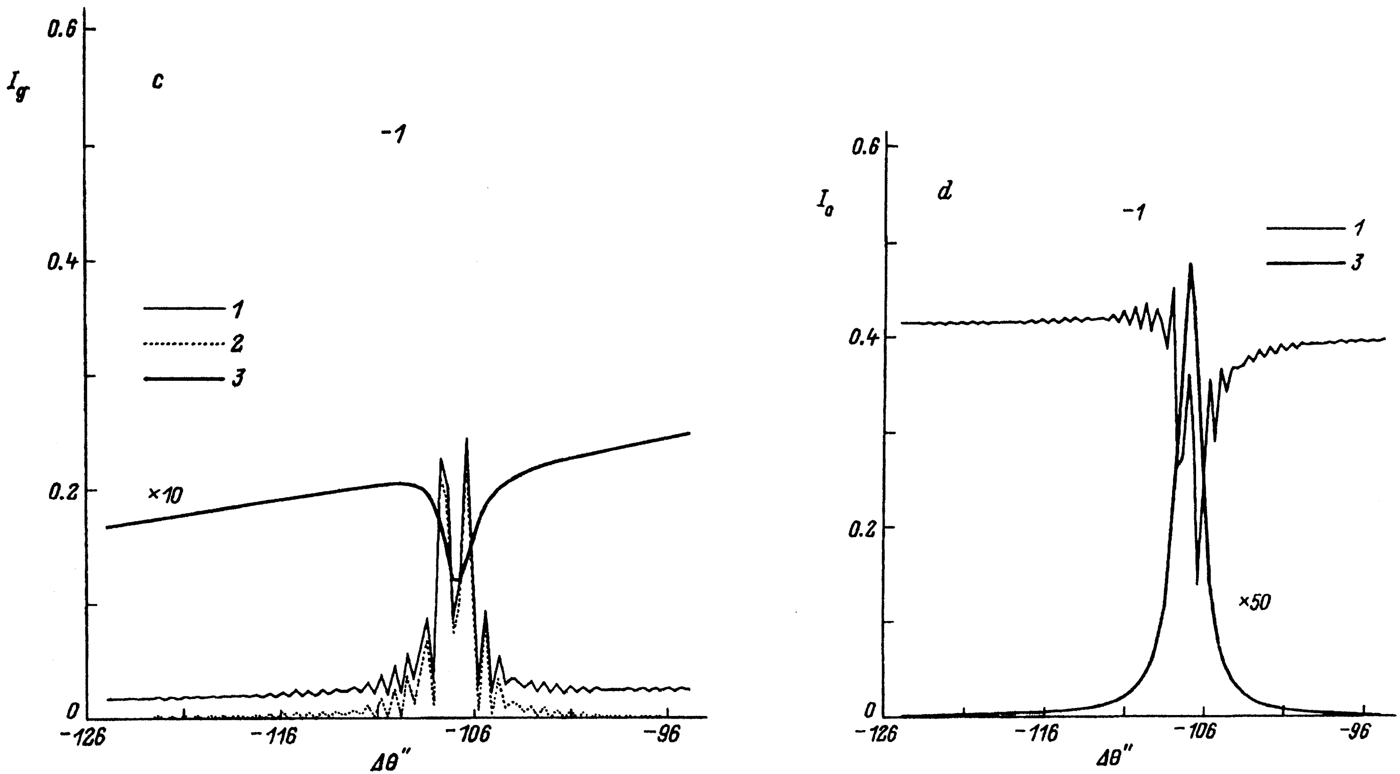

Рис. 4. (*продолжение*).

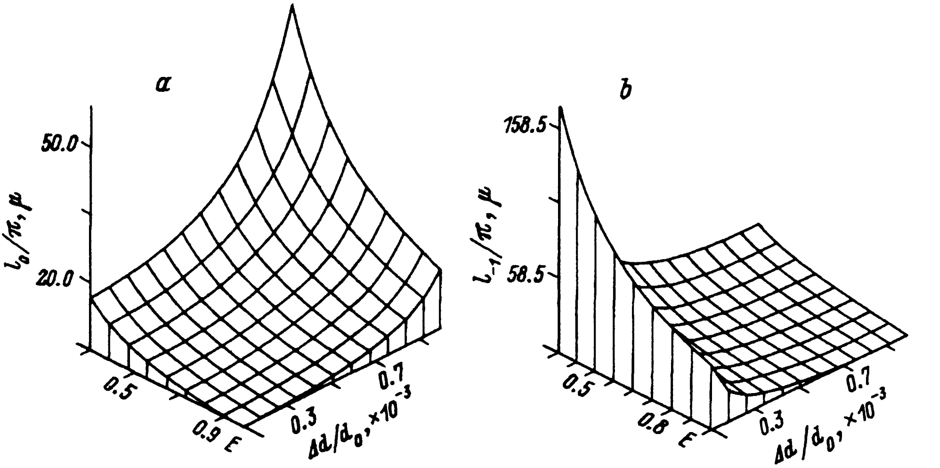

Рис. 5. Зависимость периода маятниковых биений в области основного максимума (a) и в области первого сателлита (b) от статфактора E $(0.3 + 0.99)$ и амплитуды модуляции $\Delta d/d_0$ $(10^{-4}–10^{-3})$.

Согласно проведенному численному эксперименту, уменьшение концентрации дефектов приводит к изменению формы кривых отражения и прохождения в угловой области основного пика (рис. 3). Это связано с изменением периода маятникового биения (рис. 1, кривые *1,2*). Однако вид когерентной составляющей сателлита изменился слабо. Причина этого эффекта заключается в неодинаковом (несинхронном) изменении периода маятниковых биений для различных угловых областей дифракционного спектра. Действительно, согласно рис. 1, период маятникового биения в области основного максимума изменился существенно, тогда как в угловой области сателлита остался практически без изменения. Интенсивность диффузного рассеяния уменьшилась вследствие уменьшения концентрации дефектов.

Профиль когерентной составляющей может снова измениться и принять практически первоначальный вид (рис. 2) подбором амплитуды модуляции (рис. 4). Иными словами, период маятниковых биений в области основного максимума сверхрешетки в данном случае изменяется не за счет дефектов, а вследствие изменения непрерывной периодической деформации. Таким образом, недостающая концентрация дефектов компенсируется увеличением амплитуды периодической деформации (ср. кривые *1* и *3* на рис. 1,a,b). Однако более сильное обозначение периода модуляции ведет к заметному увеличению взаимодействия рентгеновской волны со сверхструктурой в угловой области сателлита. Это приводит к росту интенсивности отраженной волны и уменьшению периода маятникового биения (рис. 1,c,d). Следовательно, угловой профиль сателлита может существенно измениться (рис. 4). Таким образом, два фактора влияют на формирование углового спектра проходящей и дифрагированной интенсивности тонкого модулированного кристалла с постоянной длиной модуляции L. К первому следует отнести величину статического фактора Дебая–Валлера. Последний в свою очередь зависит от типа, концентрации и размеров дефектов. Вторым фактором является дополнительная периодическая модуляция. Она проявляется через соответствующие функции Бесселя, аргумент которых зависит от амплитуды и периода модуляции.

Итак, согласно численному эксперименту, наличие дефектов заметно изменяет картину дифракции в области основного максимума и практически оставляет ее неизменной в области сателлита. С другой стороны, изменение параметров, определяющих дополнительную модуляцию (Δd и L), заметно влияет на маятниковый период как основного, так и сателлитного максимума. Если увеличение концентрации дефектов в общем случае приводит к удлинению маятникового периода как в области основного максимума, так и в области сателлита (рис. 5,a), то увеличение амплитуды деформации уменьшает длину маятниковых колебаний в угловой области сателлита (рис. 5,b). Этот эффект может быть использован для определения концентрации и размеров дефектов (статфактора E) с помощью разных режимов создания сверхрешеточной структуры.

Список литературы

[1] Ассур К.П., Энтин И.Р. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 7. С. 2122–2129.
[2] Хапачев Ю.П., Чуховский Ф.Н. // Металлофизика. 1991. Т. 13. № 7 С. 65–85.
[3] Kato N. // Acta Cryst. (a). 1980. V. 36. N 5. P. 763–769, 770–778.
[4] Бушуев В.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 11. С. 70–78.
[5] Пунегов В.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 1. С. 234–242.
[6] Пунегов В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 4. С. 65–70.
[7] Пунегов В.И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 8. С. 2476–2478.
[8] Пунегов В.И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 10. С. 82–87.
[9] Пунегов В.И. Кристаллография. 1990. Т. 35. № 3. С. 576–583.
[10] Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 391 с.
[11] Бушуев В.А. // Деп. ВИНИТИ. М., 1988. № 486-В88. 51 с.
[12] Воронков С.Н., Чуховский Ф.Н. // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 6. С. 52–56.
[13] Энтин И.Р. // Проблемы рентгеновской диагностики несовершенства кристаллов. Ереван, 1985. С. 201–221.
[14] Köhler R., Möhling W., Peibst H. // Phys. Stat Sol. (b). 1974. V. 61. N 1. P. 173–180.
[15] Пунегов В.И., Павлов К.М. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 12. С. 60–64.

Сыктывкарский государственный университет

Поступило в Редакцию
4 марта 1993 г.