

Диффузный вклад в зеркальных спектрах и зеркальный в диффузных при рассеянии рентгеновского излучения на шероховатых интерфейсах

© Т.Ю. Петров*, В.П. Романов*, В.М. Уздин*, С.В. Ульянов*,**

* Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

** Санкт-Петербургский торгово-экономический институт,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ulyanov_sv@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 декабря 2008 г.)

Проведено исследование угловых зависимостей интенсивности рассеянного рентгеновского излучения на многослойных системах с неидеальными интерфейсами при учете реальной геометрии приемного устройства. Проанализировано влияние шероховатости интерфейсов и их продольных и поперечных корреляций на спектры зеркального и диффузного рассеяния. Показано, что учет диффузного вклада в зеркальных спектрах позволяет получить информацию о корреляционных длинах как в плоскости, так и перпендикулярно плоскости интерфейса. Параметры шероховатости определяют и соотношение высот центрального брэгговского пика и диффузного плато в диффузных спектрах. Спектры, измеренные при нескольких ширинах щели детектора, позволяют выделить истинно зеркальный и диффузный вклады, что дает возможность более аккуратной интерпретации данных эксперимента. Результаты расчетов иллюстрируются анализом экспериментальных спектров рассеяния на многослойных системах.

Работа поддержана грантами РФФИ № 07-02-01065 и РНП 2.1.1/4430.

PACS: 73.21.Ac, 78.70.Ck

1. Введение

Новые эффекты, открытые в последние годы в искусственно создаваемых многослойных системах, привлекли внимание к проблеме контроля структуры интерфейсов на атомном масштабе, поскольку именно она определяет уникальные электронные, магнитные и транспортные свойства этих систем. Интерфейсы любых многослойных пленок неидеальны. Они содержат ступеньки, области, где произошло перемешивание атомов разных слоев, другие структурные дефекты, делающие границы раздела шероховатыми. Определение статистических свойств шероховатостей, таких как их среднеквадратичная амплитуда и пространственная корреляция вдоль и поперек интерфейсов, представляет собой важную задачу, для решения которой используется целый ряд экспериментальных методов.

Традиционным методом получения информации о структуре многослойных пленок является анализ рассеянного рентгеновского излучения. В этих измерениях надежно определяемыми параметрами являются средние межслоевые расстояния, число слоев пленки и среднеквадратичные амплитуды шероховатостей. Что касается корреляции шероховатостей, то их определить значительно сложнее, и здесь в зависимости от методики интерпретации экспериментальных данных и модельных представлений о структуре интерфейсов часто возникает неоднозначность. Изучению рассеяния рентгеновского излучения многослойными системами посвящено большое количество работ. Не претендуя на полноту изло-

жения, укажем лишь некоторые из них, [1–11], более подробный список литературы можно найти в монографии [1]. Теоретический подход для описания рассеяния рентгеновского излучения на шероховатых интерфейсах был разработан в работах [2–5]. Было установлено, как корреляции в плоскостях интерфейсов и поперек плоскостей в многослойных системах влияют на формы спектров зеркального и диффузного рассеяния. Однако некоторые особенности экспериментальных спектров не нашли естественного объяснения в рамках этого подхода. В наших работах [9–11] исследовалось влияние разных типов шероховатости — перемешивания и ступенек — на зеркальные спектры. Было установлено, что они по-разному влияют на форму спектров. Характерной особенностью спектров зеркального рассеяния рентгеновского излучения на сверхрешетках являются уширение брэгговских пиков высокого порядка и замедление спада интенсивности с ростом угла рассеяния по сравнению с предсказаниями стандартной теории [2–5]. Как было показано в работе [9], перемешивание атомов соседних слоев может привести к уменьшению высоты брэгговских пиков, но не к их уширению. Объяснение экспериментально наблюдаемых характерных особенностей спектров зеркального рассеяния, основанное на учете конечной угловой апертуры приемного устройства, было дано в работах [10,11]. Обычно считается, что спектры диффузного рассеяния содержат информацию о корреляциях шероховатостей в плоскостях слоев интерфейсов, в то время как информация о корреляциях шероховатостей в направлении, перпендикулярном сло-

ям, содержится в спектрах зеркального рассеяния [1–7]. Однако в спектрах зеркального рассеяния за счет конечных апертур источника и приемника всегда есть вклад диффузного рассеяния [10,11]. В то же время в спектрах диффузного рассеяния присутствует вклад зеркального рассеяния, отвечающий за существование центрального пика. Поэтому для определения корреляционных свойств многослойных пленок представляется естественным использовать оба эксперимента и учитывать при их интерпретации форму и конечные размеры приемной щели детектора. Анализ этой проблемы посвящена настоящая работа.

2. Зеркальное и диффузное рассеяние на слоистых структурах

Интенсивность рассеянного рентгеновского излучения будем вычислять в рамках первого борновского приближения, т.е. в рамках кинематического подхода, справедливого, когда углы скольжения падающего или рассеянного луча далеки от угла полного внешнего отражения. Будем рассматривать сверхрешетки, представляющие собой повторяющиеся бислои, составленные из двух различных материалов. В системах такого типа — металлических магнитных сверхрешетках — был открыт эффект гигантского магнетосопротивления, величина которого существенно зависит от структуры интерфейса на атомном масштабе. Имеется большое количество экспериментальных рентгеновских спектров таких систем. Нас будут интересовать корреляционные свойства шероховатостей, которые могут быть получены из спектров рассеяния рентгеновского излучения как в зеркальном, так и в диффузном режиме.

Дифференциальное сечение рассеяния $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ рентгеновского излучения на многослойной пленке определяется выражением [3,7]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k_0^4}{(4\pi)^2 q_z^2} \sum_{n,m=0}^{2N} \Delta\varepsilon_n \Delta\varepsilon_m e^{-iq_z(z_n - z_m)} e^{-\frac{q_z^2}{2} (\langle h_n^2 \rangle + \langle h_m^2 \rangle)} \times \left\{ S(2\pi)^2 \delta(q_x) \delta(q_y) + \iint_S d\mathbf{r}_{\perp 1} d\mathbf{r}_{\perp 2} e^{-i\mathbf{q}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp 1} - \mathbf{r}_{\perp 2})} \times \left(e^{[q_z^2 \langle h_n(\mathbf{r}_{\perp 1}) h_m(\mathbf{r}_{\perp 2}) \rangle]} - 1 \right) \right\}. \quad (1)$$

Здесь пленка предполагается состоящей из N бислоев, $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_0$ — вектор рассеяния, \mathbf{k}_r и \mathbf{k}_0 — волновые векторы рассеянной и падающей волн, $\mathbf{q} = (\mathbf{q}_{\perp}, q_z)$, $\Delta\varepsilon_n$ — скачок диэлектрической проницаемости на n -м интерфейсе.

Плоскость $z = 0$ соответствует среднему положению границы подложки, на которой прикреплена пленка. Положение $z_n(\mathbf{r}_{\perp})$ точки n -го интерфейса представлено в виде $z_n(\mathbf{r}_{\perp}) = z_n + h_n(\mathbf{r}_{\perp})$, где z_n — среднее положение интерфейса, а $h_n(\mathbf{r}_{\perp})$ — отклонение, которое считается

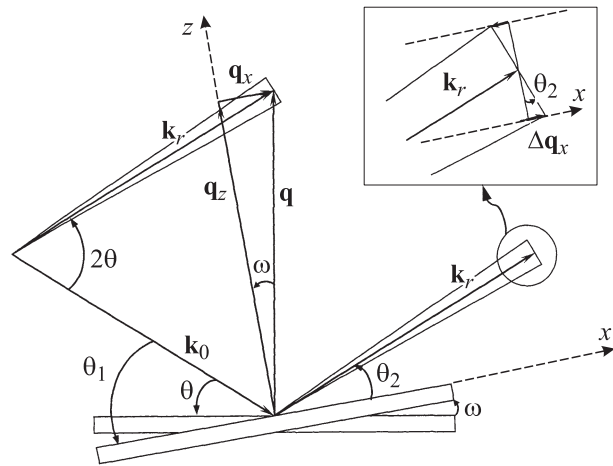


Рис. 1. Геометрия экспериментов по изучению диффузного и зеркального рассеяния. ω — угол поворота образца по отношению к положению зеркального отражения. На вставке показан диапазон волновых векторов рассеянного излучения, попадающего в детектор из-за конечных размеров приемного отверстия.

случайной величиной, подчиняющейся распределению Гаусса с нулевым средним значением. Интегрирование ведется по освещенной поверхности пленки S , $\delta(q)$ — дельта-функция.

Сечение рассеяния в приемное отверстие детектора найдем интегрированием величины $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ по телесному углу $\Delta\Omega$, под которым детектор виден из точки поверхности рассеивающей пленки

$$\Delta\sigma = \int_{\Delta\Omega} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega. \quad (2)$$

Дифференциал телесного угла может быть выражен через компоненты вектора рассеяния [2]

$$d\Omega = \frac{dq_x dq_y}{k_0^2 \sin^2 \theta_2}, \quad (3)$$

где θ_2 — угол скольжения рассеянного луча. Для определенности будем считать, что рассеяние происходит в плоскости xz .

На рис. 1 изображена геометрия экспериментов по изучению диффузного и зеркального рассеяния. При исследовании диффузного рассеяния поворачивают только рассеивающую многослойную пленку. При этом плоскость ее поверхности остается перпендикулярной плоскости рассеяния. Постоянным остается угол рассеяния — $2\theta = \theta_1 + \theta_2$, где θ_1 — угол скольжения падающей волны. Угол поворота ω , отсчитанный от положения зеркального отражения, меняется по закону $\omega = (\theta_1 - \theta_2)/2$. При изучении зеркального рассеяния одновременно поворачивают рассеивающую пленку и меняют положение детектора, сохраняя расстояние между детектором и пленкой. При этом должно выполняться условие $\theta = \theta_1 = \theta_2$.

В дальнейших расчетах будем учитывать реальные размеры и форму приемного отверстия детектора. Будем считать, что оно имеет форму прямоугольника ширины a в плоскости рассеяния и длины b в перпендикулярном направлении. Щель детектора считается расположенной перпендикулярно рассеянному лучу на расстоянии L от многослойной пленки. В этом случае интегрирование по телесному углу в формуле (2) проводится в следующих пределах:

$$\int_{\Delta\Omega} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \int_{-\Delta q_y}^{\Delta q_y} \frac{dq_y}{k_0} \int_{q_x - \Delta q_x}^{q_x + \Delta q_x} \frac{dq_x}{k_0 \sin \theta_2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right), \quad (4)$$

где $\sin \theta_2$ практически не меняется на промежутке интегрирования, а пределы интегрирования определяются длиной волны падающего излучения и геометрией эксперимента, в частности размерами и положением приемной щели детектора,

$$\Delta q_x = \frac{a \sin \theta_2}{2L} k_0, \quad \Delta q_y = \frac{b}{2L} k_0. \quad (5)$$

Величина телесного угла $\Delta\Omega$ дается выражением

$$|\Delta\Omega| = \frac{ab}{L^2} = \frac{4\Delta q_x \Delta q_y}{k_0^2 \sin^2 \theta_2}. \quad (6)$$

Для коэффициента отражения R , определенного как отношение интенсивности излучения, рассеянного в телесный угол $\Delta\Omega$, к интенсивности падающего излучения имеем

$$R = \frac{1}{S \sin \theta_1} \int_{\Delta\Omega} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega. \quad (7)$$

Результат вычислений удобно представить в виде суммы двух слагаемых

$$R = R_1 + R_2. \quad (8)$$

Здесь

$$R_1 = \frac{k_0^2}{4q_z^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \Theta(\Delta q_x - q_x) \Theta(\Delta q_x + q_x) \sum_{n,m=0}^{2N} F_{n,m}, \quad (9)$$

$$R_2 = \frac{k_0^2}{(2\pi)^2 q_z^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \sum_{n,m=0}^{2N} F_{n,m} \iint_S dx dy \cos(q_x x) \times \frac{\sin(\Delta q_x x)}{x} \frac{\sin(\Delta q_y y)}{y} (e^{q_z^2 \langle h_n(x,y) h_m(0,0) \rangle} - 1), \quad (10)$$

$$F_{n,m} = \Delta \varepsilon_n \Delta \varepsilon_m e^{-iq_z(z_n - z_m)} e^{-\frac{q_z^2}{2} (\langle h_n^2 \rangle + \langle h_m^2 \rangle)}. \quad (11)$$

Через $\Theta(q)$ обозначена функция Хевисайда. Первое слагаемое R_1 в формуле (8) дает вклад центрального пика зеркального рассеяния, второе слагаемое R_2 учитывает диффузное рассеяние.

Выражение (10) выглядит симметричным относительно углов θ_1 и θ_2 , что должно было бы приводить к

симметричности кривых диффузного рассеяния, однако экспериментально обычно наблюдается их асимметрия [7,8,12]. Это связано с зависимостью Δq_x от $\sin \theta_2$, следующей из формулы (5). Можно было бы ожидать, что упомянутая зависимость, приводящая к изменению области интегрирования в выражении (10), позволила бы по асимметрии крыльев кривых диффузного рассеяния определять корреляционные свойства шероховатостей. Однако приведенные далее оценки показывают, что в экспериментально наблюдаемых диффузных кривых асимметрия сводится к простой угловой зависимости, не содержащей информации о шероховатости интерфейса. Рассмотрим этот момент подробнее. Подынтегральное выражение в формуле (10) отлично от нуля только на расстояниях порядка или меньше корреляционной длины шероховатостей в плоскостях интерфейсов. Если эти длины не очень велики ($l_{\perp} < 100$ nm), то в подынтегральном выражении в формуле (10) $\sin(\Delta q_x x)$ можно заменить аргументом. Действительно,

$$\Delta q_x l_{\perp} = \frac{a \sin \theta_2}{2L} k_0 l_{\perp}.$$

Для типичных значений параметров экспериментов по рассеянию рентгеновских волн $a \approx 0.03$ cm, $L \approx 100$ cm, $k_0 \approx 4 \cdot 10^8$ cm⁻¹ получаем $\Delta q_x l_{\perp} < 0.06 \sin \theta_2$. В результате замены $\sin(\Delta q_x x)$ на $\Delta q_x x$ находим

$$R_2 = \frac{ak_0^3}{8\pi^2 L q_z^2 \sin \theta_1} \sum_{n,m=0}^{2N} F_{n,m} \iint_S dx dy \cos(q_x x) \times \frac{\sin(\Delta q_y y)}{y} (e^{q_z^2 \langle h_n(x,y) h_m(0,0) \rangle} - 1). \quad (12)$$

Как следует из зависимости выражения (12) от угла θ_1 , кривые диффузного рассеяния, полученные при отклонении пленки от углов зеркального отражения, не будут симметричными при уменьшении углов скольжения падающего и рассеянного лучей, как это и наблюдается в эксперименте [7,8,12].

При проведении численных расчетов корреляция шероховатостей интерфейсов моделировалась следующим образом [7]:

$$\langle h_n(\mathbf{r}_{\perp 1}) h_m(\mathbf{r}_{\perp 2}) \rangle = \sigma_n \sigma_m \exp \left[- \left(\frac{|z_n - z_m|}{l_{z n,m}} \right)^\alpha \right] \times \exp \left[- \left(\frac{|\mathbf{r}_{\perp 1} - \mathbf{r}_{\perp 2}|}{l_{\perp n,m}} \right)^{2H_{n,m}} \right], \quad (13)$$

где обычно $\alpha = 1$ или 2 , $H_{n,m} \in [0, 1]$, величины $l_{z n,m}$ и $l_{\perp n,m}$ являются корреляционными длинами шероховатостей интерфейсов в направлениях поперек и вдоль плоскости слоя соответственно, σ_n — среднеквадратичная шероховатость границы раздела слоев с номерами n и $n+1$. В формуле (13) учитывается, что корреляционные свойства сверхрешетки могут зависеть от номеров слоев. В частности, они могут быть разными для подложки ($n=0$ или $m=0$) и для слоев пленки ($n, m \geq 1$).

3. Определение статистических характеристик шероховатостей из диффузных и зеркальных спектров

На рис. 2, *a* приведены результаты расчетов и экспериментальные данные [13] рассеяния волн с $\lambda = 1.1272 \text{ \AA}$

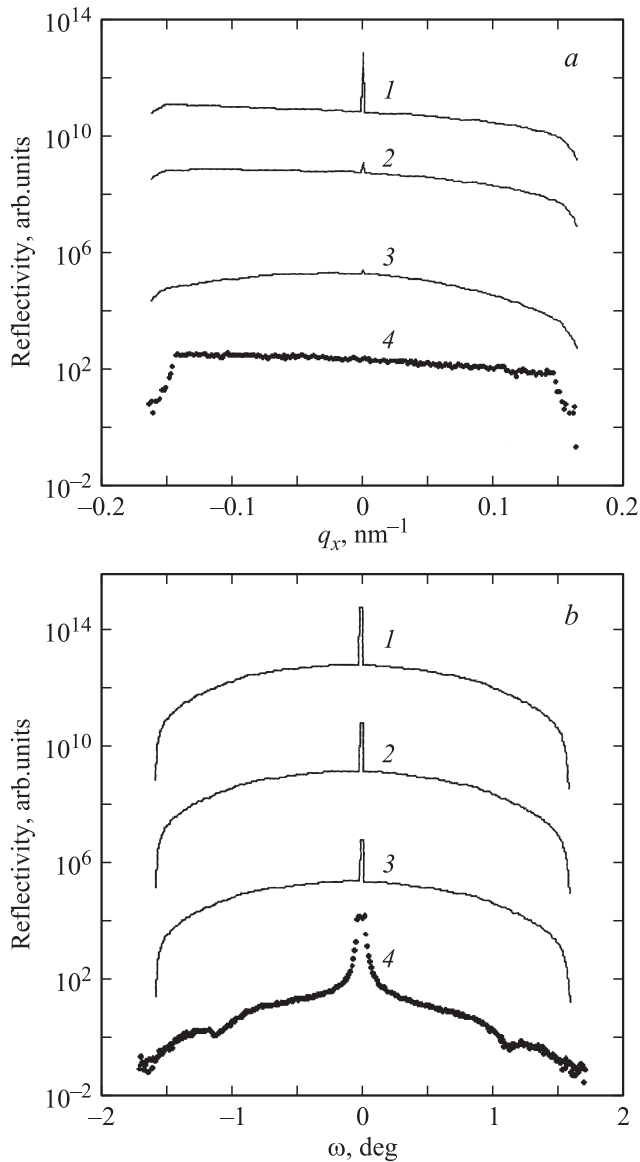


Рис. 2. Рассчитанные кривые диффузного рассеяния (1–3) и данные эксперимента (4) по диффузному рассеянию. *a* — для многослойной пленки $[\text{CoFeB}(3 \text{ nm})/\text{MgO}(1.5 \text{ nm})]_{15}$ в окрестности третьего брэгговского пика. Для всех рассчитанных кривых принималось $l_z = 10 \text{ nm}$ при различных значениях корреляционной длины в плоскости интерфейса l_{\perp} , nm: 1 — 2, 2 — 20, 3 — 50. *b* — для многослойной пленки $[\text{Fe}(2 \text{ ML})/\text{V}(16 \text{ ML})]_{30}$ на подложке MgO(001) в окрестности первого брэгговского пика. Для всех рассчитанных кривых принималось $l_z = 25 \text{ nm}$ при различных значениях корреляционной длины в плоскости интерфейса l_{\perp} , nm: 1 — 10, 2 — 25, 3 — 50.

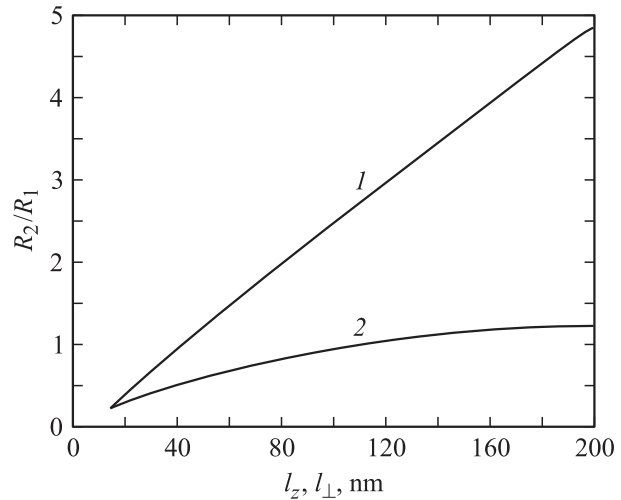


Рис. 3. Рассчитанная зависимость отношения R_2/R_1 от корреляционных длин шероховатостей интерфейсов для четвертого брэгговского пика рассеяния на многослойной пленке $[\text{Fe}(2 \text{ ML})/\text{V}(16 \text{ ML})]_{30}$ на подложке MgO(001). 1 — зависимость от l_{\perp} при $l_z = 15 \text{ nm}$, 2 — зависимость от l_z при $l_{\perp} = 15 \text{ nm}$.

на многослойной пленке $[\text{CoFeB}(3 \text{ nm})/\text{MgO}(1.5 \text{ nm})]_{15}$ на подложке Si/SiO₂. Сплав был приготовлен в пропорции Co:Fe:V = 60 : 20 : 20. В приведенных расчетах полагалось $\alpha = 2$, $H_{n,m} = 1$, корреляционные длины считались не зависящими от номеров слоев: $l_{z,n,m} = l_z$, $l_{\perp,n,m} = l_{\perp}$, среднеквадратичные амплитуды шероховатостей интерфейсов пленки также считались одинаковыми, но могли отличаться от шероховатости подложки: $\sigma_n = \sigma$, $n = 1, 2, \dots, 2N$. Для остальных параметров использовались следующие значения: $a = 0.4 \text{ mm}$, $b = 7 \text{ mm}$, $L = 1000 \text{ mm}$, $\sigma_0 = 0.5 \text{ nm}$, $\sigma = 0.7 \text{ nm}$. На рис. 2, *b* приведены результаты расчетов по приведенным выше формулам и экспериментальные данные работы [12] по рассеянию волн с $\lambda = 1.5405 \text{ \AA}$ на многослойной пленке $[\text{Fe}(2 \text{ ML})/\text{V}(16 \text{ ML})]_{30}$. При проведении расчетов были использованы следующие параметры: $\alpha = 2$, $H_{n,m} = 1$, $a = 0.5 \text{ mm}$, $b = 7 \text{ mm}$, $L = 1200 \text{ mm}$, $\sigma_0 = 0.23 \text{ nm}$, $\sigma = 0.23 \text{ nm}$. Как видно из рисунка, изменение корреляционной длины l_{\perp} слабо влияет на наклон кривых диффузного рассеяния. Также расчеты показали, что изменение характерной длины корреляции шероховатостей в направлении, поперечном интерфейсам, никак не влияет на наклон этих кривых. Поэтому оценить l_{\perp} и l_z можно лишь по относительной величине высоты центрального пика по сравнению с пологой частью диффузной кривой. На рис. 3 показаны рассчитанные зависимости R_2/R_1 — отношения величины диффузного вклада при $q_x = 0$ к вкладу центрального пика зеркального рассеяния от корреляционных длин l_{\perp} и l_z . Значения параметров модели в расчетах брались такими же, как и для рис. 2, *b*. Как нетрудно видеть, обе корреляционные длины влияют на величину диффузного рассеяния, однако зависимость от корреляции шероховатостей в плоскостях интерфейсов гораздо сильнее. Кро-

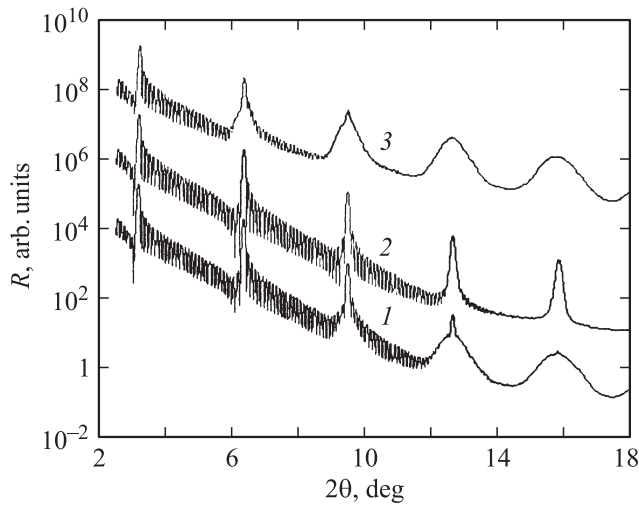


Рис. 4. Рассчитанный коэффициент отражения R для многослойной пленки $[\text{Fe}(2\text{ML})/\text{V}(16\text{ML})]_{30}$ при различных корреляционных длинах шероховатостей в плоскостях интерфейсов и в направлении, перпендикулярном плоскостям l_{\perp} и l_z , нм: 1 — 15 и 15, 2 — 15 и 100, 3 — 100 и 15. Для удобства кривые сдвинуты по вертикали, $\sigma = 0.3$ нм.

ме того, на отношение R_2/R_1 влияет среднеквадратичная шероховатость, поэтому для количественных оценок таких параметров интерфейсов, как l_{\perp} , l_z , σ , необходимы как кривые диффузного рассеяния в окрестности нескольких брэгговских пиков, так и данные зеркального рассеяния с дальними брэгговскими пиками.

Рис. 4 иллюстрирует тот факт, что спектры зеркального рассеяния вследствие конечности размеров приемной щели детектора всегда содержат диффузный вклад в рассеяние и поэтому становятся чувствительными не только к амплитуде шероховатостей σ , но и к обоим корреляционным длинам l_{\perp} и l_z . Последний множитель подынтегрального выражения по формуле (10) обеспечивает возрастание роли диффузного вклада в рассеяние с ростом q_z и соответственно угла рассеяния 2θ . Поэтому зависимость спектров от корреляционных длин l_{\perp} и l_z проявляется в области брэгговских пиков высших порядков. Однако влияние l_{\perp} и l_z на форму спектров разное. Возрастание корреляции шероховатостей в направлении, перпендикулярном интерфейсам, приводит к росту интерференционного эффекта и, как следствие, к более тонким и высоким брэгговским пикам высоких порядков. Рост корреляций в плоскостях интерфейсов приводит к их уширению.

Как следует из формулы (12), диффузный вклад в рассеяние R_2 пропорционален ширине приемной щели детектора a . В то же время чисто зеркальный вклад в рассеяние R_1 не зависит от a . Поэтому для коэффициента отражения R имеем

$$R = R_1 + R_2, \quad \begin{cases} R = R(q_z, a), \\ R_1 = R_1(q_z), \\ R_2 = R_2(q_z, a) = aI(q_z). \end{cases} \quad (14)$$

Соотношения (14) позволяют по отдельности найти угловые зависимости вклада центрального пика зеркального рассеяния $R_1 = R_1(q_z)$ и диффузный вклад в зеркальное рассеяние $R_2 = R_2(q_z, a)$ из экспериментальных данных, полученных при двух разных значениях ширины приемной щели детектора. Если измерения спектров зеркального рассеяния проводить сначала при ширине приемной щели детектора, равной a , а затем увеличить ширину в k раз, то из линейной системы, в которой используются экспериментально полученные угловые зависимости $R(q_z, a)$ и $R(q_z, ka)$

$$\begin{cases} R(q_z, a) = R_1(q_z) + aI(q_z), \\ R(q_z, ka) = R_1(q_z) + kaI(q_z), \end{cases} \quad (15)$$

можно по отдельности найти спектры R_1 и R_2 :

$$\begin{cases} R_1 = R_1(q_z) = \frac{1}{k-1} (kR(q_z, a) - R(q_z, ka)), \\ R_2 = R_2(q_z, a) = \frac{1}{k-1} (R(q_z, ka) - R(q_z, a)). \end{cases} \quad (16)$$

Традиционно для разделения наблюдаемых спектров зеркального рассеяния на „истинно зеркальный“ и диффузный вклады используют два основных метода [14]. Согласно первому методу, сначала измеряют зеркальный спектр рассеяния, соответствующий углу $\omega = 0$ на рис. 1, затем повторяют измерение при постоянном малом $\omega \neq 0$. Полагают, что второе измерение дает диффузный вклад, а разница между первым и вторым дает „истинно зеркальный“ спектр. Очевидно, что данная процедура может приводить к разным результатам, так как угол ω выбирается произвольно. Второй способ состоит в интерполяции диффузных крыльев экспериментальных кривых, аналогичных приведенным на рис. 2, в точку $\omega = 0$, $q_x = 0$ нм⁻¹, расположенную под центральным пиком. Данная процедура зависит от выбора моделей, которые используются для описания центрального пика и диффузных крыльев. Способ разделения наблюдаемых спектров зеркального рассеяния на два вклада — „идеально зеркальный“ R_1 и диффузный R_2 , основанный на формуле (16), — по сравнению с традиционно используемыми способами имеет то преимущество, что не содержит произвольно введенных параметров.

4. Заключение

Кратко сформулируем основные выводы.

1) Истинно зеркальный вклад в кривую зеркального рассеяния рентгеновского излучения является доминирующим при малых углах рассеяния. Анализ этой части спектра позволяет найти среднеквадратичную шероховатость интерфейсов многослойной системы. От корреляционных длин шероховатостей эта часть спектра не зависит.

2) Диффузный вклад, содержащийся в кривых зеркального рассеяния из-за конечных размеров приемной

щели детектора, доминирует при больших углах рассеяния. Эта часть спектра чувствительна к среднеквадратичной шероховатости интерфейсов и к корреляционным длинам как в плоскостях интерфейсов, так и перпендикулярно им, которые могут быть найдены из обработки экспериментальных данных.

3) Измерения зеркальных спектров, проведенные при разных значениях ширины приемной щели детектора, позволяют по отдельности узнать истинно зеркальный и собственно диффузный вклады в экспериментально наблюдаемые кривые зеркального рассеяния. Истинно зеркальный вклад не зависит от корреляционных длин шероховатостей и может быть использован для определения амплитуд шероховатостей интерфейсов. По собственно диффузному вкладу могут быть найдены обе корреляционные длины.

4) Из-за конечных размеров приемной щели детектора кривые диффузного рассеяния всегда содержат центральный вклад истинно зеркального рассеяния и полные крылья собственно диффузного рассеяния. Наклон кривых диффузного рассеяния слабо зависит от среднеквадратичных шероховатостей интерфейсов и от обеих корреляционных длин, если они не очень велики. Однако от этих параметров существенно зависит отношение высоты центрального пика кривой к высоте диффузного плато. Поэтому кривые диффузного рассеяния могут быть использованы при определении статистических свойств шероховатостей интерфейсов совместно с зеркальными спектрами.

Авторы выражают благодарность В. Вадала и Х. Цабелю за предоставление диффузных спектров систем $[\text{CoFeB}(3 \text{ nm})/\text{MgO}(1.5 \text{ nm})]_{15}$.

Список литературы

- [1] U. Pietsch, V. Holy, T. Baumbach. High-resolution X-ray scattering. Springer-Verlag (2004). 409 p.
- [2] S.K. Sinha, E.B. Sirota, S. Garoff, H.B. Stanley. Phys. Rev. B **38**, 2297 (1988).
- [3] S.K. Sinha. J. Phys. III (France) **4**, 1543 (1994).
- [4] V. Holy, T. Baumbach. Phys. Rev. B **49**, 10 668 (1994).
- [5] D.K.G. de Boer. Phys. Rev. B **53**, 6048 (1996).
- [6] D.E. Savage, N. Schimke, Y. -H. Phang, M.G. Lagally. J. Appl. Phys. **71**, 3283 (1992).
- [7] J.P. Schlomka, M. Tolan, L. Schwalowsky, O.H. Seeck, J. Stettner, W. Press. Phys. Rev. B **51**, 2311 (1995).
- [8] J. Stettner, L. Schwalowsky, O.H. Seeck, M. Tolan, W. Press, C. Schwarz, H. von Känel. Phys. Rev. B **53**, 1398 (1996).
- [9] В.П. Романов, С.В. Уздин, В.М. Уздин, С.В. Ульянов. ФТТ **48**, 144 (2006).
- [10] В.П. Романов, В.М. Уздин, С.В. Ульянов. ФТТ **50**, 339 (2008).
- [11] V.P. Romanov, S.V. Ulyanov, V.M. Uzdin, G. Nowak, M. Vadala, H. Zabel. J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 115 401 (2008).
- [12] A. Remhof, G. Nowak, A. Liebig, H. Zabel, B. Hjovarsson. J. Phys.: Cond. Matter **18**, L 441 (2006).
- [13] M. Vadala, H. Zabel. Private communication.
- [14] F. Salah, B. Harzallah, A. van der Lee. J. Appl. Cryst. **40**, 813 (2007).