

# ИССЛЕДОВАНИЕ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИИ ШЕРОХОВАТОСТИ В МНОГОСЛОЙНОМ ЗЕРКАЛЕ Ni/C МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИФФУЗНОГО РАССЕЙНИЯ

**Н. В. Коваленко**

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

**С. В. Мытниченко\***

*Институт химии твердого тела и механохимии Сибирского отделения Российской академии наук  
630128, Новосибирск, Россия*

**В. А. Чернов**

*Институт катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 апреля 2003 г.

Обсуждаются возможности рентгеновского диффузного рассеяния для исследования шероховатости в многослойных рентгеновских зеркалах, в том числе корреляции шероховатостей соседних границ раздела (кросс-корреляции шероховатости). Показано, что надежность и информативность этого метода можно увеличить за счет отказа от классических схем эксперимента и использования альтернативных схем, в которых измеряется не только сама интенсивность диффузного рассеяния, но и ее зависимость от некоторых экспериментальных параметров (условий). Такими параметрами могут быть пространственная когерентность падающего излучения, направление переданного импульса относительно плоскости зеркальной дифракции, длина волны рентгеновского излучения и др. В рамках такого подхода в работе представлены результаты сравнительных измерений диффузного рассеяния от многослойного рентгеновского зеркала Ni/C, приготовленного с помощью лазерного напыления, при двух близких энергиях фотонов: ниже (8.325 кэВ) и выше (8.350 кэВ) *K*-края поглощения никеля. Показано, что за счет эффективного экранирования глубоких слоев в режиме жесткого фотопоглощения этот метод позволяет получить более надежную по сравнению со стандартным методом диффузного рассеяния информацию об эволюции межслоевых границ раздела. Обнаружено, что сглаживание шероховатости в исследуемом образце происходит в таких больших пространственных масштабах как микронный. Только крупномасштабные дефекты с размерами большими 10 мкм достаточно хорошо воспроизводятся от слоя к слою. Обсуждаются возможные физические причины наблюдаемого явления. Показано, что эффективное сглаживание в микронном и субмикронном пространственных масштабах имеет принципиальное значение для изготовления многослойных рентгеновских зеркал с высокими коэффициентами отражения.

PACS: 68.55.-a, 61.10.Eq, 07.85.Fv

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время рентгеновское диффузное рассеяние (РДР) достаточно широко используется как метод исследования структуры поверхности и внутренних границ раздела в многослойных рентге-

новских зеркалах. Действительно, этот неразрушающий метод исследования, позволяющий, в частности, проводить исследования *in situ*, дает усредненную по площади образца структурную информацию в широких пределах (от атомного до макроскопического) латеральных пространственных размеров шероховатостей. Кроме того, сильное проникнове-

\*E-mail: s.v.mytnichenko@inp.nsk.su

ние рентгеновских фотонов в глубину многослойного рентгеновского зеркала позволяет по угловым распределениям интенсивности диффузного рассеяния определить степень корреляции шероховатостей соседних границ раздела.

К сожалению, перечисленные преимущества имеют свою оборотную сторону. Как правило, размеры когерентности падающего рентгеновского пучка намного меньше его физических размеров, и данные РДР оказываются усредненными по бесчисленному ансамблю пространственно-когерентных пучков. В процессе такого тотального усреднения теряется всякая информация об индивидуальных характеристиках строения межслоевых границ в образце. В результате оказывается, что гауссовы функции для описания корреляции шероховатости в латеральных направлениях вполне подходят и широко используются для вычисления угловых распределений интенсивности РДР [1–3]:

$$C(r) = \sigma^2 \exp[-(r/\xi)^{2h}], \quad (1.1)$$

где  $\sigma$  — дисперсия шероховатости,  $\xi$  — характерная длина корреляции,  $h$  ( $0 \leq h \leq 1$ ) — параметр, характеризующий фрактальные свойства межслоевых границ раздела [3]. Трудно перечислить все, часто не соответствующие реальности, предположения при обосновании возможности использования выражения (1.1). Во-первых, свойства шероховатости предполагаются изотропными в латеральных направлениях. Хотя такое предположение может быть оправдано при усреднении по всей площади образца, оно может оказаться несправедливым на уровне пространственных размеров когерентно-освещенных площадей. Во-вторых, характер шероховатых дефектов предполагается точечным, т. е.  $C(r) \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ . Это тоже может не соответствовать действительности при присутствии протяженных царапин, волн шероховатости, террасных ступенек или блоков мозаики [4]. В-третьих, предполагается, что спектр пространственных частот шероховатости имеет равномерное распределение. На самом деле этот спектр может иметь особенности, обусловленные вполне конкретными физико-химическими или технологическими причинами [5]. Всеми этими особенностями пренебрегается при описании РДР с помощью выражения (1.1).

Параметр  $h$  из выражения (1.1) слабо влияет на угловое распределение интенсивности РДР, если не принимает свои крайние значения. В случае использования кварцевых подложек его величина,  $h \approx 1/2$ , вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные [6]. По существу единствен-

ный<sup>1)</sup> интегральный параметр  $\xi$ , который можно получить только из данных РДР, характеризует шероховатую структуру межслоевых границ раздела в латеральных направлениях. Однако и этот параметр достаточно сложно интерпретировать. Дело в том, что статистические величины  $\sigma$  и  $\xi$  определяются не только реальными свойствами границ раздела, но и размерами площадей, на которых проводится усреднение при определении этих величин. Эти размеры, в свою очередь, определяются пространственной когерентностью падающего рентгеновского излучения. С увеличением пространственной когерентности падающей волны (использование синхротронных источников) вполне может реализоваться ситуация, когда параметр  $\xi$  отражает не столько реальные свойства шероховатости, сколько экспериментальные условия измерений [7]. В этом случае выражение (1.1) описывает скорее способ усреднения по ансамблю когерентных пучков, чем реальные свойства шероховатости межслоевых границ. В этом случае только относительные изменения параметра  $\xi$  в сравнении с некоторым стандартным образцом при неизменных экспериментальных условиях дают возможность получить более надежную информацию. Таким образом, интерес к РДР обусловлен не столько высокой информативностью этого метода, сколько отсутствием альтернативных методов исследования. Действительно, микроскопия поперечного среза не может обеспечить надежных данных о шероховатости многослойного рентгеновского зеркала с периодами меньшими 5 нм. Атомно-силовая микроскопия может предоставить большую и важную структурную информацию только о поверхности, но не о внутренних границах раздела.

Тем не менее необходимо подчеркнуть, что обсуждаемые трудности не являются принципиальными. Повысить информативность метода РДР можно при помощи использования более изощренных схем измерений, в которых измеряются не только сама интенсивность РДР, но и ее зависимость от некоторых экспериментальных условий. Такими условиями могут быть пространственная когерентность падающего излучения [7], направление переданного импульса относительно плоскости зеркальной дифракции, определяемой волновыми векторами падающего и зеркально-отраженного излучения [4], длина волны рентгеновского излучения и др. Еще один пример — комбинация метода РДР и структурного рентгеноспектрального метода EXAFS (extended

<sup>1)</sup> Дисперсию шероховатости более легко можно оценить из данных по зеркальному отражению.

X-ray absorption fine structure) — измерение протяженной тонкой структуры интенсивности РДР в зависимости от энергии фотонов за краем поглощения атомов, входящих в состав многослойного рентгеновского зеркала, позволяет получить информацию об атомной структуре (функции радиального распределения атомов) на границах раздела [8].

Одним из структурных вопросов, представляющих большой интерес для исследователей, является эволюция профилей межслоевых границ в процессе роста многослойного рентгеновского зеркала. Это обусловлено тем, что структурная информация такого рода позволяет понять механизм физико-химических явлений, протекающих в процессе роста, и, следовательно, оптимизировать технологию выращивания для улучшения оптических характеристик такого зеркала. Кроме того, важным вопросом является возможность сглаживания межслойных шероховатостей в процессе роста многослойного рентгеновского зеркала. Общепринято, что такое сглаживание происходит при магнетронном [9] и лазерном [10] напылениях, а так же при термическом напылении с ионной полировкой [11–14], так как именно эти методы позволяют изготовить многослойные рентгеновские зеркала с приемлемыми оптическими характеристиками. Необходимо отметить, что процессы сглаживания или, наоборот, возрастания шероховатости наблюдались экспериментально при помощи электронной микроскопии поперечного среза только для многослойных тонких пленок с периодом большим 10 нм. В случае же зеркал с периодом меньшим 5 нм этот метод, как правило, оказывается бессильным.

Несмотря на то что возможности РДР как метода исследования кросс-корреляции шероховатостей в многослойном рентгеновском зеркале через моделирование угловых распределений интенсивности широко обсуждаются в литературе, реальные возможности использования этого метода весьма ограничены, по крайней мере, в случае обычных экспериментальных схем. Возникающие трудности связаны с тем, что когерентное воспроизведение шероховатых границ от слоя к слою приводит к резонансному усилению РДР, порождая так называемую квази-брэгговскую полосу [15–18] при выполнении модифицированного условия Вульфа–Брэгга

$$\lambda = \Lambda(\sin \theta_0 + \sin \theta_1) = 2\Lambda \sin \theta_B, \quad (1.2)$$

где  $\lambda$  — длина волны рентгеновского фотона,  $\Lambda$  — период многослойного рентгеновского зеркала,  $\theta_0$  и  $\theta_1$  — углы соответственно падения и рассеяния относительно латеральных плоскостей (рис. 1),  $\theta_B$  —

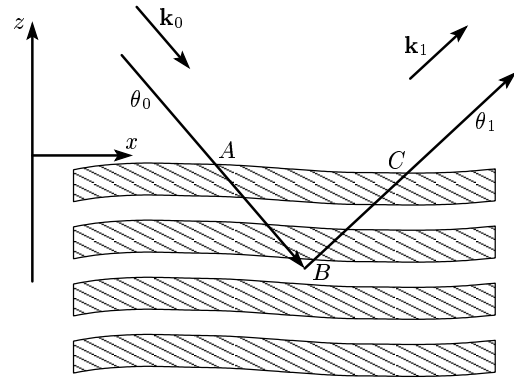


Рис. 1. Геометрия эксперимента по РДР. Ось  $z$  направлена перпендикулярно латеральным плоскостям, ось  $x$  параллельна латеральным плоскостям и плоскости зеркальной дифракции, определяемой волновыми векторами падающей и зеркально отраженной волн, ось  $y$  перпендикулярна плоскости зеркальной дифракции;  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_1$  — волновые векторы падающей и диффузно рассеянной волн,  $\theta_0$  и  $\theta_1$  — углы между волновыми векторами и латеральными плоскостями. Азимутальный угол, т. е. угол между проекцией волнового вектора  $\mathbf{k}_1$  на латеральные плоскости и осью  $x$ , будем обозначать как  $\varphi$

угол Брэгга. Условие (1.2) является не чем иным, как условием возникновения дифракционного максимума при рассеянии на решетке, обратный вектор которой совпадает с обратным вектором многослойного рентгеновского зеркала [19]. Действительно, возникновение квази-брэгговского РДР связано с тем, что шероховатый дефект, воспроизводясь от слоя к слою, образует «решетку» (рис. 2). Интенсивность РДР от коррелированных от слоя к слою шероховатостей пропорциональна  $N^2$ , где  $N$  — число бислоев в рентгеновском зеркале; интенсивность от некоррелированных шероховатостей, дающих эквивалентный вклад в дисперсию шероховатости  $\sigma$ , пропорциональна  $N$ .

На первый взгляд, такое усиление интенсивности за счет когерентного воспроизведения шероховатостей позволяет напрямую исследовать степень их кросс-корреляции. Действительно, если шероховатый дефект воспроизводится не через всю стопку, а только через несколько слоев, то ширина  $\Delta q_z$  квази-брэгговского рассеяния должна возрастать по сравнению с шириной зеркального брэгговского отражения (рис. 3). Измеряя ширину  $\Delta q_z$  квази-брэгговского рассеяния в зависимости от переданного в латеральном направлении импульса  $q_x$ , можно получить информацию о степени

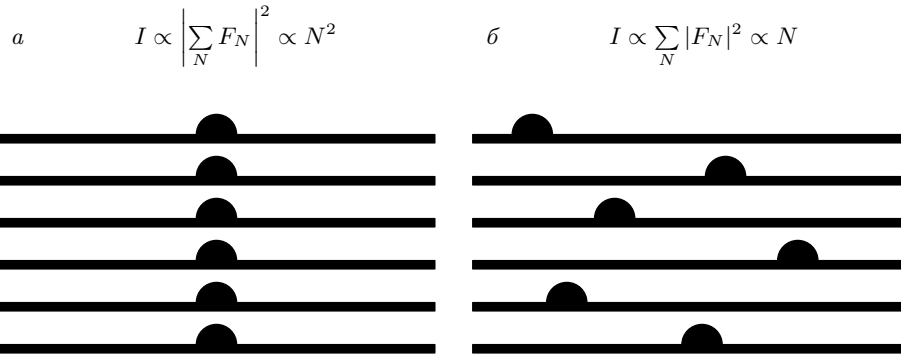


Рис. 2. Когерентное воспроизведение шероховатостей от слоя к слою (а) вызывает усиление интенсивности РДР пропорционально  $N^2$  в соответствии с условием (1.2), в то время как интенсивность РДР от того же числа некогерентных шероховатостей (б) пропорциональна  $N$ . Оба случая дают одинаковые вклады в дисперсию шероховатости  $\sigma$

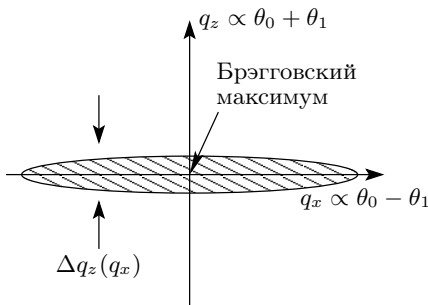


Рис. 3. В дифракционном пространстве квази-брэгговская полоса расположена вдоль оси  $q_x$  и проходит через брэгговский максимум. Зеркальным  $\theta-2\theta$ -измерениям на рисунке соответствует ось  $q_z$ . Ширина квази-брэгговской полосы вдоль этой оси должна увеличиваться с ростом модуля  $q_x$ , так как чем меньше латеральный размер шероховатого дефекта, тем хуже он воспроизводится от слоя к слою [18]

кросс-корреляции в зависимости от пространственных размеров шероховатого дефекта [18]. Однако такой подход в случае многослойного рентгеновского зеркала с малой общей толщиной ( $T \leq 1$  мкм), как правило, неприменим. Действительно, по ширине квази-брэгговской полосы можно определить характерную длину кросс-корреляции  $\xi_z$ , если только  $\xi_z \ll T$ . В случае же многослойного рентгеновского зеркала, как правило, реализуется обратная ситуация, т.е.  $\xi_z \geq T$ , и ширина квази-брэгговской полосы оказывается с хорошей точностью равной ширине брэгговского пика вне зависимости от переданного импульса  $q_x$ , по крайней мере при небольших его значениях [20]. Следо-

вательно, нарушения полной кросс-корреляции шероховатости оказывают относительно слабое влияние на интенсивность РДР не только в случае многослойного рентгеновского зеркала, но и в случае других многослойных тонких пленок с небольшой общей толщиной (доли микрометра).

Попытки преодолеть указанные выше трудности были предприняты, например, в работах [21, 22], где РДР исследовалось вблизи киссиговских биений. Так как максимальная разница в поведении границ раздела достигается между поверхностью рентгеновского зеркала и границей раздела между ним и подложкой, такой подход обеспечивает увеличение чувствительности метода РДР к нарушениям полной кросс-корреляции шероховатости. Отдавая должное такому подходу, необходимо отметить, что и поверхность многослойного рентгеновского зеркала, и граница раздела между ним и подложкой имеют уникальный характер, их поведение может существенным образом отличаться от поведения внутренних границ раздела. Еще одна возможность получить более надежные данные о характере кросс-корреляции шероховатости — исследование рентгеновского зеркала с малым количеством слоев, где усиление РДР за счет когерентного воспроизведения границ раздела невелико [23]. Естественно, что при этом резко ограничивается класс возможных для исследования объектов.

В работе [24] мы использовали еще одну модификацию метода РДР, позволяющую существенно увеличить возможности в исследовании кросс-корреляции шероховатости. Предлагаемый метод основан на сравнительном измерении интенсивности РДР при двух энергиях фотонов: чуть ниже и чуть выше

края фотопоглощения атомов, входящих в состав многослойного рентгеновского зеркала. Если в первом случае амплитуды диффузного рассеяния от шероховатых границ раздела приблизительно одинаковы по всему объему зеркала, то во втором случае нижние границы раздела эффективно экранируются за счет сильного фотопоглощения. Измерения относительной разности в интенсивностях РДР для первого и второго случаев позволяют значительно увеличить чувствительность эксперимента к нарушениям полной кросс-корреляции шероховатостей. Более того, проводя такие измерения в зависимости от величины проекции переданного импульса в латеральном направлении, можно исследовать поведение кросс-корреляции в зависимости от пространственных размеров шероховатостей. Используя предложенный метод, мы экспериментально наблюдали сглаживание шероховатостей в микронном пространственном масштабе в многослойном рентгеновском зеркале Ni/C, приготовленном с помощью лазерного напыления. В настоящей работе более полно представлены теория и экспериментальные результаты этого исследования.

## 2. ТЕОРИЯ

В условиях жесткого фотопоглощения необходимо учитывать затухание рентгеновской волны в образце. Кроме того, малые величины углов падения и рассеяния требуют принять во внимание эффект преломления. Все это можно учесть, используя борновское приближение искаженных волн [3, 25] вместо обычного борновского приближения. Мы, однако, будем пренебрегать зеркальным отражением, так как углы падения и рассеяния будем считать отличными от брэгговских. В таком приближении выражение для амплитуды РДР имеет вид

$$f(\mathbf{Q}) = r_0 \int \Delta\rho(\mathbf{r}) T_0(z) T_1(z) \exp(-i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.1)$$

где интегрирование проводится по объему рентгеновского зеркала,  $r_0$  — классический радиус электрона,  $\Delta\rho(\mathbf{r})$  — добавка к электронной плотности рентгеновского зеркала в точке  $\mathbf{r}$  за счет наличия шероховатостей,  $T_0(z)$  и  $T_1(z)$  — амплитуды прошедших волн при углах падения соответственно  $\theta_0$  и  $\theta_1$ ,  $\mathbf{Q} = \text{Re}(\mathbf{K}_0 - \mathbf{K}_1)$ ,  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_1$  — волновые векторы соответственно падающей и рассеянной волн внутри рентгеновского зеркала. Строго говоря, волновые векторы  $\mathbf{Q}$ ,  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_1$  являются функциями координаты  $z$ , но в приближении медленно меняющихся амплитуд [26] их можно считать постоянными

и вычислить исходя из среднего показателя преломления рентгеновского зеркала,  $n = 1 - \delta$ :

$$K_{x0,1} = k_{x0,1}, \quad K_{y0,1} = k_{y0,1},$$

$$K_{z0,1} = k\sqrt{\sin^2\theta_{0,1} - 2\delta} \approx k_{z0,1} \left(1 - \frac{\delta}{\theta_{0,1}}\right),$$

где  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_1$  — соответствующие волновые векторы в вакууме. С учетом поправок на эффект преломления условие (1.2) переходит в условие

$$\lambda = \Lambda \left( \sqrt{\sin^2\theta_0 - 2\delta} + \sqrt{\sin^2\theta_1 - 2\delta} \right) \approx \Lambda(\theta_0 + \theta_1) \left(1 - \frac{\delta}{\theta_0\theta_1}\right). \quad (2.2)$$

Легко видеть, что эффект экранировки межслойных границ вблизи подложки за счет фотопоглощения описывается в выражении (2.1) множителем

$$T_0(z)T_1(z) \approx \exp\left[\frac{\mu}{2}\left(\frac{1}{\Theta_0} + \frac{1}{\Theta_1}\right)z\right],$$

где  $\mu = 2 \text{Im} K$  — линейный коэффициент фотопоглощения, а углы  $\Theta_0$  и  $\Theta_1$  соответствуют углам  $\theta_0$  и  $\theta_1$  с учетом эффекта преломления. Действительно, амплитуда рассеяния от шероховатости, расположенной в точке  $B$  на рис. 1, ослабляется за счет множителя  $\exp[-\mu(r_{AB} + r_{BC})/2]$ , где  $r_{AB}$  и  $r_{BC}$  — соответственно расстояния от точки  $A$  до точки  $B$  и от точки  $B$  до точки  $C$ .

Будем полагать, что электронная плотность на границах раздела меняется плавным образом, а не резким скачком. Такое предположение оправдано по крайней мере в случае многослойных рентгеновских зеркал Ni/C, приготовленных с помощью лазерного напыления [20, 27–29]. Заметим, что в рамках приближения медленно меняющихся амплитуд используемый метод вычислений справедлив вне зависимости от характера изменений электронной плотности на границах, в том числе и в случае резких границ раздела. Однако в последнем случае можно вычислять амплитуды более точно, используя френелевские коэффициенты.

Предположим, что межслойная шероховатость полностью конформна. Тогда поведение всех межслойных границ можно описать одной и той же функцией  $\Delta z(x, y)$  и представить добавочную электронную плотность  $\Delta\rho(\mathbf{r})$  в виде

$$\Delta\rho(x, y, z) = \rho(z + \Delta z(x, y)) - \rho(z),$$

где  $\rho(z)$  — средняя электронная плотность вдоль оси  $z$ . Естественно разложить последнее выражение по

малому параметру  $\Delta z(x, y)$ , используя условие малости дисперсии шероховатости по сравнению с периодом зеркала:

$$\Delta \rho(x, y, z) \approx \Delta z(x, y) \frac{d\rho(z)}{dz}. \quad (2.3)$$

Исходя из общих физических соображений эволюцию профилей границ раздела можно описать, используя репликационный фактор  $a(x, y)$  — функцию, свертка с которой позволяет определить профили границ раздела последующего бислоя из предыдущего [18, 30]. В самом общем виде это можно записать в виде

$$\Delta \rho_n(\mathbf{r}) = h_n(\mathbf{r}) + a_n(x, y) * \Delta \rho_{n-1}(\mathbf{r}),$$

где  $\Delta \rho_n(\mathbf{r})$  — шероховатость  $n$ -го бислоя,  $h_n(\mathbf{r})$  — его собственная шероховатость и  $a_n(x, y)$  — соответствующий этому бислою репликационный фактор. Однако в дальнейшем будет использоваться несколько упрощений.

Во-первых, величиной  $h_n(\mathbf{r})$ , приводящей к увеличению шероховатости в процессе роста многослойного рентгеновского зеркала, будем пренебрегать. Очевидно, что при достаточно больших переданных импульсах  $q_x$ , соответствующих малым латеральным размерам шероховатости, такое упрощение может стать неоправданным. Критерием невозможности использования обсуждаемого приближения является увеличение ширины квази-брэгговской полосы в направлении  $q_z$  по сравнению с шириной зеркального отражения. Как уже обсуждалось выше, в случае многослойного рентгеновского зеркала этот эффект достаточно слабый.

Во-вторых, будем полагать, что поведение функции  $\Delta \rho_n(\mathbf{r})$  полностью конформно внутри одного бислоя, что позволит при интегрировании использовать выражение (2.3). На первый взгляд, такое предположение выглядит неправомерным. Дело не в том, что непрерывный характер сглаживания заменяется ступенчатым, что, очевидно, не может привести к большой ошибке. Использование выражения (2.3) автоматически подразумевает, что «структурный фактор» для шероховатостей в бислое совпадает со структурным фактором бислоя с точностью до фазового множителя. С другой стороны, есть основания предполагать, что шероховатости на альтернативных границах раздела  $A/B$  и  $B/A$  могут различаться [29, 31, 32], т.е. репликационные факторы  $a_{A/B}(x, y)$  и  $a_{B/A}(x, y)$  могут отличаться друг от друга. На самом деле эти различия могут быть значительными только для микрошероховатостей, наличие которых приводит к появлению замешанного слоя. Подчеркнем, однако, что величина  $\Delta \rho(\mathbf{r})$

означает добавку к электронной плотности за счет нарушения трансляционной симметрии в латеральных направлениях, а не за счет отличия от электронной плотности некоторого идеального многослойного рентгеновского зеркала с резкими границами раздела. Таким образом, тот факт, что альтернативные границы могут иметь замешанные слои разной толщины, не отменяет правомерности использования выражения (2.3)<sup>2)</sup>.

Третье предположение заключается в том, что сглаживание шероховатостей происходит равномерно по всей толщине зеркала:

$$a_n(x, y) \equiv a(x, y). \quad (2.4)$$

Это предположение может не соответствовать действительности. Вполне возможна ситуация, когда сглаживание происходит буквально в нескольких слоях вблизи подложки. Тем не менее использование выражения (2.4) оправдано в том смысле, что этот эффект, как обсуждалось выше, будет относительно слабо влиять на интенсивность РДР.

Перечисленные выше предположения позволяют представить добавочную электронную плотность внутри бислоя с номером  $n$  в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Delta \rho_n(x, y, z) &= \\ &= \left[ \underbrace{a(x, y) * \dots * a(x, y)}_n * \Delta z_0(x, y) \right] \frac{d\rho(z)}{dz}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

При дальнейших вычислениях разобьем интеграл в выражении (2.1) на сумму интегралов по бислоям, вынеся медленно меняющиеся множители  $T_0(z)$  и  $T_1(z)$  за знак интеграла:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{Q}) = r_0 \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) \int_{V_n} \Delta \rho_n(\mathbf{r}) \times \\ \times \exp(-i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где интегрирование ведется по соответствующим объемам  $V_n$  бислоев. Использование свойств фурье-преобразования, а именно, того, что фурье-образ от свертки функций равен произведению их фурье-образов и что фурье-образ производной от функции с точностью до постоянного множителя равен фурье-образу ее самой, позволяет

<sup>2)</sup> Из обсуждения видно, что единственной возможностью исследования альтернативных слоев методом РДР является использование эффекта стоячих волн.

упростить выражение (2.6) подстановкой в него выражения (2.5):

$$f(\mathbf{Q}) = -ir_0 Q_z F(Q_z) F_{xy}(\mathbf{s}) \times \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) a^n(\mathbf{s}), \quad (2.7)$$

где

$$F(Q_z) = \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \rho(z) \exp(-iQ_z z) dz,$$

$$F_{xy}(\mathbf{s}) = \iint \Delta z_0(x, y) \exp(-iQ_x x - iQ_y y) dx dy,$$

$\mathbf{s} = (Q_x, Q_y)$  — проекция обратного вектора на латеральные плоскости,  $F(Q_z)$  — структурный фактор бислоя рентгеновского зеркала, а также предполагалось, что резонансное условие (2.2) выполнено и под знаком суммы опущены соответствующие фазовые множители. Если положить  $T_0(z_n) = T_1(z_n) = a(\mathbf{s}) = 1$ , то легко видеть, что амплитуда рассеяния  $f$  становится пропорциональной  $N$ , т. е. когерентно-повторяющиеся от слоя к слою шероховатости рассеивают в фазе.

Используя выражения (2.7) и тождество

$$|F_{xy}(\mathbf{s})|^2 = L_x L_y C_0(\mathbf{s}) = \frac{S}{\sin \theta_0} C_0(\mathbf{s}),$$

где  $L_x$  и  $L_y$  — размеры когерентно-освещенной площади,  $S$  — сечение падающего когерентного пучка и  $C_0(\mathbf{s})$  — корреляционная функция «подложки» в обратном пространстве, легко получить дифференциальное сечение диффузного рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\mathbf{Q})|^2 = S \frac{r_0^2 Q_z^2}{\sin \theta_0} |F(Q_z)|^2 C_0(\mathbf{s}) \times \left| \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) a^n(\mathbf{s}) \right|^2. \quad (2.8)$$

В стандартной геометрии эксперимента сечение (2.8) измеряется с той или иной степенью интегрирования по азимутальному углу рассеяния  $\varphi$  или, что то же самое, по переданному перпендикулярно плоскости зеркальной дифракции импульсу  $q_y$ . Интегрирование сечения (2.8) по импульсу  $q_y$  существенно усложняет задачу расчетов, если ставится задача точных вычислений. Интегрирование в аналитическом виде возможно только в случае особых форм функций  $C_0(\mathbf{s})$  и  $a(\mathbf{s})$ . Количественные расчеты требуют знания функции  $C_0(\mathbf{s})$ , сложности экспериментального определения которой достаточно очевидны. Действительно, функция  $C_0(\mathbf{s})$  не является

корреляционной функцией шероховатости подложки в истинном смысле. Она введена как предел корреляционной функции шероховатости многослойного рентгеновского зеркала при  $n \rightarrow 0$ . Таким образом, прямые измерения корреляционной функции подложки, например с помощью атомно-силовой микроскопии, не решают проблемы.

Интегрирование по азимутальному углу требует определения величины углового разрешения в азимутальном направлении. Хотя импульсы  $q_x$  и  $q_y$  входят симметрично в сечение (2.8), с точки зрения геометрии (углов рассеяния) их положение совсем не эквивалентно:

$$q_x = k \cos \theta_1 \cos \varphi - k \cos \theta_0 \approx k(\theta_0^2 - \theta_1^2 - \varphi^2),$$

$$q_y = k \cos \theta_1 \sin \varphi \approx k\varphi.$$

Основная интенсивность РДР сосредоточена в узкой области малых углов  $\varphi$ . Таким образом, если угловое разрешение экспериментальной установки невелико (доли градуса и хуже), то пределы интегрирования по  $q_y$  можно принять бесконечными:

$$I_{exp}(q_x) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\sigma}{d\Omega} dq_y.$$

Реальные свойства сечения (2.8) и репликационного фактора  $a(\mathbf{s})$  позволяют радикально упростить выражение для сечения, избегнув интегрирования по азимутальному углу, если требуется лишь приближенное решение. Действительно, согласно выражению (2.8) амплитуда рассеяния от шероховатого дефекта зависит от его размера не только вдоль оси  $x$ , но и в перпендикулярном направлении вдоль оси  $y$ . Соответственно, сглаживание шероховатостей происходит также в двух направлениях. Смысл обсуждаемого интегрирования сводится к вычислению средней величины амплитуды рассеяния с учетом эффекта сглаживания вдоль оси  $y$ . Прежде всего отметим тот физически очевидный факт, что чем больше пространственные размеры шероховатых дефектов, тем точнее они должны воспроизводиться от слоя к слою [18], т. е.  $a(\mathbf{s}) \rightarrow 1$  при  $\mathbf{s} \rightarrow 0$ . С другой стороны, вклад шероховатых дефектов большого размера доминирует в сечении РДР [33].

Необходимо упомянуть и тот факт, что при выводе выражения (2.8) подразумевалось, что размеры когерентно-освещенных площадей намного больше характерных размеров шероховатых дефектов в многослойном рентгеновском зеркале. Однако при использовании синхротронных источников с высокой степенью пространственной когерентности

падающего рентгеновского излучения в процессе дифракции начинают участвовать шероховатости большого пространственного масштаба, и такое предположение становится несправедливым [7]. С учетом пространственной когерентности падающего излучения выражение (2.8) для сечения будет выглядеть заметно сложнее [34, 35]. Кроме того, вполне может реализоваться ситуация, когда приближение дальнего поля (дифракция Фраунгофера) становится неприменимым. В этом случае выражение для сечения РДР тоже требует соответствующих поправок [34, 35]. Заметим, однако, что такие усложнения не играют существенной роли в том смысле, что параметры когерентного волнового пакета изменяются очень слабо при переходе от одной энергии фотонов к другой, если эти энергии близки. Таким образом, поправки к сечению (2.8) за счет учета когерентных свойств рентгеновского излучения не играют принципиальной роли, если измеряется не абсолютная интенсивность РДР, а отношение интенсивностей при двух близких энергиях фотонов.

Учет пространственной когерентности важен, так как характер дифракции становится принципиально разным в зависимости от направления переданного импульса относительно плоскости зеркальной дифракции, т. е. в случаях  $q_x$  и  $q_y$ . Действительно, если даже поперечные размеры когерентности в плоскости зеркальной дифракции и перпендикулярно к ней приблизительно одинаковы<sup>3)</sup>, то за счет малости угла падения  $\theta_0$  величина  $L_x$  будет сильно возрастать как  $\theta_0^{-1}$  по сравнению с  $L_y$ . Отсюда видно, что шероховатые дефекты с размерами большими, чем  $L_y$ , но меньшими, чем  $L_x$ , будут вызывать незеркальное диффузное рассеяние в плоскости зеркальной дифракции, в то время как в перпендикулярном направлении их присутствие будет незаметно. Такую концентрацию РДР в плоскости зеркальной дифракции мы неоднократно наблюдали экспериментально [4, 7], в том числе и в случае многослой-

ного рентгеновского зеркала Ni/C. Очевидно, что для шероховатостей обсуждаемого размера эффект сглаживания вдоль оси  $y$  не будет вызывать уменьшения амплитуды рассеяния, и в то же время именно эти шероховатости будут обеспечивать основной вклад в сечение РДР.

Таким образом, при определенных условиях эффектом сглаживания вдоль оси  $y$  можно пренебречь и задача из двумерной становится одномерной:

$$I_{exp}(q_x) \sim S \frac{r_0^2 Q_z^2}{\sin \theta_0} |F(Q_z)|^2 C_0(Q_x) \times \left| \sum_n T_0(z_n) T_1(z_n) a^n(Q_x) \right|^2.$$

Если сравнивать интенсивности РДР при двух близких энергиях фотонов,  $E_0$  и  $E_1$ , то измеряемую в настоящей работе величину  $\eta(q_x)$ , определяемую как

$$\eta(q_x) = \sqrt{\frac{I(E_1, q_x)}{I(E_0, q_x)}},$$

где  $I(E_0, q_x)$  и  $I(E_1, q_x)$  — интенсивности квази-брегговского рассеяния при соответствующих энергиях фотонов, можно вычислить из выражения

$$\eta(q_x) = \left| \frac{\delta\rho(E_1)}{\delta\rho(E_0)} \right| \times \left| \frac{\sum_n T_0(E_1, z_n) T_1(E_1, z_n) a^n(Q_x)}{\sum_n T_0(E_0, z_n) T_1(E_0, z_n) a^n(Q_x)} \right|, \quad (2.9)$$

где  $\delta\rho(E)$  — скачок электронной плотности на границе раздела при энергии фотонов  $E$ . В полученном выражении изменениями углов за счет разницы в показателях преломления  $n(E_0)$  и  $n(E_1)$  пренебрегалось.

Отметим, что для того чтобы выразить в аналитическом виде репликационный фактор  $a(Q_x)$  через  $\eta(q_x)$ , требуются дополнительные упрощения выражения (2.9), которые в общем случае могут быть несправедливыми. Тем не менее при численных расчетах репликационного фактора  $a(Q_x)$  с использованием выражения (2.9) какая-либо его аналитическая форма зависимости от  $q_x$  не требуется.

### 3. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемое в настоящей работе многослойное рентгеновское зеркало Ni/C с тридцатью бислоями

<sup>3)</sup> В действительности в дифракционных установках на синхротронных источниках, как правило, используется вертикальная геометрия (плоскость зеркальной дифракции расположена вертикально). Это обусловлено двумя основными причинами. Во-первых, синхротронное излучение, как правило, поляризовано в горизонтальном направлении. Во-вторых, более важно, размер синхротронного источника всегда намного меньше в вертикальном направлении, чем в горизонтальном. Это приводит к тому, что при эквивалентном угловом разрешении светосила при вертикальной геометрии намного выше. Соответственно, вертикальная составляющая пространственной когерентности оказывается значительно больше горизонтальной.



( $N = 30$ ) было приготовлено с помощью лазерного напыления [27] на кварцевую подложку с высокой степенью полировки наноалмазами [36]. Предварительное исследование подложки методом рентгеновской рефлектометрии ( $\lambda = 0.154$  нм) дало для дисперсии шероховатости величину 0.5–0.6 нм. Оптические параметры зеркала были получены с помощью моделирования в динамическом приближении [37] данных рентгеновской рефлектометрии: период  $\Lambda \approx 5.2$  нм; отношение толщины никелевых слоев к периоду,  $\beta \approx 0.4$ ; плотности никелевых и углеродных слоев соответственно  $\rho_{Ni} \approx 8.2$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho_C \approx 2.3$  г/см<sup>3</sup>; дисперсия шероховатости  $\sigma \approx 0.4$ –0.5 нм. Следует обратить внимание на тот факт, что дисперсия шероховатости зеркала оказалась меньше, чем у исходной подложки, что косвенно свидетельствует о наличии процессов сглаживания<sup>4</sup>). Более того, наши прошлые исследования [27–29] показали, что приведенная величина дисперсии шероховатости в многослойном зеркале отражает как истинную шероховатость, так и присутствие замешанных слоев. Оценка истинной шероховатости давала величину 0.1–0.2 нм [20].

Дифракционные эксперименты были выполнены на трехкристальном дифрактометре с использованием синхротронного излучения накопителя ВЭПП-3 [38]. Двухламельный монокристалл Si(111) использовался в качестве монохроматора, а в качестве вторичного кристалла-коллиматора — монокристалл Ge(111). Монохроматор, многослойное рентгеновское зеркало и кристалл-коллиматор были установлены в геометрии (+, +, +). Экспериментально измеренное угловое разрешение дифрактометра составляло 15–18 угловых секунд при энергии рентгеновских фотонов 8 кэВ. Измерения были выполнены на двух энергиях фотонов ( $E_0 = 8.325$  кэВ и  $E_1 = 8.350$  кэВ) с использованием поперечных сканирований через основное брэгговское отражение, т. е. были выполнены измерения интенсивности РДР в зависимости от угла  $\omega = (\theta_0 - \theta_1)/2 \approx q_x/2k\theta_B$  при соблюдении условия (2.2).

Необходимо отметить, что при измерениях выше  $K$ -края поглощения атомов никеля использова-

ние вторичного кристалла-коллиматора позволило избежать искажения экспериментальных данных за счет возбуждения флуоресцентного излучения. Экспериментально измеренная величина флуоресцентного фона оказалась на уровне 10–20 Гц, в то время как полезный сигнал был не менее 1 кГц.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 4 представлены экспериментально полученные  $\omega$ -профили. Оказалось, что они имеют разную угловую ширину, что соответствует разным величинам «характерных латеральных длин корреляции»: около 0.35 мкм при энергии фотонов  $E_0 = 8.325$  кэВ и около 0.40 мкм при энергии  $E_1 = 8.350$  кэВ. Подчеркнем, что абсолютные значения приведенных величин отражают не столько реальные свойства шероховатости, сколько статистические свойства ансамбля пространственно-когерентных волновых пакетов. Тем не менее с учетом того, что в первом случае вклад в РДР обеспечивают шероховатости границ раздела всего объема многослойного зеркала, а во втором — преимущественно границы раздела верхних слоев (рис. 5), разница в полученных величинах однозначно свидетельствует о сглаживании шероховатостей в образце. Действительно, уменьшение эффективного числа отражающих слоев за счет экранировки может привести к увеличению ширины квази-брэгговского рассеяния вдоль  $q_z$  (см. рис. 3) — слабый, но экспериментально наблюдаемый эффект. Однако в на-

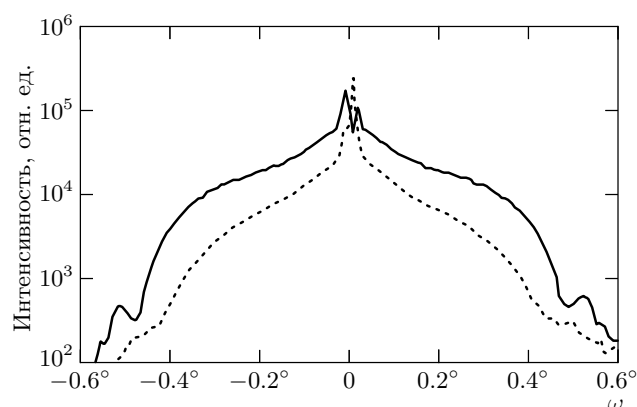
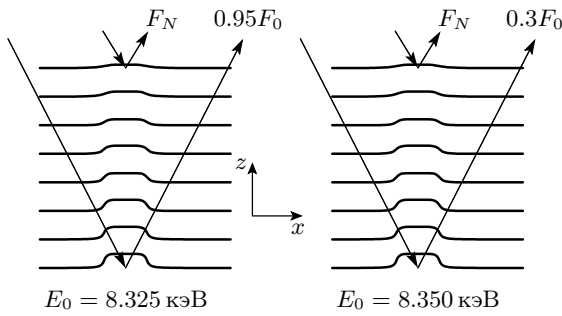
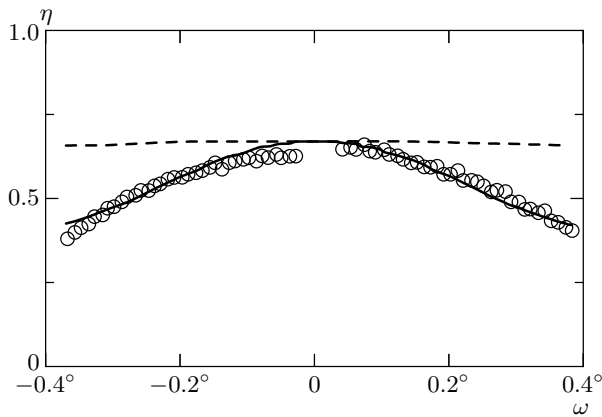


Рис. 4. Экспериментальные  $\omega$ -профили при энергии фотонов  $E_0 = 8.325$  кэВ (сплошная линия) и  $E_1 = 8.350$  кэВ (пунктир). Вертикальная ось — интенсивность РДР, нормированная на интенсивность падающего пучка

<sup>4</sup>) Из нашего опыта приготовления многослойных зеркал Ni/C с помощью лазерного напыления можно привести интересный факт. Хотя дисперсия шероховатости исходных подложек, согласно данным рентгеновской рефлектометрии, может меняться в относительно широких пределах, оптическое качество изготовленных зеркал оказывается приблизительно одинаковым. Этот факт наглядно свидетельствует в пользу сильного сглаживания шероховатостей в процессе напыления.



**Рис. 5.** Сравнение амплитуд диффузного рассеяния от многослойного рентгеновского зеркала Ni/C при энергиях фотонов ниже и выше  $K$ -края поглощения атомов никеля: во втором случае вклад в амплитуду диффузного рассеяния от шероховатых дефектов нижних слоев заметно ниже за счет эффективной экранировки в условиях жесткого фотопоглощения



**Рис. 6.** Экспериментальные данные (кружки) и теоретические расчеты в борновском приближении метода искаженных волн для функции  $\eta$  из выражения (2.9) для случая полной кросс-корреляции шероховатостей (штриховая линия) и сглаживания шероховатостей (сплошная линия)

правлении  $q_x$  это не может привести к каким-либо изменениям сечения РДР.

На рис. 6 представлены те же данные (кружки) в виде зависимости величины  $\eta$  из выражения (2.9) от  $\omega$ . На рисунке хорошо видно, что экспериментальные точки заметно отклоняются от теоретической кривой (штриховая линия), рассчитанной в предположении полной кросс-корреляции. Знак отклонения соответствует уменьшению амплитуд шероховатостей в процессе роста многослойного зеркала, а величина отклонения тем сильнее, чем больше величина переданного импульса  $q_x \approx 2k\theta_B\omega$ .

Сплошной линией на рис. 6 показаны теоретические расчеты, выполненные с помощью метода наименьших квадратов с репликационным фактором, как и в работах [18, 39, 40], в форме

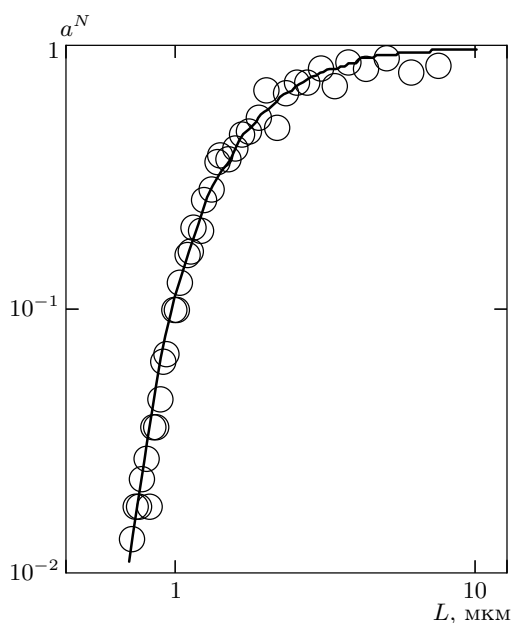
$$a(s) = \exp(-\nu t s^2), \quad (4.1)$$

где  $t$  — толщина пленки (бислоя), а  $\nu$  — коэффициент с размерностью длины, характеризующий скорость сглаживания. Величина этого коэффициента оказалась равной приблизительно  $0.5 \text{ мкм}^5$ .

Подчеркнем, что использование той или иной аналитической формы репликационного фактора совсем необязательно для определения его величины, если используется приближенное выражение (2.9). В то же время это необходимо при вычислениях в рамках точного выражения для сечения (2.8). Расчеты репликационного фактора были выполнены и тем, и другим способом. При расчете согласно точному выражению (2.8) использовалась корреляционная функция шероховатости вида (1.1), вычисленная из экспериментальных данных, но с учетом того факта, что при наших экспериментальных условиях размер когерентно-освещенной площади вдоль оси  $y$  равен приблизительно  $0.5 \text{ мкм}$ , т. е. намного меньше ее размера вдоль оси  $x$  (около  $300 \text{ мкм}$ )<sup>6</sup>. Такая разница в размерах приводит к тому, что РДР оказывается преимущественно сосредоточенным в плоскости зеркальной дифракции [4, 7], и, следовательно, ошибка за счет перехода к приближенному выражению (2.9) дополнительно уменьшается. Сравнение результатов расчетов позволило обнаружить, что уход от процедуры усреднения эффекта сглаживания вдоль оси  $y$  приводит к небольшой ошибке (менее 1%). Эта небольшая величина, однако, приводит к заметной ошибке в определении абсолютного значения репликационного фактора. В то же время обсуждаемая ошибка слабо влияет на зависимость репликационного фактора от переданного импульса  $q_x$ . Более того, экспериментальная ошибка в 1–2% при определении отношения интенсивностей РДР неизбежна, что эквивалентно ошибке в два раза при определении абсолютного значения реплика-

<sup>5</sup> Отметим, что несмотря на видимое хорошее соответствие экспериментальных данных такой форме репликационного фактора, полученная нами величина параметра  $\nu$  по крайней мере на три порядка превышает ожидаемую в работах [18, 39, 40] величину.

<sup>6</sup> Размер вдоль оси  $y$  равен соответствующей компоненте (в плоскости орбиты электронного пучка) поперечной когерентности падающего рентгеновского излучения. Размер вдоль оси  $x$  можно оценить по формуле  $L_z/\theta_0$ , где  $L_z$  — компонента пространственной когерентности перпендикулярно орбите. В нашем случае  $L_z \approx 5 \text{ мкм}$ .



**Рис. 7.** Полное уменьшение амплитуд шероховатостей  $a^N$  в процессе эволюции границ раздела от подложки до поверхности, в зависимости от их латерального размера  $L \sim 2\pi/q_x$ : кружки — вычисленные значения  $a^N$ , соответствующие экспериментальным точкам, сплошная линия — наилучшее приближение в рамках модели (4.1)

ционного фактора. Таким образом, в нашем случае ошибка за счет использования приближенного выражения (2.9) меньше экспериментальной ошибки, и такой подход не может привести к значительному искажению модельных расчетов.

На рис. 7 представлена зависимость величины полного уменьшения амплитуд шероховатостей в процессе эволюции границ раздела (от подложки до поверхности) от их латерального размера. Хорошо видно, что шероховатости микронного масштаба эффективно сглаживаются в процессе напыления образца. В то же время шероховатости размерами около 10 мкм с хорошей точностью воспроизводятся от слоя к слою. Необходимо отметить, что используемый в настоящей работе метод дает возможность определить репликационный фактор, но не позволяет получить абсолютные величины амплитуд шероховатостей по глубине многослойного рентгеновского зеркала. Этот факт не должен вызывать удивления, так как моделируются не абсолютные значения интенсивностей РДР, а их отношение.

В настоящей работе предполагалось, что сглаживание происходит плавным образом через всю стопку слоев многослойного рентгеновского зеркала. В

то же время вполне разумно предположить, что эффективное сглаживание может происходить уже в первых нескольких слоях зеркала вблизи подложки. Очевидно, что такой эффект будет относительно слабо заметен в рамках используемого метода. В этой связи надо отметить, что одновременное использование настоящего метода и метода, используемого в работах [21, 22], где РДР исследовалось вблизи киссиговских биений, может дать полную картину поведения шероховатостей в процессе роста многослойного рентгеновского зеркала.

Необходимо подчеркнуть, что для изготовления качественных многослойных зеркал эффективное сглаживание в микронной области размеров шероховатых дефектов имеет принципиальное значение [7]. Если бы такое сглаживание отсутствовало, то вряд ли можно было бы изготовить зеркала с высокими коэффициентами отражения. Действительно, легко оценить, что при брэгговском отражении рентгеновского фотона от многослойного зеркала его путь в латеральном направлении составляет около 1 мкм. Таким образом, шероховатости с размерами больше 1 мкм не оказывают влияния на брэгговскую дифракцию<sup>7)</sup>, в то время как шероховатости с размерами меньше 1 мкм эффективно снижают отражение рентгеновской волны.

В заключение необходимо обсудить возможные физические причины сглаживания шероховатостей в таком большом пространственном масштабе как микронный. В работах [18, 30, 39, 40] было учтено, что в процессе осаждения атом может смещаться на некоторое расстояние, которое по порядку величины совпадает с его размерами. В рамках этой модели была предложена форма репликационного фактора в виде, аналогичном выражению (4.1). Очевидно, однако, что такой механизм не может отвечать за сглаживание в микронном масштабе. В работе [41] был рассмотрен эффект вязкого растекания при полировке ионами с высокой кинетической энергией (200–1300 эВ), в результате чего сглаживание может проходить в больших пространственных масштабах. Хотя кинетическая энергия осаждаемых атомов при лазерном напылении заметно ниже энергии ионов при полировке, аналогичный процесс вяз-

<sup>7)</sup> Их присутствие вызывает фазовые сдвиги на фронте волнового пакета, что приводит к дополнительному РДР, но полный коэффициент отражения, включающий в себя как зеркальное (когерентное) отражение, так и диффузно-рассеянное излучение, при этом не уменьшается. При высокой пространственной когерентности падающего пучка фотонов может оказаться, что все отражение становится диффузным, хотя оно выглядит зеркальным [7].

кого растекания все же может иметь место. В работах [31, 32] были учтены возможные процессы диффузии, т. е. тот факт, что адсорбированные атомы могут перемещаться по поверхности на очень большие расстояния, что приводит к равномерному сглаживанию во всех областях спектра пространственных частот. Согласно этим работам, репликационный фактор не стремится к единице при уменьшении переданного импульса. Еще одним вариантом объяснения сглаживания шероховатостей в микронном пространственном масштабе могут служить возможные процессы реиспарения при осаждении атомов. «Разбрызгивание» атомов по поверхности многослойного рентгеновского зеркала может привести, с одной стороны, к залечиванию «долин», а с другой стороны, — к эффективному разравниванию «холмов» на поверхности.

Резюмируя, можно сказать, что использованный в настоящей работе метод исследования кросс-корреляции шероховатостей в многослойном рентгеновском зеркале позволил нам наблюдать сглаживание шероховатостей в микронном пространственном масштабе. Показано, что оно имеет принципиальное значение, так как присутствие шероховатостей такого масштаба неизбежно будет вызывать уменьшение коэффициента отражения при брэгговской дифракции.

Авторы благодарны В. А. Бушуеву за полезные консультации, коллективу Сибирского центра синхротронного излучения во главе с Г. Н. Кулипановым, а также экспериментаторам ускорительного комплекса ВЭПП-3 за внимание и поддержку. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16259).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Виноградов, Н. Н. Зорев, И. В. Кожевников и др., *ЖЭТФ* **89**, 2124 (1985).
2. А. В. Андреев, *УФН* **145**, 113 (1985).
3. S. K. Sinha, E. V. Sirota, S. Garoff et al., *Phys. Rev. B* **38**, 2297 (1988).
4. V. A. Chernov, V. I. Kondratiev, N. V. Kovalenko et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **470**, 145 (2001).
5. Н. В. Востоков, С. В. Гапонов, В. Л. Миронов и др., *Поверхность* № 1, 38 (2001).
6. E. L. Church, *Appl. Opt.* **27**, 1518 (1988).
7. V. A. Chernov, V. I. Kondratiev, N. V. Kovalenko et al., *J. Appl. Phys.* **92**, 7593 (2002).
8. V. A. Chernov, N. V. Kovalenko, S. V. Mytnichenko, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **470**, 210 (2001).
9. T. W. Barbee, *Opt. Eng.* **25**, 893 (1986).
10. S. V. Gaponov, F. V. Garin, S. A. Gusev et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **208**, 227 (1983).
11. E. Spiller, A. Segmuller, J. Rife et al., *Appl. Phys. Lett.* **37**, 1048 (1980).
12. E. Spiller, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2293 (1989).
13. M. P. Bruijn, P. Chakraborty, H. W. van Essen et al., *Proc. SPIE* **563**, 36 (1985).
14. E. J. Puik, M. J. van der Wiel, H. Zeijlemarker et al., *Rev. Sci. Instr.* **63**, 1415 (1992).
15. A. V. Andreev, A. G. Michette, and A. Renwick, *J. Mod. Opt.* **35**, 1667 (1988).
16. A. Bruson, C. Dufour, B. George et al., *Sol. St. Comm.* **71**, 1045 (1989).
17. D. E. Savage, N. Schimke, Y.-H. Phang et al., *J. Appl. Phys.* **71**, 3283 (1992).
18. D. G. Stearns, *J. Appl. Phys.* **71**, 4286 (1992).
19. А. В. Виноградов, частное сообщение.
20. V. A. Chernov, E. D. Chkhalo, N. V. Kovalenko et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **448**, 276 (2000).
21. H. Laidler, I. Pape, C. I. Gregory et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **154**, 165 (1996).
22. I. Pape, T. P. A. Hase, B. K. Tanner et al., *Physica B* **253**, 278 (1998).
23. В. Е. Асадчиков, А. Ю. Карабеков, В. В. Ключковская и др., *Кристаллография* **43**, 119 (1998).
24. Н. В. Коваленко, С. В. Мытниченко, В. А. Чернов, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 85 (2003).
25. V. Holy and T. Vaumbach, *Phys. Rev. B* **49**, 10668 (1994).
26. А. В. Виноградов, И. А. Брытов, А. Я. Грудский и др., *Зеркальная рентгеновская оптика*, Машиностроение, Ленинград (1989), с. 86.
27. V. A. Chernov, N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko et al., *J. X-Ray Sci. Technol.* **5**, 65 (1995).
28. V. A. Chernov, N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko et al., *J. X-Ray Sci. Technol.* **5**, 389 (1995).

29. V. A. Chernov, N. I. Chkhalo, and S. G. Nikitenko, *J. de Phys. IV* **7**, C2-699 (1997).
30. S. F. Edwards and D. R. Wilkinson, *Proc. Roy. Soc. London A* **381**, 17 (1982).
31. В. А. Бушуев, В. В. Козак, *Кристаллография* **42**, 809 (1997).
32. В. А. Бушуев, В. В. Козак, *Поверхность* №2, 96 (1999).
33. D. K. G. de Boer, *Phys. Rev. B* **53**, 6048 (1996).
34. S. K. Sinha, M. Tolan, and A. Gibaud, *Phys. Rev. B* **57**, 2740 (1998).
35. M. Tolan and S. K. Sinha, *Physica B* **248**, 399 (1998).
36. А. И. Волохов, Э. П. Кругляков, Н. И. Чхало, *Поверхность* №1, 130 (1999).
37. L. G. Parrat, *Phys. Rev.* **95**, 359 (1954).
38. *Brief Description of the SR Experimental Station*, Preprint, INP 90-92, Novosibirsk (1990).
39. D. G. Stearns, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1745 (1993).
40. E. Spiller, D. Stearns, and M. Krumrey, *J. Appl. Phys.* **74**, 107 (1993).
41. R. Schlatmann, J. D. Shindler, and J. Verhoeven, *Phys. Rev. B* **54**, 10880 (1996).