

УДК 548.732

ПРЕЦИЗИОННАЯ СТРУКТУРНАЯ ДИАГНОСТИКА СЛОИСТЫХ НАНОСИСТЕМ V/Fe ТИПА “СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГNETИК” МЕТОДАМИ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ И ДИФФУЗНОГО РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2011 г. А. М. Никитин^{1,2}, М. М. Борисов², Э. Х. Мухамеджанов², М. В. Ковальчук^{2,3},
С. Шайги⁴, Ф. Танцико⁴, Л. Деак⁴, Л. Боттян⁴, Ю. Н. Хайдуков¹, В. Л. Аксёнов^{1,2}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия

E-mail: am.nikitin@physics.msu.ru

²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт частиц и ядерной физики Венгерской академии наук, Будапешт

Поступила в редакцию 15.04.2011 г.

Представлены результаты исследований для слоистых сверхпроводяще-ферромагнитных наносистем Cu(32 нм)/V(40–80 нм)/Fe(0.5–4 нм)/MgO(001), проведенных методом рефлектометрии и диффузного рассеяния синхротронного излучения. Полученные данные позволяют определить такие важные характеристики образцов, как толщины слоев, среднеквадратичные высоты и латеральные длины корреляции шероховатостей на границах раздела.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие сверхпроводящей (СП) и ферромагнитных (ФМ) фаз в слоистых наноструктурах является на сегодняшний день активно исследуемой задачей [1–3]. В результате взаимодействия сверхпроводящего и ферромагнитного параметров порядка вблизи границы раздела происходит модификация как сверхпроводящих, так и магнитных свойств системы. Так, в [4–6] показано, что температура сверхпроводящего перехода СП-слоя T_C является осциллирующей функцией от толщины ФМ-слоя $d_{\text{ФМ}}$, что связано с особенностями проникновения сверхпроводящего параметра порядка в ФМ-слой. Существует также и обратный эффект проникновения магнитного параметра порядка в сверхпроводник (так называемый обратный эффект близости [7, 8]). В этом случае величина и знак наведенной намагниченности также зависит от толщины ФМ-слоя и качества СП/ФМ границы раздела. Еще одним примером влияния сверхпроводимости на магнитное состояние системы является так называемое криптоферромагнитное состояние, заключающееся в переходе однородно намагниченного ФМ-слоя в доменное состояние с размером домена порядка длины когерентности СП [9, 10]. В этом случае наличие шероховатостей может исказить или полностью подавить эффект.

Рассмотренные примеры показывают, что толщины ФМ- и СП-слоев, а также качество СП/ФМ границы раздела играют существенную

роль в физике эффектов близости, и точное определение этих параметров крайне необходимо для понимания физической картины. В настоящее время для этой цели наиболее активно используется метод рентгеновской рефлектометрии, где исследуются кривые зеркального отражения рентгеновского излучения под малыми углами. Анализ данных зеркального отражения позволяет восстановить профиль в глубину плотности длины рассеяния (ПДР) рентгеновского излучения $\rho(z)$, представляющей собой произведение плотности упаковки ядер в данном слое на длину рассеяния рентгеновского излучения от материала данного слоя. Отсюда с высокой точностью определяются толщины слоев d_j и среднеквадратичные высоты шероховатостей σ_j на границах раздела ($j = 1, N$ – количество слоев в системе). Данный метод стал стандартным для определения толщин слоев и высот шероховатостей СП/ФМ-гетероструктур. Такие исследования были проведены, например, на Nb/Fe [11–13], Pb/Fe [14] и V/Fe [15, 16] СП/ФМ-системах. Анализ данных позволил надежно установить толщины СП-слоев (20–60 нм) и размер шероховатостей на границе раздела (~1 нм). Точное определение толщины ФМ-слоя, как будет показано далее, является более сложной задачей, поскольку в кривую зеркального отражения слои с характерными толщинами ~1 нм вносят крайне незначительный вклад, для детектирования которого необходимо проводить измерения с высоким разрешением в большом диапазоне углов. Эти измерения можно ре-

Номинальные толщины сверхпроводящих слоев ванадия ($d_{СП}$) и ферромагнитных слоев железа ($d_{ФМ}$), а также концентрации железа в ферромагнитных слоях для образцов $Cu(32 \text{ нм})/V(40-80 \text{ нм})/Fe(0.5-4 \text{ нм})/MgO(001)$

Серия	Образец	$d_{СП}$, нм	$d_{ФМ}$, нм	Концентрация железа в ФМ-слое, %
8104	А	40	0.5	100
	В	40	1	100
9506	А	80	1.5	100
	В	80	3.0	100
	С	80	4.5	100
8403		40	1.5	40
8404		40	1.5	60

лизовать, используя мощный источник синхротронного излучения (СИ) [17].

Для определения структурных размеров в плоскости образца необходимо исследовать кривые незеркального (диффузного) рассеяния. Такой анализ при исследовании структурных параметров СП/ФМ-систем требует использования мощного источника СИ и проводится редко, несмотря на ценность информации, которую дает данный метод. Например, в [18] анализ интенсивности диффузного рассеяния синхротронного излучения от СП/ФМ/СП-системы состава $Nb(50 \text{ нм})/^{57}Fe(3.9 \text{ нм})/[Si/Mo]_{40}/Si$ позволил установить факт сильного перемешивания атомов кремния и молибдена на границах раздела в периодической структуре $[Si/Mo]_{40}$. Такое перемешивание позволяет объяснить факт наличия сильной сверхпроводимости в периодической структуре [19] (критическая температура СП-перехода периодической Si/Mo-системы в 5 раз выше, чем для чистого молибдена).

Таким образом, видно, что использование рентгеновского излучения позволяет получить важную информацию о структурных параметрах СП/ФМ-гетероструктур – толщинах слоев, среднеквадратичной высоте и латеральных длинах корреляции шероховатостей на границах раздела. Использование светосильного синхротронного источника позволяет значительно повысить динамический диапазон измеряемых величин, улучшить пространственное разрешение метода, исследовать диффузное рассеяние и, как следствие, более точно определять структурные параметры СП/ФМ-систем.

В настоящей работе СИ использовалось для определения структурных параметров СП/ФМ-систем состава $Cu(32 \text{ нм})/V(d_{СП})/Fe(d_{ФМ})/MgO(001)$. В исследованных структурах для усиления интенсивности магнитного рассеяния поляризованных нейтронов исследуемый СП/ФМ-бислой V/Fe

помещался между слоями меди и оксида магния с высокими нейтрон-оптическими потенциалами [20, 21]. Показано, что зеркальная рефлектометрия СИ позволяет с высокой точностью определять толщины ФМ-слоев с $d_{СП} \sim 1$ нм. Анализ данных диффузного рассеяния позволил установить, что преобладающий вклад в диффузное рассеяние дают неоднородности на поверхности образца, связываемые с наличием неоднородного слоя оксида меди.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследуемые образцы с номинальным составом $Cu(32 \text{ нм})/V(40, 80 \text{ нм})/Fe(0.5-4 \text{ нм})/MgO(001)$ и размером $20 \times 15 \times 2 \text{ мм}^3$ были приготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Центральном институте физических исследований (Будапешт, Венгрия). При изготовлении образцов использовалась оригинальная методика, позволившая в одном вакуумном цикле создать серию образцов с одинаковыми толщинами СП-слоя и варьирующимися толщинами ФМ-слоя [22]. Это дало возможность провести исследования зависимости эффектов близости от толщины ФМ-слоя, сохраняя при этом для всех образцов одинаковые сверхпроводящие свойства. Суть методики заключалась в следующем. На держателе крепилось одновременно две–три MgO-подложки. После напыления нескольких монослоев железа один из образцов закрывался заслонкой, после чего напыление продолжалось. После напыления следующего подслоя железа закрывался следующий образец, и последующее напыление железа происходило только на один из образцов. Затем открывались все заслонки и на все образцы напылялись последовательно слои ванадия и меди. Кроме таких образцов (8104 и 9506) в настоящей работе исследовались два образца (8403 и 8404), приготовленные в различных вакуумных циклах. В этих образцах предполагалось сделать ФМ-слой с различной концентрацией железа и ванадия. Концентрация железа в этих образцах варьировалась для изменения обменного взаимодействия в ФМ-слое, которая также влияет на эффекты близости в СП/ФМ-структурах. Номинальные толщины СП- и ФМ-слоев и концентрация атомов железа в ФМ-слое представлены в таблице.

Синхротронные измерения были проведены на станции “Прецизионная рентгеновская оптика” [23], расположенной на канале 6.6 Курчатовского источника синхротронного излучения. Станция оснащена вакуумным двухкристальным монохроматором с водяным охлаждением первого кристалла и четырехкружным гониометром, позволяющим реализовать различные схемы дифракции и рассеяния СИ на образце. Ста-

бильность станции при проведении длительных измерений обеспечивалась динамическими системами удержания пространственного положения пучка СИ в канале вывода (точность ~10 мкм) и взаимного расположения кристаллов-монокроматоров (точность ~0.03"). В качестве кристаллов-монокроматоров использовались пластины кремния с симметричными отражениями 111. Вектор поляризации пучка СИ был параллелен отражающим плоскостям образца (σ -поляризация). Мониторинг интенсивности пучка СИ, падающего на образец, осуществлялся с помощью ионизационных камер. Для учета уменьшения интенсивности пучка СИ, связанного с естественным спадом тока в накопительном кольце источника, экспериментальные данные нормировались на показания соответствующей ионизационной камеры. Размер падающего на образец пучка задавался рабочей щелью шириной 20 мкм. Для подавления паразитного рассеяния пучка СИ на створках рабочей щели между ней и образцом была установлена дополнительная щель шириной 0.3 мм. Угловая расходимость пучка СИ в плоскости падения на образец не превышала 3", что позволило измерить кривые зеркального отражения с очень высоким угловым разрешением (шаг измерения составлял $\Delta\omega = 4''$). В эксперименте измерялись интенсивности зеркального отражения и диффузного рассеяния синхротронного излучения с длиной волны $\lambda = 0.154$ нм. Рефлектометрия осуществлялась в режиме ω -2 θ -сканирования с угловой апертурой детектора 400". Для получения двумерных распределений диффузного рассеяния измерялась серия детекторных 2 θ -сканов (при различных фиксированных углах падения ω) с угловой апертурой детектора 40".

На рис. 1 представлены зависимости коэффициентов зеркального отражения от нормальной компоненты переданного импульса $Q_z = 4\pi \sin\theta_1/\lambda$ для образцов серии 9506, где θ_1 – угол скольжения падающих рентгеновских лучей на образец. Кривые характеризуются наличием области полного внешнего отражения (ПВО) и так называемыми осцилляциями Кизиха. Граница ПВО Q_c связана с максимальным потенциалом системы ρ_{\max} , как $Q_c = 4(\pi\rho_{\max})^{1/2}$. Осцилляции Кизиха связаны с интерференцией на границах разделов слоев. Наличие многочисленных осцилляций говорит о хорошей однородности слоев. Период осцилляций связан с толщиной определенного слоя, как $\Delta Q \approx 2\pi/d$. Например, из рис. 1 видно, что кривая отражения характеризуется “быстрыми” осцилляциями с периодом $\Delta Q \sim 0.1$ нм⁻¹, что в прямом пространстве дает размер толщины слоя порядка 60 нм. Количественный расчет, проведенный с использованием программы FitSuite [24], позволил восстановить профиль ПДР $\rho(z)$ (вкладка,

рис. 1а). Согласно проведенному расчету, осцилляции кривой отражения вызваны интерференцией на слое ванадия с толщиной $d_{\text{СП}} = 60 \pm 1$ нм. Полученная величина на 25% меньше номинальной, что связано, по-видимому, с неточностями калибровки установки при напылении слоя ванадия в образцах серии 9506 [22]. Помимо этого, расчет позволил определить, что границы раздела V/Fe и Cu/V представляют собой достаточно гладкие интерфейсы со среднеквадратичными размерами шероховатостей не более 0.5 нм (две атомные плоскости). Поверхность образцов имеет худшее качество по сравнению с вышеупомянутыми интерфейсами. Шероховатости на поверхности имеют размер порядка 5–7 нм.

Кривые зеркального отражения для образцов 9506В и 9506С, представлены на рис. 1б и 1в. Как видно из рисунков, помимо быстрых осцилляций, вызванных интерференцией на толщине слоя ванадия $d_{\text{СП}}$, существует длиннопериодная модуляция кривых, связанная с интерференцией на толщине слоя железа $d_{\text{ФМ}}$. Данная модуляция позволяет прямо определить толщины ФМ-слоя. Количественный расчет дает для образцов 9506А, 9506В и 9506С величины $d_{\text{ФМ}} = 1.5$, $d_{\text{ФМ}} = 2.8$ и $d_{\text{ФМ}} = 4.3$ нм соответственно, что отличается от номинальных величин менее чем на 10%.

Таким образом, наличие длиннопериодных модуляций на кривых зеркального отражения позволяет прямым образом определять толщину ФМ-слоев при $d_{\text{ФМ}} > 1.5$ нм. Отметим, что прямое измерение толщины таких тонких слоев оказалось возможным только с применением мощного источника СИ, позволившем проследить изменение интенсивности зеркального отражения до углов падения свыше 4°. Для тонких слоев с $d_{\text{ФМ}} < 1.5$ нм период модуляции становится слишком большим для прямого детектирования даже с использованием СИ. В этом случае информацию о толщине ФМ-слоя можно получить косвенно, из амплитуды осцилляций. Так, на рис. 2 представлены кривые зеркального отражения для образцов 8104А и 8104В с толщинами ФМ слоев 0.5 и 1.0 нм соответственно. Из рис. 2 видно, что “быстрый” период осцилляций для образцов серии 8104 примерно совпадает и составляет величину $\Delta Q \sim 0.16$ нм⁻¹, что дает в прямом пространстве толщину слоя ванадия 40 нм, близкую к номинальной. Различие в кривых отражения заключается в разной амплитуде осцилляций – для образца 8104В амплитуда больше. Расчет, представленный на рис. 2б, показывает, что разница в амплитуде осцилляций может быть объяснена разной толщиной ФМ-слоя.

Кривые зеркального отражения для образцов 8403 и 8404 представлены на рис. 3. Из быстрых осцилляций были найдены толщины СП-слоев, которые составили 50 и 45 нм для образцов 8403 и

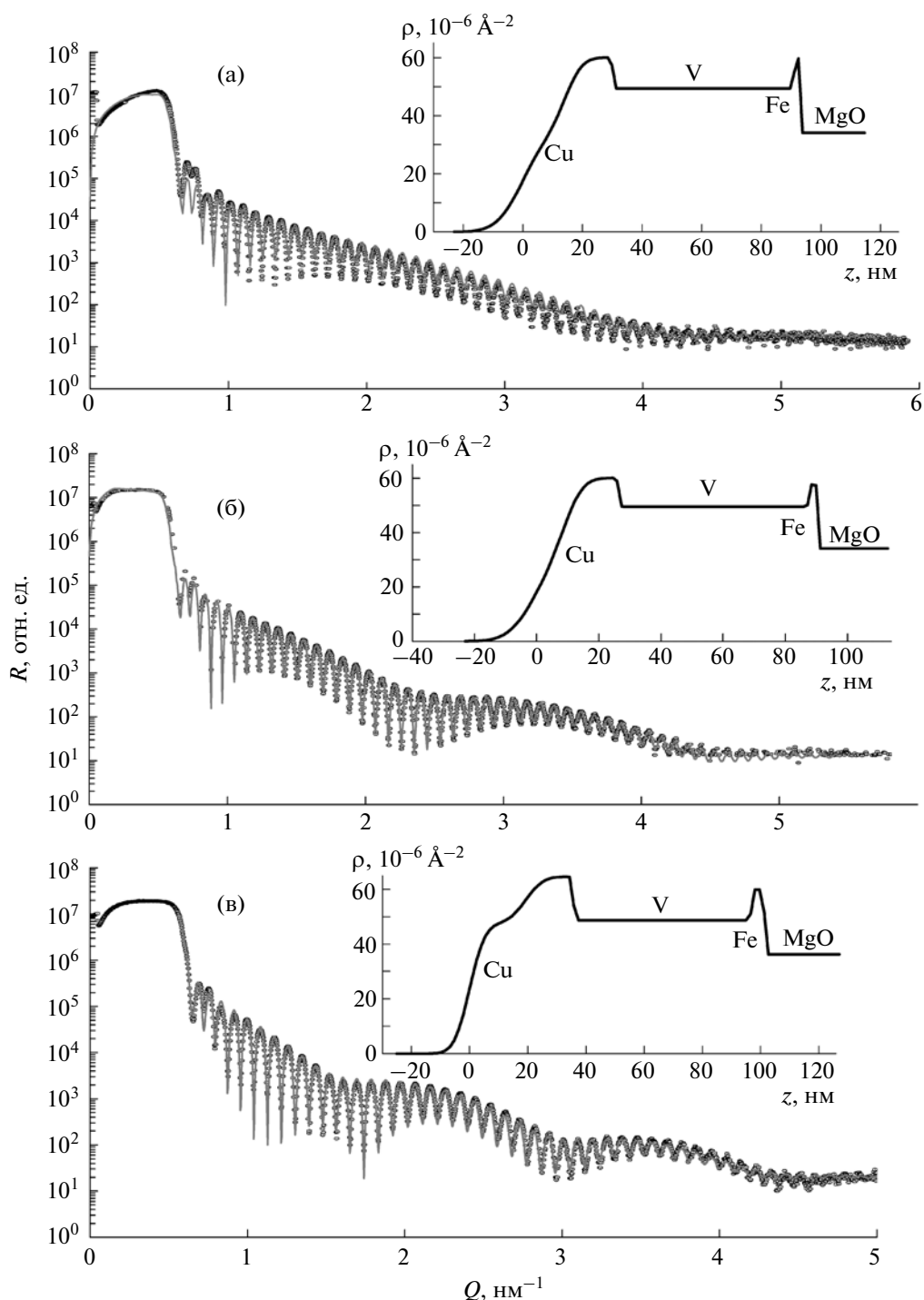


Рис. 1. Экспериментальные точки и модельные кривые зеркального отражения R для образцов серии 9506А (а), 9506В (б) и 9506С (в). На вкладке представлены профили плотности длины рассеяния $\rho(z)$, полученные при моделировании.

8404 соответственно. Так как ФМ-слои для этих образцов тонкие, период медленных осцилляций, связанный с их толщиной, слишком велик и на экспериментальных кривых (рис. 3) не просматривается, но из характера амплитуд медленных осцилляций можно заключить, что толщина ФМ-слоя в образце 8404 больше, чем 8403, что, по-ви-

димому, связано с более высокой концентрацией железа в ФМ-слое в случае образца 8404.

Для анализа латеральных параметров шероховатостей были измерены двумерные карты интенсивности вблизи “столика ПВО”. На рис. 4а представлена карта рассеяния для образца 8404; показано, что сильное диффузное рассеяние наблюдается,

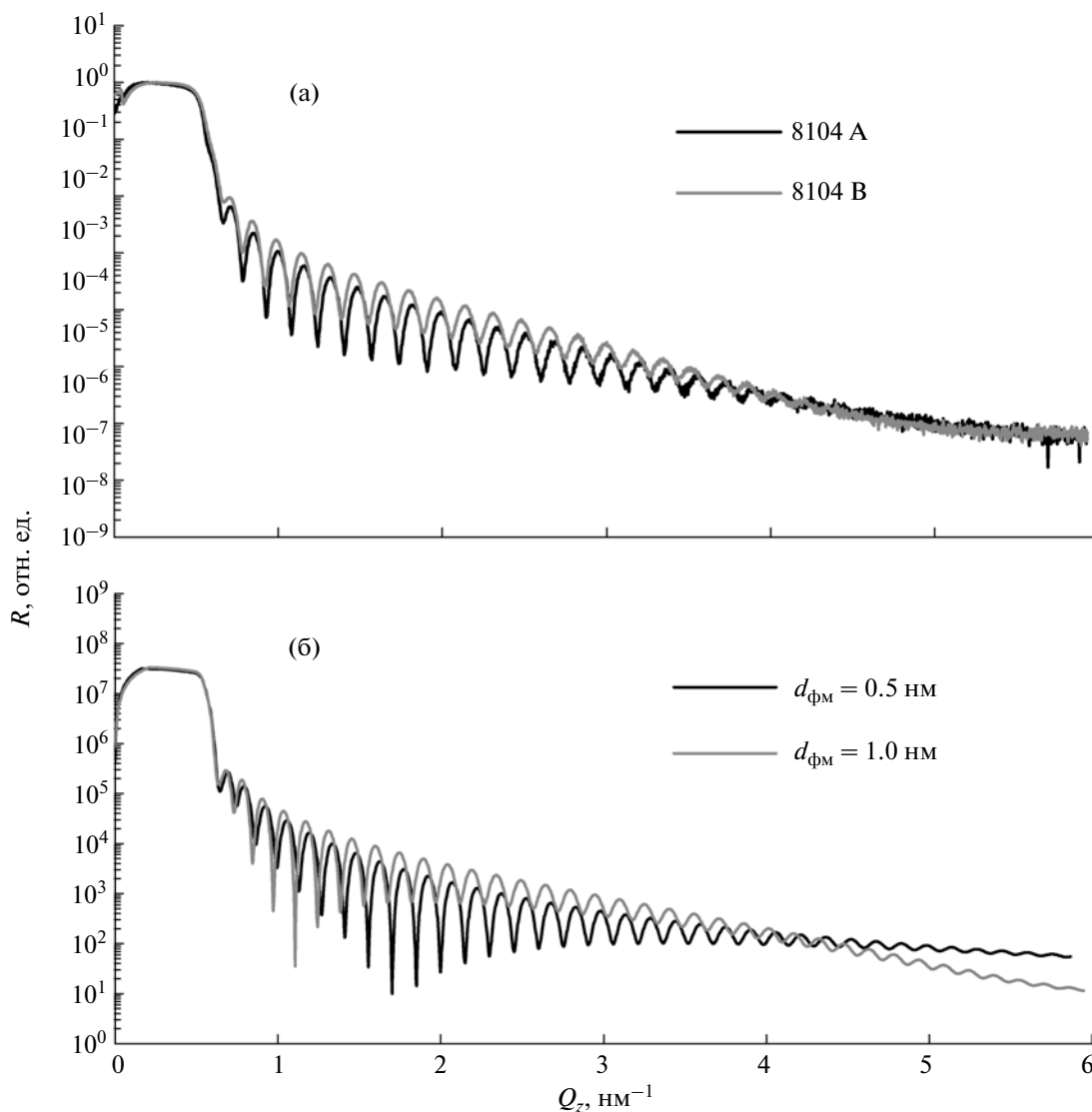


Рис. 2. Экспериментальные кривые зеркального отражения для образцов серии 8104 (а). Модельные кривые зеркального отражения для двух систем с различной толщиной ФМ-слоя (б).

когда угол скольжения падающего или рассеянного пучка близок к критическому углу θ_c (так называемое рассеяние Йонеды [25]). Интенсивность диффузного рассеяния в борновском приближении искаженных волн (БПИВ) может быть записана в виде [26]:

$$I(\theta_1, \theta_2) \propto \sum_{j=1,4} |\rho_{j-1} - \rho_j|^2 |\Psi_j(\theta_1)|^2 |\Psi_j(\theta_2)|^2 C_j(Q_x), \quad (1)$$

где $\Psi_j(\theta_{1,2})$ – волновое поле падающего и рассеянного синхротронного излучения вблизи j -го интерфейса (так называемые искаженные волны), $C_j(Q_x)$ – функция корреляции шероховатостей в обратном пространстве, $Q_x = 2\pi/\lambda(\cos\theta_2 - \cos\theta_1)$ – параллельная компонента переданного импульса, θ_2 – угол скольжения рассеянных рент-

геновских лучей ($\theta_1 = \theta_2$ – зеркальное отражение, $\theta_1 \neq \theta_2$ – диффузное рассеяние). Для шероховатостей с экспоненциальной функцией корреляции в прямом пространстве функция $C_j(Q_x)$ может быть представлена функцией Лоренца:

$$C_j(Q_x) = \frac{(\sigma_j \xi_j)^2}{1 + (Q_x \xi_j)^2}, \quad (2)$$

где ξ_j – продольная длина корреляции шероховатостей в плоскости образца. Волновые функции $\Psi_j(\theta_{1,2})$, рассчитанные для потенциала образца 9506А, представлены на рис. 5, который показывает, что волновое поле на различных границах раздела изменяется по-разному при различных углах. Так, из (1) и рис. 5 видно, что при углах меньше критического все диффузное рассеяние

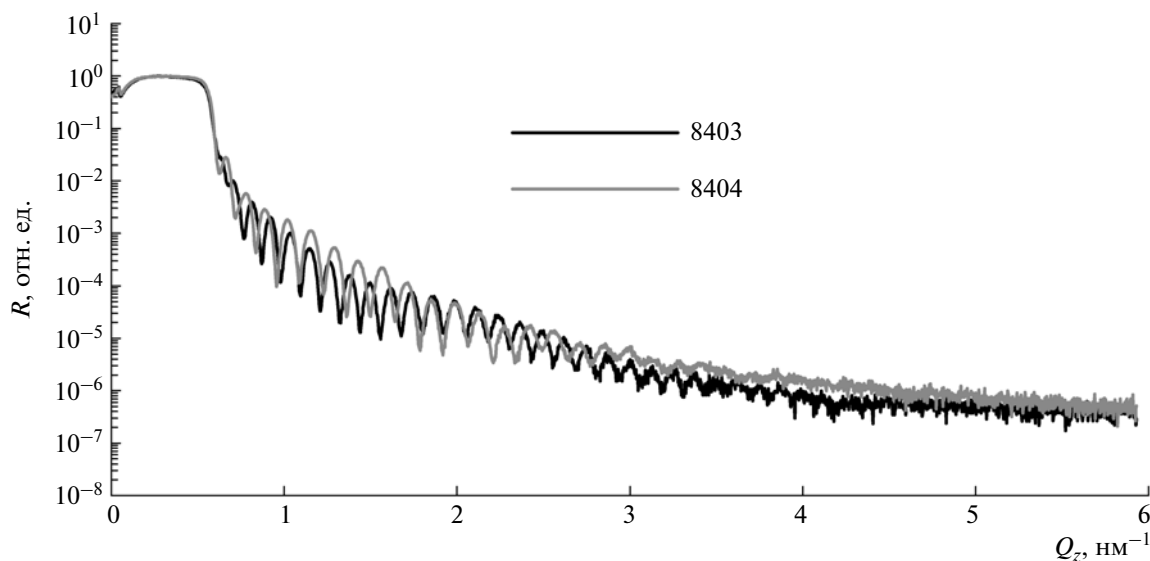


Рис. 3. Кривые зеркального отражения от образцов 8403 и 8404.

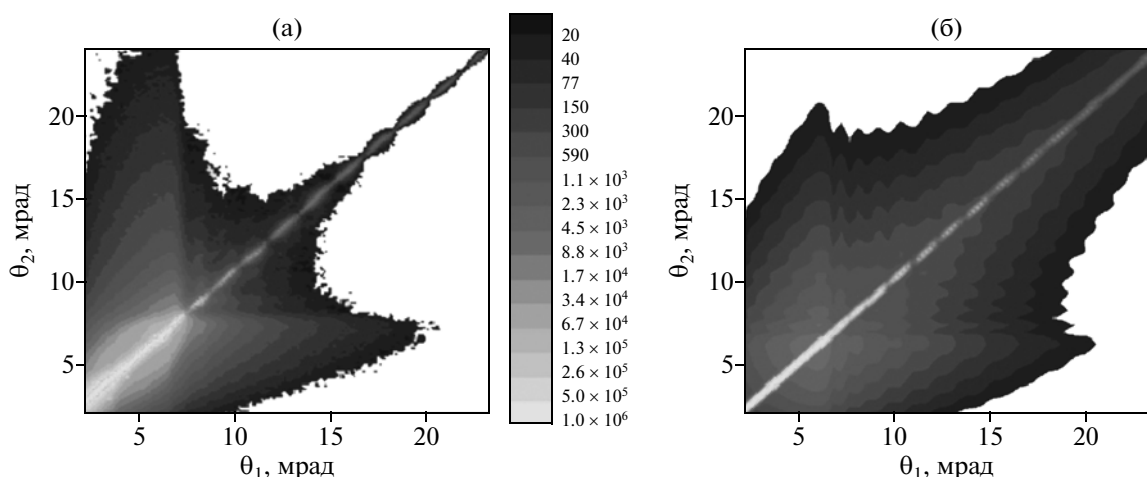


Рис. 4. Экспериментальная двумерная карта рассеяния от образца 8404 (а) и теоретический расчет в рамках БПИВ (б).

определяется неоднородностями поверхности. При углах чуть выше критического интенсивность диффузного рассеяния практически с одинаковыми весами определяется шероховатостями от поверхности и границы раздела “медь/ванадий”. Вдали от области ПВО становится значимым вклад от границы раздела СП/ФМ. Таким образом, измеряя кривые рассеяния при различных углах скольжения падающего пучка, можно выделять различные границы раздела в слоистых структурах.

На рис. 6 представлены кривые диффузного рассеяния для образцов серии 9506, измеренные при $\theta_1 = 0.9\theta_c$. Из рис. 6 видно, что интенсивность рассеяния для образца 9506А падает более плавно, чем для образцов 9506В и 9506С. Такое пове-

дение можно объяснить тем, что продольная длина корреляции для образца 9506А меньше, чем для двух других. Численный расчет по формулам (1) и (2) дает для продольных длин корреляции образцов 9506А, 9506В и 9506С величины 1550 ± 50 нм, 1950 ± 50 нм и 1900 ± 100 нм соответственно (вкладка, рис. 6). Отметим, что такие длины корреляции примерно на порядок превосходят типичные длины корреляции для шероховатостей. Наличие неоднородностей на поверхности меди связываем с образованием оксидной пленки в процессе окисления. Известно, что оксиды, формирующиеся на поверхности меди, образуют сильно неоднородную пленку с толщиной порядка 5 нм и латеральными неоднородностями порядка 1 мкм [27]. Интересным представляется

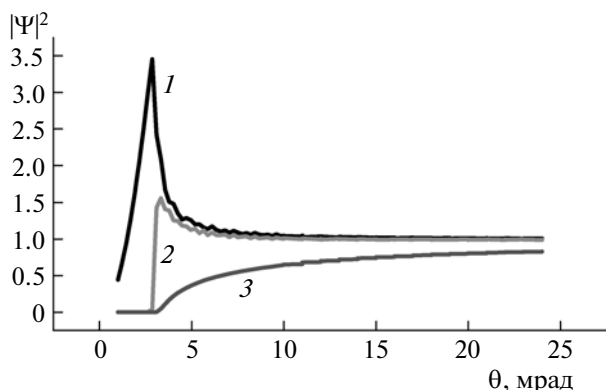


Рис. 5. Волновое поле СИ на границе раздела воздух/медь (1), медь/ванадий (2) и ванадий/железо (3).

факт зависимости (прямой или опосредованной) длины корреляции шероховатостей на поверхности от толщины ФМ-слоя (вкладка, рис. 6). Вопрос о причине такой зависимости остается открытым.

Расчеты, выполненные для остальных образцов, дают корреляционные длины шероховатостей порядка 4000–6000 нм. Поскольку эти образцы были приготовлены примерно на год раньше, чем образцы серии 9506, не

исключено, что процессы окисления в структуре продолжают в течение больших временных промежутков. Модельная карта рассеяния для образца 8404 с длиной корреляции $\xi = 5000$ нм представлена на рис. 4б. Видно, что использованная модель позволяет качественно описать наблюдаемый рост диффузного рассеяния вблизи критического угла. Вместе с тем заметно, что выше критического угла экспериментальная интенсивность диффузного рассеяния меньше, чем теоретическая. Это может говорить о том, что статистические свойства неоднородностей на поверхности не описываются экспоненциальной корреляционной функцией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Структурные свойства СП/ФМ-образцов состава Cu(32 нм)/V(40–80 нм)/Fe(0.5–4 нм)/MgO(001) были исследованы методами рентгеновской рефлектометрии и диффузного рассеяния с использованием синхротронного излучения. Рентгеновская рефлектометрия позволила установить толщины слоев и среднеквадратичные высоты шероховатостей на границах раздела. Установлено, что толщины СП-слоев близки к номинальным. Измерения кривых зеркального отражения в большом диапазоне переданных моментов поз-

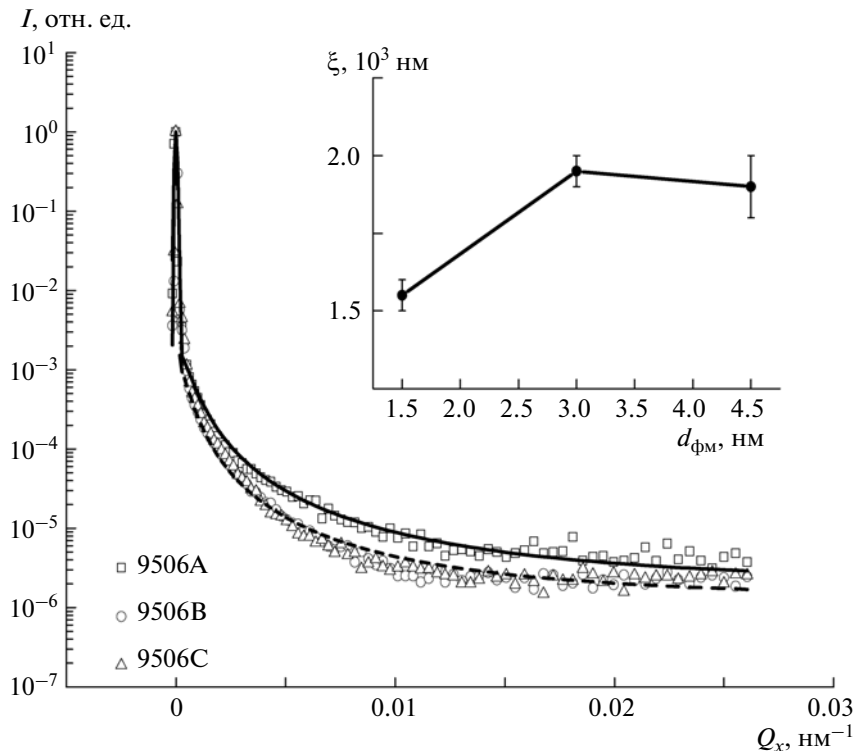


Рис. 6. Интенсивность диффузного рассеяния для образцов серии 9506 (точки) и модельные кривые, рассчитанные по формулам (1) и (2). Для образцов 9506В и 9506С приведена одна кривая. На вкладке – зависимость продольной длины корреляции от толщины ФМ-слоя.

волили явным образом наблюдать вклад ФМ-слоев с толщинами $d_{\text{ФМ}} \geq 1.5$ нм. Среднеквадратичные высоты шероховатостей границ раздела Cu/V и V/Fe не превышали 0.5 нм. Анализ данных диффузного рассеяния показал, что основным источником рассеяния являются неоднородности на поверхности меди со среднеквадратичной высотой порядка 5 нм и продольной длиной корреляции порядка 1 мкм. Наличие данных неоднородностей связывается с процессами окисления меди.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-00566) и двустороннего гранта Объединенного института ядерных исследований Венгерской академии наук (EAI-2009/002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // УФН. Т. 172. № 2. С. 113.
2. Buzdin A. I. // Rev. Mod. Phys. B. 2005. V. 77. P. 935.
3. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. B. 2005. V. 77. P. 1321.
4. Garifullin I.A., Tikhonov D.A., Garif'yanov N.N. et al. // Phys. Rev. B. 2002 V. 66. P. 020505.
5. Jiang J.S., Davidović D., Reich D.H. et al. // Phys. Rev. Lett. B. 1995 V. 74. P. 314.
6. Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Prokofiev A.S. et al. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 43.
7. Krivoruchko V.N., Koshina E.A. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 014521.
8. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. // Phys. Rev. B. 2004.V. 69. P. 174504.
9. Buzdin A.I., Bulaevskii L.N., Eksp. Zh. // Teor. Fiz. B.1988. V. 94 P. 256.
10. Bergeret F.S., Efetov K.B., Larkin A.I. // Phys.Rev. B. 2000. V. 62. P. 11872.
11. Mühge Th. // Phys. Rev. B. 1998. V. 9. P. 5071.
12. Verbanck G., Potter C.D., Metlushko V. et al. // Phys. Rev. B. 1998. P. 6030.
13. Mühge Th., Garif'yanov N.N., Goryunov Yu.V. et al. // Phys.Rev. Lett.B. 1996. V. 7. P. 1858.
14. Lazar L., Westerholt K., Zabel H. et al. // Phys.Rev. B. V. 61. P. 3712.
15. Garifullin I.A., Tikhonov D.A., Garif'yanov N.N. et al. // Appl. Magn. Reson. B. 2002. V. 22. P. 439.
16. Salikhov R.I., Garif'yanov N.N., Garifullin I.A. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 214523.
17. Андреева М.А., Грибова А.Д., Одицова Е.Е. и др. // Вестн. МГУ. Физика. 2009. № 4. С. 76.
18. Аксенов В.Л., Никитенко Ю.В., Хайдуков Ю.Н. и др. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2009. № 7. С. 3.
19. Nakajima H., Ikebe M., Muto Y. et al. // J. Appl. Phys. B. 1989. V. 65. P. 1637.
20. Khaydukov Yu.N., Nikitenko Yu.V., Bottyan L. et al. // Crystallography Reports. 2010. V. 55. № 7. P. 1235.
21. Khaydukov Yu.N., Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V. et al. // J. Supercond. Nov. Magn. B. 2011. V. 24. P. 961.
22. Bottyan L. // article in preparation.
23. <http://www.kcsr.kiae.ru/stations/k6.6.php>
24. <http://www.fs.kfki.hu/>
25. Yoneda Y. // Phys. Rev. B. 1963. V. 131 (5). P. 2010.
26. Sinha S.K., Sirota E.B., Garoff S., Stanley H.B. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 2297.
27. Satta A., Shamiryan D., Baklanov M. et al. // J. Electrochem. Soc. B. 2003. V. 150(5). P. 300.