

УДК 537.2:539.1.87:548.7

ЯДЕРНАЯ ГАММА РЕЗОНАНСНАЯ ОПТИКА ПОВЕРХНОСТИ. II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

© В.Г. Семенов*, М.А. Андреева**, С.М. Иркаев***

*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург,

**Московский Государственный Университет, Москва,

***Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 1 апреля 1999 г.

В следующих разделах обзора на примере исследований ультратонких пленок и многослойных синтетических структур, имеющих важное прикладное значение продемонстрированы экспериментальные возможности метода скользящей мессбауэровской спектроскопии в энергетическом и временном представлениях.

1. СЕЛЕКТИВНЫЕ ПО ГЛУБИНЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНОК Fe/Sc

Первые эксперименты по скользящей мессбауэровской спектроскопии (СМС), в режиме дифференцирования по энергии, проведенные на частично окисленных пленках металлического железа [1-4] продемонстрировали высокую чувствительность метода к фазовому состоянию ультратонких слоев поверхности. По результатам этих исследований удалось восстановить профиль сверхтонких взаимодействий на ядрах железа в диапазоне толщин от 1 до 20 нм. Эти результаты показали, что скользящая мессбауэровская спектроскопия как нельзя лучше пригодна для изучения резонансных параметров многослойных синтетических структур, содержащих резонансные ядра. Одной из таких структур, перспективных при создании фильтров-монокроматоров сверхвысокого разрешения для синхротронного излучения является многослойная система Fe/Sc.

Трехслойные структуры Sc/⁵⁷Fe/Sc и ⁵⁷Fe/Sc/⁵⁷Fe с толщиной слоев 1,5 нм приготовлялись методом магнетронного распыления. Образцы были проверены при помощи рентгеновской рефлектометрии, конверсионной электронной мессбауэровской спектроскопии (КЭМС) и методом отражательного EXAFS.

Измерения показали, что качество прослоек ⁵⁷Fe в двух образцах различны. В первом образце (Sc/⁵⁷Fe/Sc), как следует из обработки рентгеновских рефлектометрических кривых, слои ⁵⁷Fe имеют резкую границу со слоями Sc, а мессбауэровский спектр конверсионных электронов обнаружил наличие магнитного сверхтонкого расщепление в пленке ⁵⁷Fe, помещенной между слоями Sc, характерное для α-железа (~ 33 Т). Спектры EXAFS также подтвердили присутствие фазы α-железа в этом образце [5].

Для второго образца (⁵⁷Fe/Sc/⁵⁷Fe) спектр кон-

версионных электронов содержит большой вклад немагнитных фаз — дублет и синглет (38,5 и 4,2% соответственно), а также слабо расщепленный уширенный магнитный секстет, который соответствует сверхтонкому магнитному полю ~ 26 Т, что существенно меньше поля в α-железе (рис. 1а).

Fe / Sc / Fe / стекло

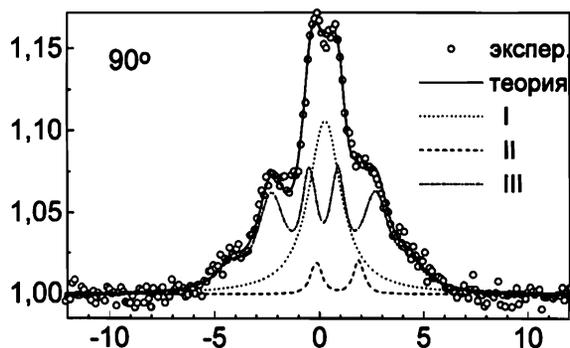


Рис. 1а. Мессбауэровские спектры многослойной пленки ⁵⁷Fe/Sc/⁵⁷Fe, измеренные на конверсионных электронах в обычной геометрии при $\vartheta = 90^\circ$. Приведены результаты разложения спектра на парциальные составляющие. Точки – эксперимент, сплошная линия – теория

Обработка кривых зеркального отражения рентгеновского излучения (MoKα и Cu Kα) для образца ⁵⁷Fe/Sc/⁵⁷Fe обнаружила более размытую структуру, чем в случае первого образца: электронные плотности слоев ⁵⁷Fe оказались значительно меньше, чем плотность α-железа, а их толщины существенно больше, чем следует из технологических условий (рис. 2а). По-видимому, верхний слой атомов железа частично окислился, а часть атомов Fe из нижнего слоя перемешалась со стеклянной подложкой, что привело к частичному

расслоению пленки и подложки (об этом свидетельствует глубокий минимум в распределении электронной плотности на глубине ~ 10 нм).

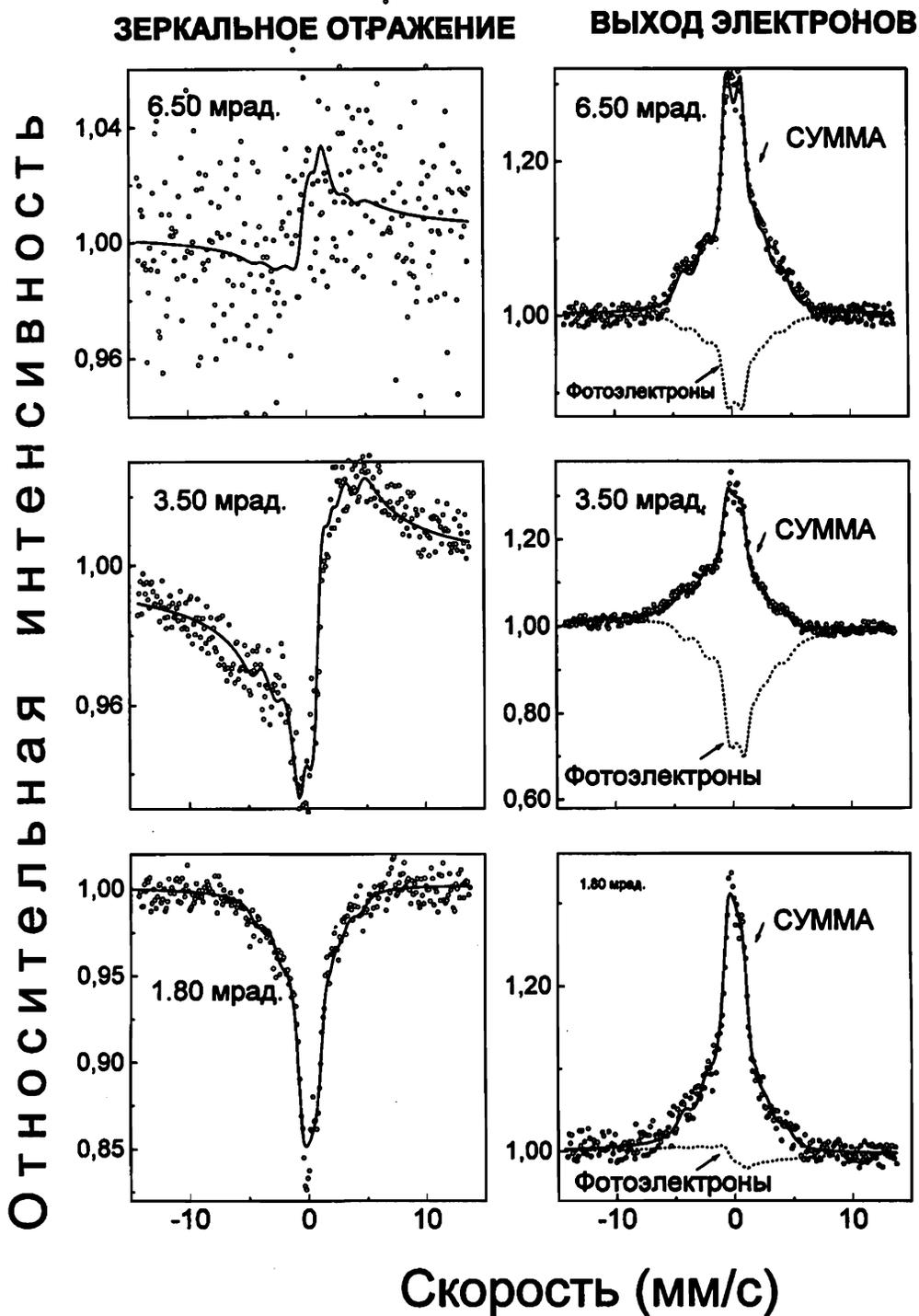


Рис. 16. Мессбауэровские спектры многослойной пленки $^{57}\text{Fe}/\text{Sc}/^{57}\text{Fe}$, измеренные на конверсионных электронах в скользящей геометрии при $\vartheta = 6,5; 3,5$ и $1,8$ мрад: слева — спектры зеркального отражения, справа — спектры выхода вторичных электронов. Точки — эксперимент, сплошная линия — теория, справа пунктирной линией приведен вклад фотоэлектронов в суммарный спектр

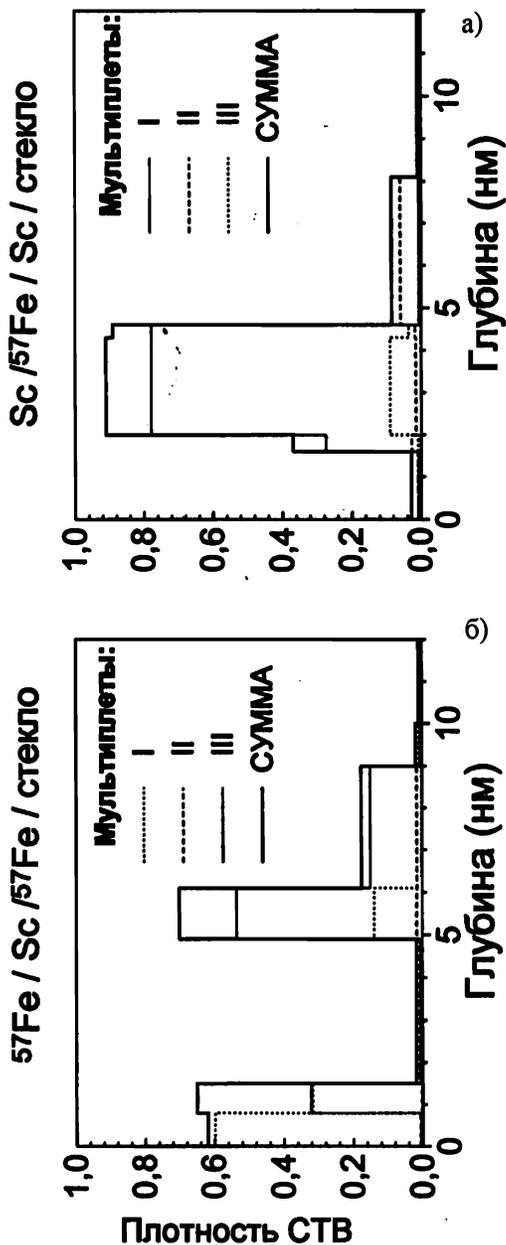


Рис. 2. Модельные профили распределения по глубине пленки $^{57}\text{Fe}/\text{Sc}/^{57}\text{Fe}$:
 а) – электронной плотности (сплошные линии) и фотоэлектрического поглощения (пунктирные линии), полученные при обработке кривых зеркального отражения и использующиеся при моделировании спектров мессбауэровской рефлектометрии;
 б) – плотности ядер ^{57}Fe с заданным типом сверхтонкого расщепления резонансных уровней, полученные при подгонке спектров на рис. 1б (нумерация мультиплетов соответствует рис. 1а). Ступенчатые функции на рис. 2а нормированы на величину электронной плотности, а на рис. 2б – на величину плотности ядер в α -железе

Для проверки селективности по глубине метода СМС второй образец представляет наибольший интерес, так как в нем присутствуют два слоя ^{57}Fe расположенные на различных глубинах.

Результаты измерений в условиях скользящего падения приведены на рис. 1б. Закономерность изменения с углом формы спектров зеркального отражения в районе критического угла (рис. 1б, левая часть) хорошо известна. Нарушения структуры верхнего слоя ^{57}Fe проявляются также в плохом качестве спектра отражения при угле скольжения 6,5 мрад., большего критического (3.8 мрад. для α -железа). Отметим, что для первого образца $\text{Sc}/^{57}\text{Fe}/\text{Sc}$ при том же угле получен четкий спектр отражения с острыми резонансными максимумами в полном соответствии с теоретическими предсказаниями. Спектры зеркального отражения гамма-излучения имеют хороший "контраст" только в ограниченном угловом диапазоне в районе критического угла (см. также [6]), однако при этих углах форма спектров достаточно сложна. С другой стороны, спектры вторичных электронов (рис. 1б, правая сторона) могут быть измерены при любых углах скольжения (вплоть до 90°) с достаточно высоким качеством и, следовательно, более четко показывают изменения вкладов различных мультиплетов.

Теоретический анализ механизмов формирования спектров вторичных электронов обнаруживает дополнительный вклад в спектры: выхода фотоэлектронов, который в обычной геометрии дает постоянный фон. В области углов ПВО вклад фотоэлектронов, вследствие интерференционной природы поля излучения внутри пленки, приобретает резонансную зависимость [7, 8]. Этот вклад может быть рассчитан если известны структура пленки, спектр отраженной волны и изменение спектра суммарного поля излучения внутри пленки. Строго говоря, эта же информация необходима и для расчета выхода конверсионных электронов, однако для них резонансная зависимость поля излучения внутри пленки имеет меньшее влияние на результирующую форму линии.

Теоретические кривые на рис. 1б (сплошные линии) включают оба вклада в спектр: выход фото- и конверсионных электронов. Выход фотоэлектронов представлен на рисунке отдельно пунктирной кривой. Из рисунка ясно видно, что фотоэлектроны не только вызывают небольшую асимметрию базовой линии спектров [7], но при некоторых углах вблизи критического имеют ту же величину эффекта, что и общий вклад.

Детальное обсуждение вычислительной процедуры для подгонки всего набора мессбауэров-

ских спектров отражения и выхода вторичных электронов при различных углах скольжения, представлено в работе [3]. Отметим только, что при обработке этих спектров мы использовали данные по электронной плотности, полученные из обработки кривых рентгеновского отражения (рис. 2а) и параметры мультиплетов, полученные при подгонке мессбауэровского спектра конверсионных электронов, измеренного в обычной геометрии (рис. 1а). Подгоночными параметрами при обработке служили распределения по глубине плотности ядер, обладающих заданным типом сверхтонкого расщепления уровней. Эти распределения представлены на рис. 2б. Таким образом, увеличение электронной плотности в области границ раздела между пленкой и подложкой на глубинах 6-9 нм от поверхности (см. рис. 2а) действительно может быть объяснено проникновением атомов железа в подложку. Одновременно, это приводит к разбавлению атомов железа атомами кремния и кислорода, что препятствует установлению магнитного состояния. Немagnetные фазы железа присутствуют не только, как можно было ожидать, в окисленном поверхностном слое, но и на границе пленка – подложка, хотя вероятность магнитного расщепления на ядрах железа имеет большую вероятность во втором, внутреннем слое.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖЕЛЕЗА

Тонкая пленка металлического железа была приготовлена при помощи магнетронного распыления изотопа ^{57}Fe на гладкую стеклянную подложку. Толщина пленки составляла ~ 20 нм. Исходный образец был подвергнут термообработке при 170°C в течение 4 часов. После такой обработки дифференциальный по энергии мессбауэровский спектр образца измеренный при 90° (рис. 3а) показал наличие фазы α -железа, зарождающуюся фазу магнетита Fe_3O_4 и кластеры немагнитных окислов железа ^{3+}Fe .

На рис. 3б представлены экспериментально измеренные при трех углах скольжения дифференциальные по времени спектры зеркального отражения от этой пленки. Как видно из рисунка, временные спектры зеркального отражения, вследствие описанных в первой части обзора когерентных эффектов, имеют достаточно сложную структуру. Несмотря на низкую статистику экспериментальных временных спектров, ясно видно, что на этих спектрах присутствуют квантовые биения с большим и малым периодами, при этом соотношение амплитуд этих биений монотонно меняется при варьировании угла

скольжения. Следует отметить, что теоретически рассчитанная картина квантовых биений в предположении, равномерного распределения по глубине различных сверхтонких расщеплений (пунктирные линии на рис. 3б), плохо согласуется с экспериментальными данными. Это указывает на то, что распределение сверхтонких полей является неоднородным по глубине пленки.

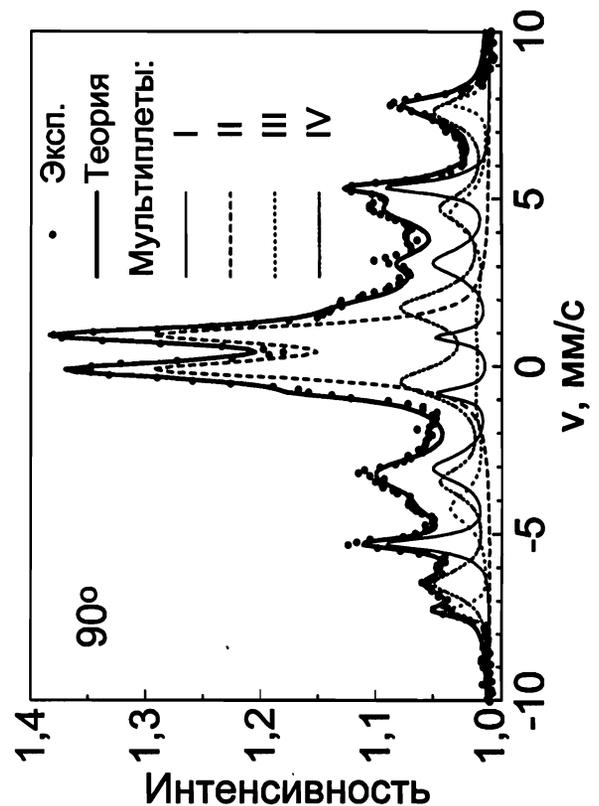


Рис. 3а. Мессбауэровские спектры тонкой окисленной пленки ^{57}Fe , измеренные на конверсионных электронах в обычной геометрии при $\vartheta = 90^\circ$. Приведены результаты разложения спектра на парциальные составляющие. Точки – эксперимент, сплошная линия – теория

Процесс модельной обработки временных спектров мало отличается от такового для энергетических спектров мессбауэровского зеркального отражения. Он обычно начинается с расшифровки кривых отражения (рентгеновской рефлектометрии), которые позволяют получить профиль электронной плотности и фотоэлектрического поглощения по глубине $\chi^{el}(z)$. Предпочтительным является измерение этих кривых на резонансной энергии 14,4 кэВ.

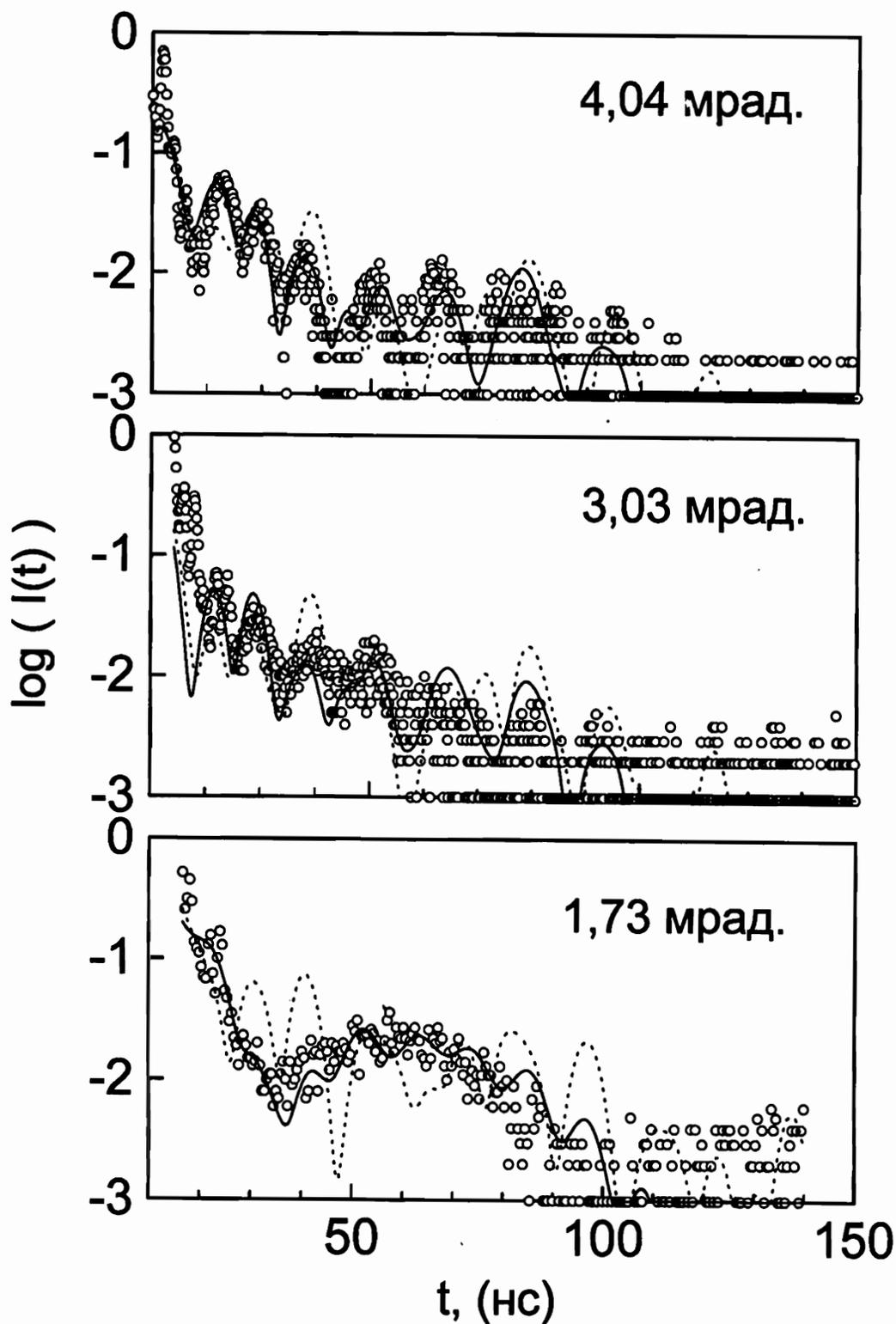


Рис. 36. Временные спектры ядерного резонансного отражения импульсного синхротронного излучения от тонкой окисленной пленки ^{57}Fe в скользящей геометрии при $\vartheta \cong 4; 3$ и 2 мрад. Точки – эксперимент, сплошная линия – теория

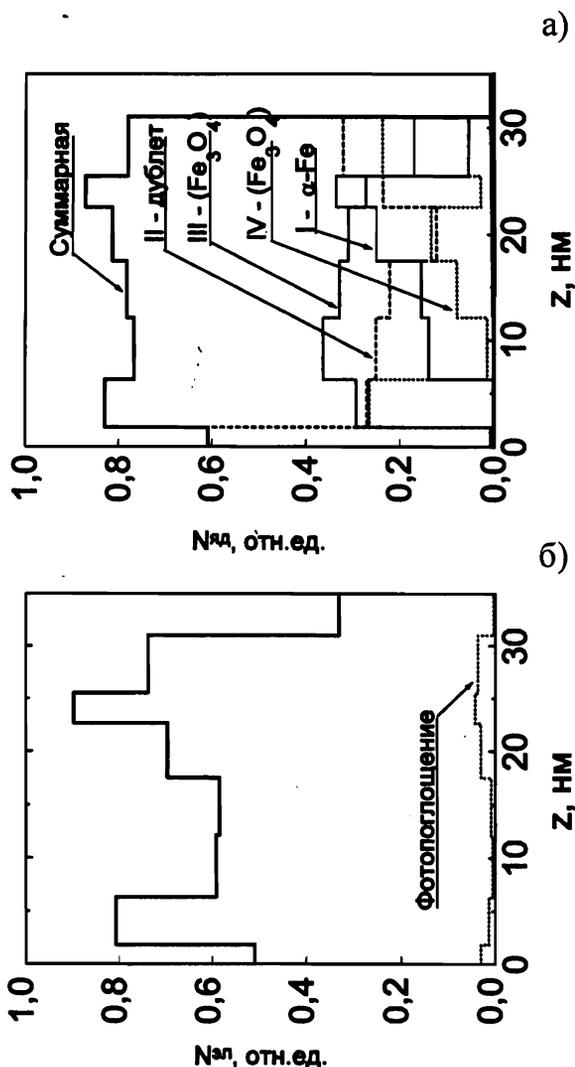


Рис. 4. Модельные профили распределения по глубине частично окисленной пленки железа:

а) – электронной плотности (сплошная линия) и фотоэлектрического поглощения (штриховая линия), полученные при обработке кривых зеркального отражения;

б) – плотности ядер ^{57}Fe с заданным типом сверхтонкого расщепления резонансных уровней, полученные при подгонке спектров рис. 3б (нумерация мультиплетов соответствует рис. 3а). Нормировка такая же, как на рис. 2

Результат обработки кривых отражения для нашей пленки приведен на рис. 4а.

В результате подгонки временных спектров резонансного отражения были восстановлены ступенчатые профили распределения по глубине плотности ядер ^{57}Fe с заданным типом сверх-

тонких расщеплений (рис. 4б), соответствующих разложению дифференциального по энергии спектра конверсионных электронов (рис. 3а). Полученная модель распределения сверхтонких полей разумным образом коррелирует с профилем изменения по глубине электронной плотности. Уменьшение вблизи поверхности плотности ядер, имеющих магнитное расщепление, характерное для $\alpha\text{-Fe}$, несколько компенсируется формированием фазы магнетита в тонком поверхностном слое. Это приводит к немонотонному профилю изменения с глубиной электронной и ядерной плотности. Существование вблизи поверхности тонкого (~ 2 нм) немагнитного слоя легко объясняется возникновением на поверхности кластеров немагнитных окислов. В то же время немагнитные кластеры существуют не только на поверхности, но и проникают вглубь пленки вплоть до границы раздела между пленкой и подложкой, существенно уменьшая общую электронную плотность по всей толщине пленки (такое явление называется питтинговой коррозией).

Полученные результаты представляют собой первую попытку интерпретации временных спектров зеркального отражения от резонансного образца. Мы показали, что несмотря на очень сложный вид временных спектров можно провести разумную интерпретацию этих спектров и получить новую структурную информацию. Мы надеемся, что методика подгонки временных спектров будет усовершенствоваться и их обработка не будет представлять проблему. Преимущества измерения временных спектров ядерного резонансного отражения на синхротронном излучении являются очевидными: время измерения серии спектров при различных углах скольжения составляет всего несколько минут, в то время как для получения энергетических мессбауэровских спектров зеркального отражения требуются недели непрерывных измерений, а расходимость синхротронного излучения на три порядка ниже чем при использовании радиоактивного источника.

3. ИЗУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР $\text{Zr}/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$

Количественная интерпретация временных и энергетических спектров отражения не может быть проведена без тщательного рассмотрения когерентных эффектов. Здесь мы рассмотрим случай, в котором они проявляются в наиболее яркой форме.

Циркониевые покрытия ядерных зеркал являются возможным вариантом антиотражающих фильтров нерезонансных частот в области углов скольжения вблизи критического для оптики

синхротронного излучения [9]. Реализация проблемы подавления рентгеновского отражения в области углов ПВО существенно зависит от технологии приготовления пленок.

Цирконий имеет электронную плотность, составляющую $\sim 0,77$ от электронной плотности железа, так что пленка Zr на резонансном зеркале (с толщиной $\sim 9,5-10,0$ нм) может выполнять функцию «антиотражающего» покрытия.

При изготовлении ядерного зеркала подложкой обычно служит стеклянная пластинка, на которую напыляется достаточно толстая резонансная пленка (> 100 нм). Кроме того, желательно, чтобы резонансная среда была немагнитной, т.е. спектр резонансного взаимодействия должен представлять из себя одиночную линию. С этой целью нами была выбрана смесь $^{57}\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$, для которой известно, что при $x < 0,7$ магнитное сверхтонкое взаимодействие на ядрах ^{57}Fe отсутствует. Поскольку электронная плотность Cr мало отличается от плотности Fe, первые 50 нм пленки напылялись из чистого Cr для экономии резонансного изотопа. Однако, эксперимент показал что такая имитация «резонансной подложки» приводит к существенному отличию кривой отражения от идеального случая, возникновению толщинных осцилляций от «подложки» и значительному «смазыванию» интерференционного минимума.

Всего в разных технологических режимах с небольшими вариациями толщины «антиотражающего» слоя Zr, числа и толщин перемежающихся слоев ^{57}Fe , Cr было изготовлено 8 образцов. Измерения показали, что только один образец К 250 имел нерасщепленную линию в резонансном спектре. Этот образец, а также для сравнения образец, имеющий характерное для α -Fe магнитное расщепление спектра (К 246), были отобраны для дальнейших исследований.

Кривые зеркального отражения для этих образцов, измерялись в Гренобле (на синхротроне ESRF) на излучении с длиной волны $\lambda = 0,086$ нм. К сожалению, ожидаемого глубокого минимума на кривой отражения вблизи критического угла не наблюдалось. Подгоночные профили электронной плотности и фотоэлектрического поглощения, полученные при обработке этих кривых показали, что получившаяся структура пленок отличается от заданной. Наличие магнитного упорядочения в образце К 246 объясняется тем, что не произошло перемешивания слоев Fe и Cr. На это же указывает и брэгговский максимум, соответствующий периоду 3,3 нм. Плотность пленки Zr оказалась неоднородной по глубине, что добавляет к вышеперечисленным проблемам изготовления антиотражающих пленок проблему «прилипания» плен-

ки Zr к пленке $^{57}\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$.

Ярким свидетельством высокой поверхностной чувствительности метода скользящей мессбауэровской спектроскопии служит обнаруженное для образца К 246 резкое уменьшения величины сверхтонкого магнитного расщепления при уменьшении угла скольжения. Такой результат не мог быть обнаружен никакими другими поверхностно-чувствительными методами.

Исследование методом СМС на энергетической и временной шкалах выявило ряд интересных эффектов, из которых наиболее важными является подтверждение наличия когерентного взаимодействия ядерной и электронной систем в условиях полного внешнего отражения, что косвенно свидетельствует в пользу возможности эффективной ядерной монохроматизации слабообогатненными резонансными пленками.

4. НАБЛЮДЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ В УСЛОВИЯХ ПОЛНОГО ВНЕШНЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Образцы К 250 и К 246 были исследованы методом СМС в режиме дифференцирования по времени. Подобные измерения с образцом, имеющим одиночную нерасщепленную резонансную линию (как в случае К 250), проведены впервые, что представляет интерес с точки зрения исследования физических особенностей метода. Изменения формы резонансной линии зеркального отражения с изменением угла скольжения хорошо известны (отметим только, что появление максимума зеркального отражения для углов скольжения выше критического возможно только для образцов с достаточно хорошей поверхностью). Уширенная синглетная линия спектра ядерного резонансного взаимодействия в образце К 250, полученная в режиме дифференцирования по энергии, аппроксимировалась сначала неразрешенным секстетом, но после расчетов временных спектров зеркального отражения было выбрано разложение этого спектра на асимметричный неразрешенный дублет (с расщеплением $\sim 0,39$ мм/с, изомерным сдвигом $\sim -0,01$ мм/с, ширинами линий $\sim 0,4$ мм/с и отношением их интенсивностей как 1 : 0,64). Поскольку профили электронной плотности были предварительно определены из анализа кривой зеркального отражения, подгоночными параметрами при модельных расчетах скользящих спектров были: значения ядерной плотности в пленке $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$, функции выхода фото- и конверсионных электронов и небольшие вариации угла скольжения, находящиеся в пределах экспериментальной погрешности.

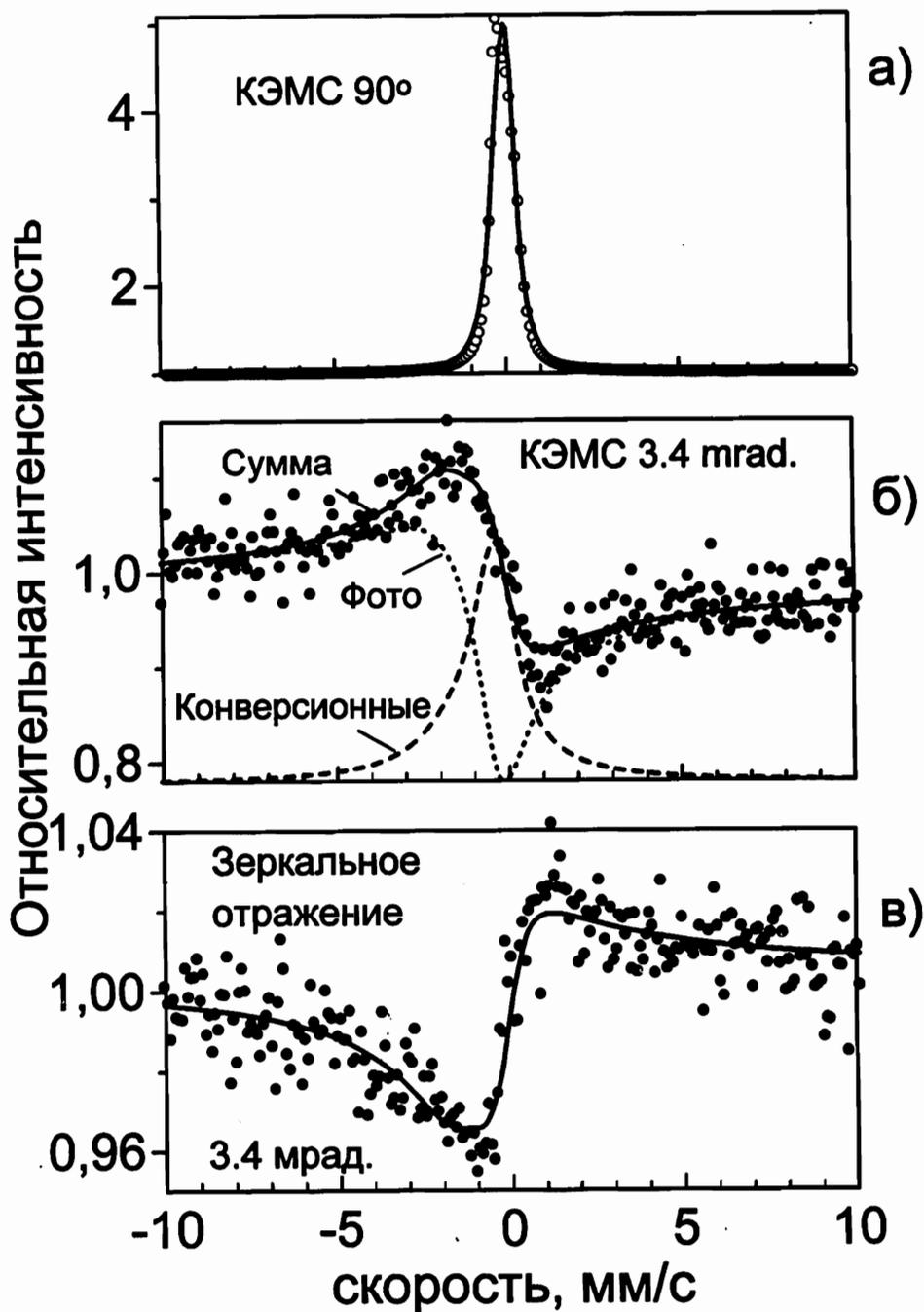


Рис. 5. Мессбауэровские спектры пленки $Zr(10\text{nm})/^{57}\text{Fe}_{0.4}\text{Cr}_{0.6}(25\text{nm})/\text{Cr}(50\text{nm})$.

а) Спектры измерены на конверсионных электронах в обычной геометрии при $\vartheta = 90^\circ$.

б) Спектры измерены в скользящей геометрии вблизи критического угла при $\vartheta \cong 3,4$; точечной и пунктирной линиями приведены, соответственно, вклады в суммарный спектр фото- и конверсионных электронов; рассчитанный спектр выхода конверсионных электронов приведен со сдвигом относительно нулевого уровня для удобства сравнения.

в) Мессбауэровский спектр зеркального отражения при этом же угле.

Точки – эксперимент, сплошная линия – теория

Максимальная ядерная плотность в пленке была оценена как 0,694 по сравнению со случаем α -Fe, что не противоречит технологическим данным.

Форма линии спектра выхода вторичных электронов для угла скольжения 3,4 мрад. (спектр на рис. 5б) столь необычного дисперсионного вида наблюдается впервые. Как следует из рис. 5б, на котором представлены теоретически рассчитанные составляющие этого спектра, такая форма линии объясняется преобладающим вкладом фотоэлектронов в суммарный спектр. Это связано с двумя обстоятельствами: 1) структура содержит значительный процент мессбауэровских атомов Zr и Cr, увеличивающих относительный выход фотоэлектронов и 2) резонансное взаимодействие, тем не менее, сконцентрированное в одиночную линию, достаточно велико для существенной резонансной модуляции поля в среде (резонансная стоячая волна), которая и ответственна за возникновение резонансной зависимости выхода фотоэлектронов.

Приведенный спектр выхода вторичных электронов при угле скольжения падающего мессбауэровского излучения, близкого к критическому, иллюстрирует сильное влияние ядерного резонансного взаимодействия на рассеяние резонансного излучения электронной подсистемой.

Другие проявления когерентного характера взаимодействия излучения с резонансным образцом обнаруживаются при исследованиях временных зависимостей ядерного резонансного рассеяния в условиях зеркального отражения (см. рис. 6). При теоретическом расчете временных зависимостей резонансного отражения, так же как и при расчете энергетических мессбауэровских спектров отражения и выхода вторичных электронов в скользящей геометрии использовалась одна и та же модель электронной плотности. Уширенная одиночная линия мессбауэровского резонанса в этом образце аппроксимировалась неразрешенным дублетом. Отметим, что если энергетические спектры в скользящей геометрии практически не чувствительны к виду разложения уширенной резонансной линии (дублет или секстет), то для временных спектров ситуация принципиально отличается: осцилляции при больших временах после начального синхротронного импульса оказываются совершенно различными при аппроксимации неразрешенной резонансной линии дублетом или секстетом. К сожалению, статистика в этих участках временных спектров в данном случае недостаточна для более детального анализа особенностей неразрешенного на энергетической шкале резонансного взаимодействия. Здесь мы отмечаем только принципиальную возможность такого исследования.

Наиболее ярко на графиках виден эффект ускорения распада коллективного состояния ядерной подсистемы, возникающий в условиях зеркального отражения, эффект, известный также при когерентном рассеянии вперед или при дифракции. Как следует из рис. 6, время жизни коллективного возбуждения ядерной подсистемы в условиях полного внешнего отражения уменьшается до рекордных значений ~ 5 нс, что почти на два порядка меньше времени жизни изолированного ядра (142 нс). Теоретически именно вблизи критического угла имеет место острый минимум времени жизни и резкий максимум начального возбуждения ядерного распада (рис. 8, часть 1).

Наличие резкого максимума начального возбуждения может быть обнаружено при исследованиях так называемых интегральных задержанных интенсивностей отражения импульсов СИ. Исключение мгновенного отклика отделяет нерезонансную составляющую коэффициента

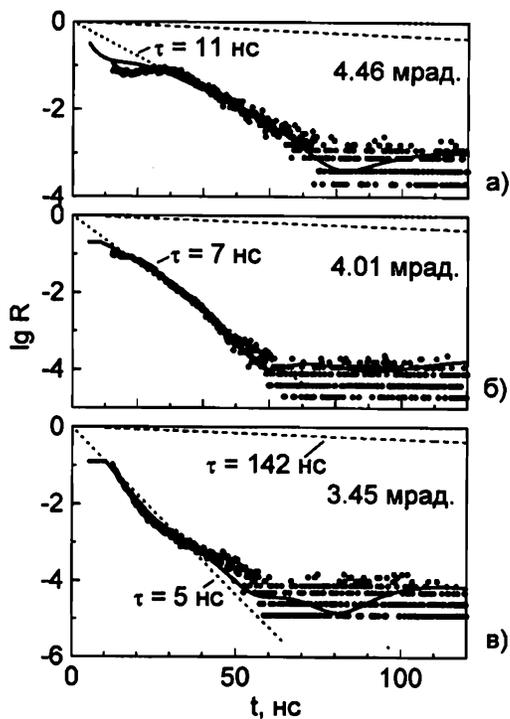


Рис. 6. Временные спектры ядерного резонансного отражения для образца К 250. Точки – эксперимент, сплошные линии – теория, штриховые линии – естественный экспоненциальный распад, точечные линии – аппроксимация экспонентой начального участка «ускоренного» распада с «временем жизни» τ

отражения (эффект временной фильтрации резонансной составляющей). Казалось бы, при этом мы вовсе исключаем мгновенное рассеяние на электронных оболочках и имеем дело с чисто ядерным отражением. Однако, коэффициент отражения, как модуль амплитуды отражения в квадрате, при наличии двух составляющих: ядерно-резонансной и электронной, — должен включать интерференционный член, описывающий взаимодействие этих двух подсистем. А так как он зависит в энергетическом представлении от частоты, следовательно, влияние рассеяния на электронных оболочках атомов должно проявляться в задержанном распаде. Действительно, на зависимостях интегральной задержанной интенсивности от угла наблюдается всплеск интенсивности вблизи критического угла. Такой же "интерференционный пик" вблизи критического угла наблюдался ранее в работах [10, 11]. Этот максимум можно объяснить изменением условий возбуждения ядерной подсистемы в начальный момент времени для различных углов скольжения. Для образца К 250 этот максимум также отчетливо наблюдается (см. рис. 7). Теоретическая кривая довольно хорошо соответствует экспериментальной зависимости для интегральной задержанной интенсивности, небольшое расхождение положений максимумов теоретической и экспериментальной кривой можно объяснить погрешностью в определении нулевого угла в эксперименте.

Итак, для энергетических мессбауэровских спектров зеркального отражения ядерное резонансное рассеяние, формируя в среде стоячую резонансную волну, влияет на нерезонансные процессы (например, выход фотоэлектронов). В то же время на временных спектрах обнаруживается обратное влияние: взаимодействие с электронной подсистемой в начальный момент времени формирует стоячую волну, так что ядерное возбуждение оказывается различным при различных углах скольжения и имеет максимум в критическом угле, как любой другой вторичный процесс в условиях полного внешнего отражения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение ядерно-оптических принципов в мессбауэровской спектроскопии позволило создать теоретические и экспериментальные основы нового поверхностно-чувствительного метода — дифференциальной по энергии и по времени скользящей мессбауэровской спектроскопии. Этот метод позволяет определять структурные и физико-химические особенности ультратонких слоев поверхности диапазоне глубин 1–100 нм. Кроме того проведенные эксперимен-

тальные исследования подтвердили возможность селективных по глубине мессбауэровских измерений на шкале 1–20 нм с помощью сканирования по углу скольжения. Проанализированы достоинства и недостатки измерений в энергетическом и временном представлениях.

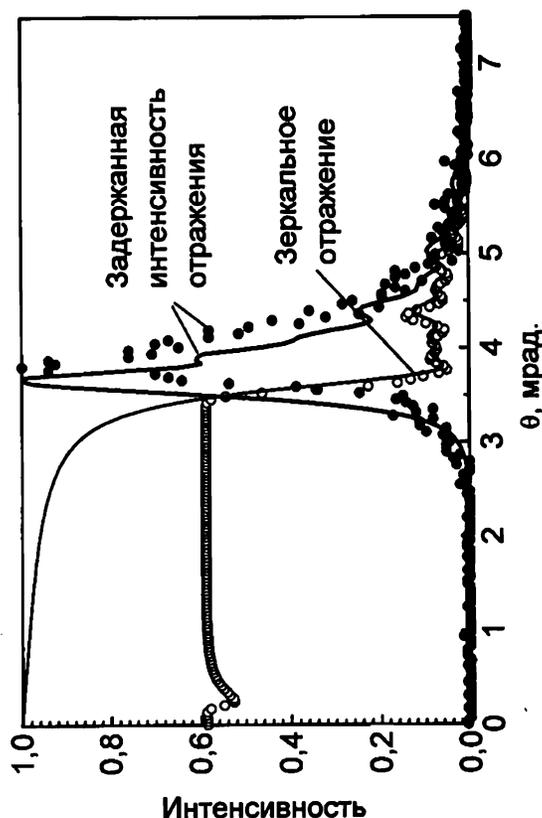


Рис. 7. Экспериментальные кривые зеркального отражения 14,4 кэВ синхротронного излучения (в относительных единицах) от образца $Zr(10\text{нм})^{57}\text{Fe}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}(25\text{нм})/\text{Cr}(50\text{нм})/\text{стекло}$, измеренные для мгновенного отклика, соответствующего отражению на нерезонансных частотах (сплошная кривая), и для интегрального по времени задержки отражения, отвечающего возбуждению системы на частотах ядерного резонанса (точечная кривая)

Исследование резонансных пленок с антиотражающим покрытием показали принципиальную возможность создания ядерных резонансных монохроматоров, которые могут быть в дальнейшем использованы как источники высококогерентного ($\Delta E/E = 10^{-12}$) излучения.

На энергетической шкале наиболее интересным эффектом является влияние резонансной подсистемы на нерезонансную. Модуляция поля излучения в среде взаимодействием с резонансной подсистемой (резонансная стоячая волна)

приводит к возникновению резонансной зависимости выхода нерезонансного вторичного излучения (например, выхода фотоэлектронов), которая при определенных условиях может доминировать.

На временной шкале можно наблюдать обратный процесс влияния нерезонансного (быстрого) рассеяния на резонансное (медленное) рассеяние. В этом случае мгновенный отклик нерезонансной подсистемы (который различен для разных углов скольжения) влияет на начальное возбуждение ядерной подсистемы, что проявляется как острый пик вблизи критического угла на интегральной (по времени задержки) кривой отражения от резонансного зеркала.

Обнаруженный эффект резонансной стоячей волны открывает возможности для создания на его основе метода для изучения границ интерфейсов в многослойных системах с разрешением по глубине порядка 0,1–0,2 нм. Этот метод особенно перспективен при использовании синхротронного излучения.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 97–02–17686 и 99–02–17838 и Федеральной целевой программой «Интеграция» (проекты №№ 326.75 и 670).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Andreeva M.A., Irkaev S.M., Semenov V.G.* // Phys. Stat. Sol. 1991. Vol. 127. P.883.
2. *Irkaev S.M., Andreeva M.A., Semenov V.G.* // Nucl. Instrum. and Meth. 1993. B74. P.545.
3. *Irkaev S.M., Andreeva M.A., Semenov V.G.* // Nucl. Instrum. and Meth. 1993. B74. P.554.
4. *Irkaev S.M., Andreeva M.A., Semenov V.G.* // Nucl. Instrum. and Meth. 1995. B103. P.351.
5. *Пономарев Ю.И., Палкин А.Б., Савельев А.Б.* // ЖТФ. 1995. Т65. С.159.
6. *Rohlsberger R., Gerdau E., Luken E.* // Z.Phys. 1993. B 92. P.489.
7. *Андреева М.А., Иркаев С.М., Семенов В.Г.* // ЖЭТФ. 1994. Т.105, №6. С.1767.
8. *Andreeva M.A., Irkaev S.M., Semenov V.G.* // Hyperfine Interactions. 1996. Vol. 97/98. P.605.
9. *Hannon J.P., Trammell G.T., Mueller M.* // Phys.Rev.Lett. 1979. Vol. 43, №9. P.636.
10. *Baron A.Q.R., Arthur J., Ruby S.L.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. P.10354.
11. *Toellner T.S., Sturhahn W., Rohlsberger R.* // Phys.Rev.Lett. 1995. Vol. 74. P.3475.

NUCLEAR GAMMA RESONANCE OPTICS OF SURFACES II. EXPERIMENTAL RESULTS

V.G. Semenov*, M.A. Andreeva**, S.M. Irkaev***

**St. Petersburg State University*

***Moscow State University,*

****Institute for Analytical Instrumentation RAS, St. Petersburg*

The paper is a survey of the current state and trends in surface studies by Mössbauer spectroscopy. The first part of the survey discusses the capabilities of conventional Mössbauer spectroscopy. Special attention is paid also to the new technique of studying ultrathin surface layers and interfaces introduced by the authors — grazing incidence Mössbauer spectroscopy with energy and time domain modes of resonance spectra measurement. The second part contains new experimental results and shows that the comparative analysis of data obtained in different modes provides more complete information on the physicochemical state of ultrathin surface layers and interfaces.