

05.2

## Мессбаэровская спектроскопия межслойных границ в магнито-неколлинеарных сверхрешетках [<sup>57</sup>Fe/Cr]<sub>12</sub>/MgO (100)

© В.В. Устинов, В.А. Цурин, Л.Н. Ромашев, В.В. Овчинников

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Поступило в Редакцию 10 февраля 1999 г.

Представлены результаты мессбаэровских исследований сверхрешеток [Fe/Cr]<sub>12</sub>/MgO (100). Использован комбинированный подход модельного расчета и метода восстановления функции плотности распределения сверхтонких полей  $P(H_{hf})$ , что позволило провести процедуру последовательного вычитания субспектров от различных конфигураций окружения резонансного атома <sup>57</sup>Fe. Получена детальная структурная модель переходной области Fe–Cr от слоя “чистого” Fe к слою “чистого” Cr. Выявлено отклонение магнитного момента атомов Fe в границе раздела слоев Fe и Cr от плоскости слоев сверхрешетки. Особая магнитная структура интерфейсных областей с различной угловой ориентацией магнитных моментов атомов Fe относительно плоскости слоев (от 0 до 90°) связывается с сосуществованием сильного антиферромагнитного взаимодействия атомов Fe и Cr и несоизмеримой волны спиновой плотности в слоях Cr.

Как было показано теоретически и экспериментально [1–5], условия существования неколлинеарного упорядочения в магнитных сверхрешетках во многом определяются структурой межслойных границ (интерфейсов). Особый интерес представляет магнитная структура интерфейсных областей. В частности, в сверхрешетках Fe/Cr она может явиться не только существенным фактором в механизме неколлинеарного упорядочения соседних ферромагнитных слоев Fe, но и оказать определяющее взаимодействие на формирование в слоях Cr особого магнитного упорядочения, индуцированного соседними слоями железа. В данной статье представлены результаты экспериментального исследования атомной и магнитной структуры интерфейсов в неколлинеарных магнитных сверхрешетках Fe/Cr методом ядерного гамма-резонанса.

Сверхрешетки  $[^{57}\text{Fe}/\text{Cr}]_{12}$  с различной толщиной  $t_{\text{Fe}}$  слоев железа, обогащенного изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до 95 %, были выращены на подложках из монокристаллического  $\text{MgO}$  методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Условия роста сверхрешеток и данные по их аттестации приведены в работе [6], а результаты исследований магнитных и магнитотранспортных свойств описаны в [6–8].

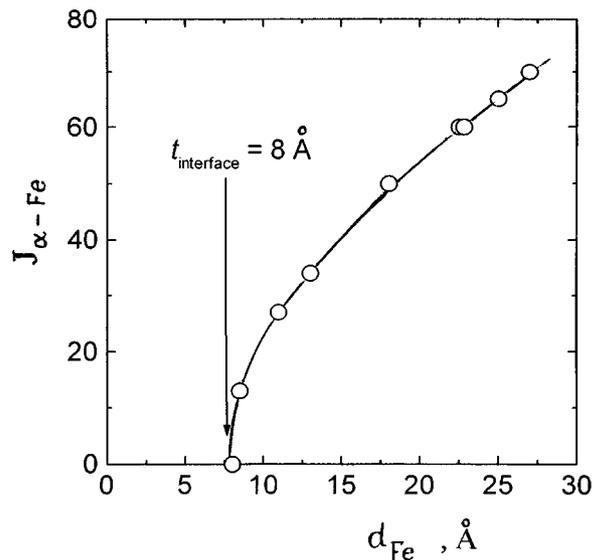
Мессбаэровские измерения проводились в геометрии пропускания с источником  $^{57}\text{Co}$  в матрице  $\text{Cr}$ . Направление пучка  $\gamma$ -квантов совпадало с нормалью к поверхности пленки. Математическая обработка экспериментальных спектров проводилась по программе, алгоритм которой описан в работе [9]. При этом использовался комбинированный подход модельного расчета и метода восстановления функции распределения сверхтонких полей  $P(H_{hf})$ . В качестве начального приближения в модельных расчетах использовались параметры, полученные из мессбаэровского спектра пленки  $S_b$  с одним сравнительно толстым слоем железа —  $\text{Cr}(40 \text{ \AA})/\text{Fe}(180 \text{ \AA})/\text{Cr}(40 \text{ \AA})/\text{MgO}$ , для которой вклад от межслойных границ  $\text{Fe}-\text{Cr}$  в спектр пренебрежимо мал.

Для обоснования модели расшифровки субспектров, соответствующих межслойной границе, использовались данные расчета функции распределения  $P(H_{hf})$  (количество секстетов, величина сверхтонкого поля, соотношение интенсивностей отдельных секстетов). В результате расчета мессбаэровских спектров сверхрешеток с разной толщиной слоев  $\text{Fe}$  определены отношения интегральных интенсивностей  $I_b$  и  $I_i$  спектров  $S_b$  и  $S_i$ , соответствующих атомам объемного железа (bulk Fe) и совокупности атомов  $\text{Fe}$ , находящихся в межслойной границе (interface Fe). На рис. 1 представлена зависимость относительной интенсивности спектра, соответствующего объемному ("чистому")  $\alpha$ - $\text{Fe}$  в образцах исследованных сверхрешеток, от толщины слоев  $\text{Fe}$ , определенной для этих сверхрешеток методом малоугловой рентгеновской дифракции. Видно, что при толщине слоев  $\text{Fe}$  менее  $8 \text{ \AA}$  доля объемного ("чистого")  $\text{Fe}$  в слоях отсутствует.

Если предположить, что величины  $I_i$  и  $I_b$  пропорциональны соответственно средней толщине интерфейсных слоев  $t_i$  и толщине  $t_b$  слоев "чистого"  $\alpha$ - $\text{Fe}$ , равной  $t_{\text{Fe}} - t_i$ , то можно записать

$$I_i = kt_i; \quad I_b = k(t_{\text{Fe}} - t_i). \quad (1)$$

Определив номинальную толщину слоев железа  $t_{\text{Fe}}$  исследуемых сверхрешеток из рентгеновских измерений, можно, используя соотноше-



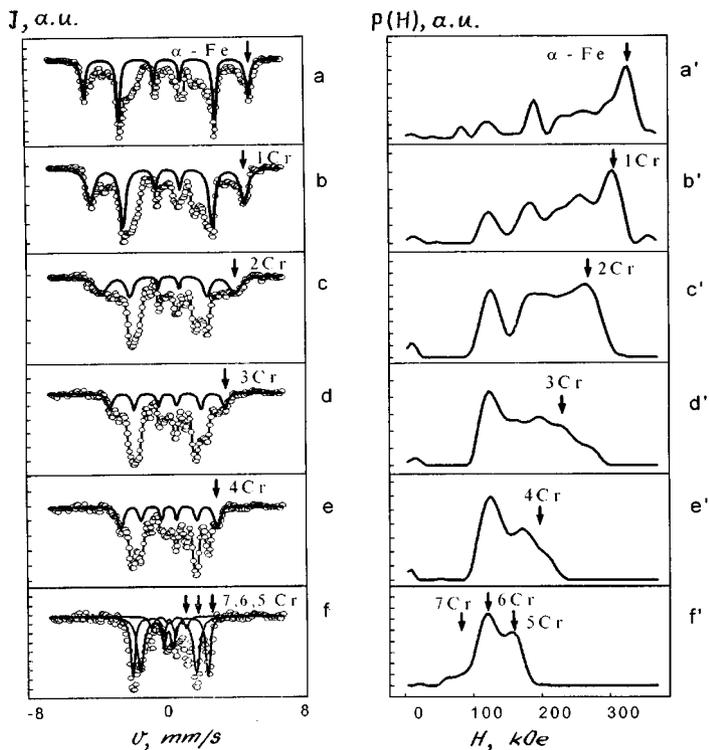
**Рис. 1.** Зависимость объемной доли "чистого"  $\alpha$ -Fe в слоях сверхрешеток Fe/Cr, определенной из расчета ЯГР-спектров, от толщины слоев Fe по данным рентгеновского анализа.

ния (1), рассчитать среднюю толщину интерфейсных слоев (имеется в виду среднюю для обеих сторон каждого слоя Fe):

$$t_i = \frac{t_{Fe}}{1 + \frac{t_b}{t_i}}. \quad (2)$$

Рассчитанная таким образом средняя толщина интерфейсного слоя в исследованных образцах оказалась по величине равной 2–3 постоянным решеткам. Эта оценка толщины интерфейсного слоя, полученная из сделанного выше предположения, подтверждается данными, представленными на рис. 1.

Для получения подробной информации об атомной и магнитной структуре межслойной границы в сверхрешетках проведена процедура вычитания из экспериментального спектра вклада, который соответствует объемному  $\alpha$ -Fe. Выполнен анализ функций  $P(H_{hf})$  для



**Рис. 2.** Процедура математической обработки мессбауэровского спектра  $^{57}\text{Fe}$  в сверхрешетках методом последовательного вычитания субспектров  $S_{n\text{Cr}}$  для различных конфигураций  $n_{\text{Cr}}$  (см. текст) и соответствующие этой процедуре функции распределения сверхтонкого магнитного поля  $P(H_{hf})$  на примере сверхрешетки  $[\text{Cr} (13 \text{ \AA})/^{57}\text{Fe} (14 \text{ \AA})]_{12}/\text{Cr} (90 \text{ \AA})/\text{MgO} (100)$ .

разностных спектров исследованных сверхрешеток. Он показал, что характер распределения  $P(H_{hf})$ , а именно количество максимумов и соответствующие им величины сверхтонких полей, для всех образцов практически совпадает. Более того, оказалось, что структура функций  $P(H_{hf})$  по параметрам подобна той, что была определена ранее [10–12] из расчетов мессбауэровских спектров массивных образцов сплавов

$\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ . Отдельные пики  $P(H_{hf})$  соответствуют различным конфигурациям ближайшего окружения резонансного атома  $^{57}\text{Fe}$  атомами Cr, число которых в первой координационной сфере  $n_{\text{Cr}} = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ . Влияние второй координационной сферы сказывается на ширине пиков. Для более точного определения начальных параметров субспектров, описывающих межслойную границу (соотношений линий в каждом субспектре, особенно для спектров с малыми сверхтонкими полями, соответствующими конфигурациям  $n_{\text{Cr}} \geq 4$ ), была проведена процедура последовательно вычитания модельных спектров  $S_{n_{\text{Cr}}}$  для различных конфигураций, которую иллюстрирует рис. 2. На рис. 2,а приведен исходный спектр сверхрешетки  $S$  (точки) и вычитаемый из него спектр  $S_b$  (сплошная линия). На рис. 2,с представлен результат вычитания (спектр  $S_i$ ) и вычитаемый из него спектр  $S_1$  (сплошная линия). Далее процедура повторяется для  $n_{\text{Cr}} = 2, 3, \dots, 7$ . При этом на каждом этапе результат вычитания секстета с необходимым "весом" контролировался по исчезновению соответствующего пика функции распределения  $P(H_{hf})$  (см. рис. 2, а'–f').

Полученные таким способом параметры составляющих секстетов  $S_{n_{\text{Cr}}}$  использовались в дальнейшем для модельной расшифровки спектров с наложением "жестких" и "нежестких" связей на варьируемые параметры. При этом допускалась возможность изменения интенсивностей линий каждого подспектра. Результаты расчета для показанного на рис. 2 анализа спектра представлены в таблице.

Таким образом, проведенное исследование позволило получить прямую информацию о переходной области между "чистыми" слоями Fe и Cr. Как важную особенность следует отметить выход магнитных моментов атомов Fe из плоскости сверхрешетки. Следовательно, мы имеем дело с локальными воздействиями на атомы Fe в интерфейсе. Их можно связать с магнитными взаимодействиями атомов Fe с атомами Cr, которые также обладают магнитным моментом и могут упорядочиваться либо в обычную антиферромагнитную решетку, либо в структуру типа несоизмеримой волны спиновой плотности (НВСП) [13]. Недавние исследования спиновой структуры толстых (более 1000 Å) эпитаксиальных слоев Cr, покрытых слоем Fe толщиной 20 Å, проведенные с помощью методов нейтронного и синхротронного рассеяния, однозначно показали [14,15] наличие на границе раздела Fe–Cr сильной антиферромагнитной связи между атомами Fe и Cr, а также существование НВСП с направлением магнитных моментов Cr перпендикулярно плоскости

Результаты расчета параметров мессбауэровских спектров по описанной в тексте процедуре математической обработки гамма-резонансного спектра магнитно-неколлинеарной сверхрешетки  $[\text{Cr} (13 \text{ \AA})/^{57}\text{Fe} (14 \text{ \AA})]_{12}/\text{Cr} (90 \text{ \AA})/\text{MgO}$

Параметр	Спектр							
	$S_b$	$S_i$						
		$S_{1\text{Cr}}$	$S_{2\text{Cr}}$	$S_{3\text{Cr}}$	$S_{4\text{Cr}}$	$S_{5\text{Cr}}$	$S_{6\text{Cr}}$	$S_{7\text{Cr}}$
Относительная интенсивность подспектров $I, \%$	$37 \pm 3$	$22 \pm 3$	$10 \pm 3$	$8 \pm 3$	$5 \pm 3$	$7 \pm 3$	$10 \pm 3$	$\sim 1$
Сверхтонкое поле $H_{hf}, \text{kOe}$	$330 \pm 3$	$299 \pm 3$	$258 \pm 3$	$228 \pm 3$	$191 \pm 3$	$154 \pm 3$	$117 \pm 3$	$58 \pm 3$
Угол отклонения магнитного момента от плоскости пленки $\Delta\theta^\circ$	0	$11 \pm 10$	$24 \pm 10$	$23 \pm 5$	$35 \pm 5$	$57 \pm 10$	$90 \pm 5$	$90 \pm 10$

слоев сверхрешетки. Естественно предположить, что и для исследуемых образцов наличие в интерфейсной области атомов Fe с ориентацией магнитного момента вдоль нормали к плоскости сверхрешетки может быть связано с существованием в слоях хрома НВСП с направлением магнитных моментов атомов Cr перпендикулярно плоскости слоев. Однако при этом остается открытым вопрос о возможности существования такой волны в сверхрешетках с тонкими слоями Cr.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98–02–17517) и по проекту 97–1080 Программы ”Физика твердотельных наноструктур”.

## Список литературы

- [1] Schreyer A., Ankner J.F., Zeidler Th. et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 22. P. 16 066–16 085.
- [2] Slonczewski J.C. // JMMM. 1995. V. 150. P. 13–24.
- [3] Demokritov S., Tsybal E., Grünberg P., Zinn W. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. № 1. P. 720–723.
- [4] Schreyer A. et al. // Physica B. 1996. V. 221. P. 366.
- [5] Uzdin V.M., Yartreva N.S. // Comp. Mat. Sc. 1998. V. 10. P. 211–216.
- [6] Устинов В.В., Кириллова М.М., Лобов И.Д. и др. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. В. 2. С. 477–494.
- [7] Ustinov V.V., Bebenin N.G., Romashev L.N. et al. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. N 22. P. 15 958–15 966.
- [8] Устинов В.В., Ромашев Л.Н., Минин В.И. и др. // ФММ. 1995. Т. 80. № 2. С. 71–80.
- [9] Николаев В.И., Русаков В.С. // Мессбауэровские исследования ферритов. М.: Изд-во МГУ, 1985. С. 224.
- [10] Chandra D., Schwartz L.H. // Metallurgical Transactions. 1971. V. 2. N 2. P. 511–519.
- [11] Арбузов В.Л., Николаев А.Л., Цурин В.А. и др. // Сильновозбужденные состояния в кристаллах. Сб. трудов. Томск, 1991. С. 40–46.
- [12] Wertheim G.K., Jaccarino V., Wernick J.H., Buchanan D.N.E. // Phys. Rev. Letters. 1964. V. 12. N 1. P. 24–27.
- [13] Zabel H., Bodeker P., Schreyer A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. N 6. P. 656–662.
- [14] Sonntag P., Bodeker P., Schreyer A. et al. // JMMM. 1998. V. 183. P. 5–18.
- [15] Fawcett E. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. P. 209–284.