

## Скошенное магнитное межслойное упорядочение в $[\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$ структуре, выявленное методом синхротронной мессбауэровской рефлектометрии с поляризационным анализом

Р. А. Баулин<sup>+\*1)</sup>, М. А. Андреева<sup>+1)</sup>, А. И. Чумаков<sup>×\*</sup>, Д. Бессас<sup>×</sup>, Б. С. Рошин<sup>°</sup>, Д. Н. Каримов<sup>°</sup>,  
В. Е. Асадчиков<sup>°</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>×</sup> ESRF-The European Synchrotron, CS 38043 Grenoble, France

<sup>°</sup> Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, Федеральный научно-исследовательский центр  
“Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2020 г.

После переработки 16 декабря 2020 г.

Принята к публикации 16 декабря 2020 г.

Мессбауэровские спектры отражения, измеренные для  $[\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$  структуры в брэгговском максимуме  $1/2$  порядка, соответствующего удвоению периода, выявили формирование скошенной антиферромагнитной структуры под действием внешнего магнитного поля  $B^{\text{ext}} = 0.06 \text{ Т}$ , приложенного перпендикулярно плоскости рассеяния. Этот результат неопровержимо следует из появления 2-й и 5-й линий в мессбауэровском секстете, которые должны быть подавлены при любой симметричной ориентации магнитного сверхтонкого поля в двух слоях  $^{57}\text{Fe}$  в одном магнитном периоде. В эксперименте применен поляризационный анализ отраженного пучка и показано, что этот новый подход упрощает вид угловых зависимостей и спектров отражения, поскольку он исключает интерферирующий вклад нерезонансного рассеяния, и улучшает достоверность интерпретации данных.

DOI: 10.31857/S123456782103006X

Антиферромагнитная (АФ) спинтроника, интенсивно развивающаяся в последние годы [1, 2], требует детального анализа особенностей магнитного упорядочения в многослойных наноструктурах и стимулирует развитие соответствующих методов исследования. Эффект гигантского магнетосопротивления для  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  многослойных структур, имеющих АФ упорядочение между слоями Fe при определенных толщинах прослойки Cr [3], было обнаружено еще в 1988 г. [4], что впоследствии привело к присуждению Нобелевской премии в 2007 г. Альберту Ферту и Петеру Грюнбергу за исследование этого эффекта в различных мультислоях и его применениях. Сначала рассматривалась простейшая коллинеарная модель АФ упорядочения, диагностируемая по наличию дополнительного максимума на угловых зависимостях зеркального отражения нейтронов или ядерно-резонансного излучения [5–7]. При дальней-

ших исследованиях оказалось, что разворот намагниченности под действием поля происходит не одновременно для всей структуры, и начальное “АФ” состояние оказывается более сложным [8–18]. АФ межслойное упорядочение стимулирует формирование скирмионов на поверхности таких слоев [19].

Синхротронная мессбауэровская рефлектометрия является эффективным методом для исследования профиля распределения намагниченности в тонких пленках и многослойных структурах. В отличие от стандартных методов рефлектометрии поляризованных нейтронов [5, 8–10], мессбауэровская рефлектометрия может быть дополнена измерением мессбауэровских временных или энергетических спектров зеркального отражения при различных углах скольжения падающего излучения  $\theta$ , что предоставляет дополнительную информацию о распределении по глубине магнитного сверхтонкого поля  $\mathbf{V}_{hf}$  на резонансных ядрах и ориентации магнитного момента. Так, методом мессбауэровской рефлектометрии обнаружено возникновение спин-

<sup>1)</sup> e-mail: baulin.roman@physics.msu.ru;  
mandreeva1@yandex.ru

флоп эффекта под действием внешнего магнитного поля  $B^{\text{ext}}$  [7, 16–18], наличие неколлинеарного магнитного упорядочения в мультислоях  $[\text{Fe}/\text{FeO}]_n$  [13], изменение по глубине направления намагниченности при напылении  $^{57}\text{Fe}$  разнонаправленными потоками атомов [14], обнаружение спин-реориентационного перехода при росте эпитаксиального слоя  $^{57}\text{Fe}$  на поверхности  $\text{W}(110)$  [15], сложную вариацию профиля намагниченности под действием приложенного поля [16] и формирование двойной-спиральной магнитной структуры в  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  [17].

Следует в то же время отметить, что при исследовании сложных неколлинеарных и спиральных магнитных структур имеет место известная при обработке рефлектометрических спектров неоднозначность интерпретации, усложненная, к тому же, применяемым до последнего времени временным способом регистрации ядерно-резонансного рассеяния [20]. Измерение мессбауэровских спектров на энергетической шкале стало возможным после инсталляции ядерных монохроматоров на некоторых синхротронных станциях [21, 22]. Важным усовершенствованием метода, недавно опробованным нами и позволяющим решить некоторые неопределенности, является поляризационный анализ отраженного пучка [23, 24]. Выделение в отраженном пучке “повернутой” поляризации ( $\pi \rightarrow \sigma'$ ), возникающей только при ядерно-резонансном рассеянии, исключает интерферирующий вклад в отраженный сигнал обычного релеевского рассеяния на электронных оболочках, что упрощает вид угловых кривых и мессбауэровских спектров  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения.

Эксперимент проведен на станции ядерно-резонансного рассеяния ID18 [25] Европейского синхротрона (ESRF, Гренобль, Франция) с действующим “синхротронным мессбауэровским источником” (SMS – *Synchrotron Mossbauer Source* [22]), работающим на чисто ядерном отражении (111) от монокристалла  $^{57}\text{FeBO}_3$ . Использование такого ядерного монохроматора с шириной излучаемого спектра  $\Delta E_{\text{ph}} \cong 10 \text{ нэВ}$  позволяет измерять мессбауэровские спектры поглощения и рассеяния на энергетической шкале. SMS дает практически полностью  $\pi$ -поляризованное излучение, что определяет специфические особенности измеряемых спектров. Для поляризационного анализа отраженного пучка в настоящей работе использовался кристалл  $\text{LiF}$ , отражение (622) от которого для резонансного излучения с длиной волны 0.086 нм (14.4 кэВ переход в  $^{57}\text{Fe}$ ) происходит под углом  $2\theta_B = 89.96^\circ$ , что обеспечивает практически полное подавление отраженной образцом  $\pi'$ -поляризации. Отражение

от многослойных пленок, как правило, имеет весьма большую расходимость [23], поэтому важно, что ширина брэгговского отражения от этого кристалла-анализатора достаточно большая ( $\Delta\theta \cong 90''$ ), чтобы зарегистрировать весь отраженный сигнал [24].

В работе исследовался образец  $[^{57}\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$  (приведены номинальные толщины слоев в периоде) на подложке  $\text{Si}$ , наличие АФ межслойного упорядочения в котором подтверждено предшествующими исследованиями [16]. Образец помещался в крио-магнитную камеру и был охлажден до 4 К.

Мессбауэровские спектры отражения измерялись при жестко определенной температуре 348.95 К ядерного монохроматора  $^{57}\text{FeBO}_3$  и его специфичной ориентации в пределах брэгговского максимума (111) ( $\theta_B + 0.004^\circ$ ), обеспечивающих энергетическую ширину дифрагированного излучения  $\Delta E_{\text{ph}} \cong 10 \text{ нэВ}$  (0.21 мм/с в единицах доплеровского смещения энергии) [22, 26]. Для развертки спектров по энергии ядерный монохроматор помещен на вибратор, соединенный с многоканальным анализатором скоростей. Благодаря использованию  $\text{LiF}$  анализатора поляризации регистрируемая интенсивность  $\pi \rightarrow \sigma'$  отраженного излучения увеличилась в  $\sim 5 \div 10$  раз (в зависимости от образца) по сравнению с измерениями с  $\text{Si}(422)$  анализатором, примененным в работе [23], что позволило измерять спектры не только в критическом угле полного отражения, но и в брэгговских отражениях [24].

Угловые зависимости интенсивности мессбауэровского отражения  $I^{\tau \rightarrow \tau'}$  измерялись как интеграл по мессбауэровскому спектру отражения в пределах  $\pm 13 \text{ мм/с}$  (этот интервал полностью перекрывает область мессбауэровского рассеяния на нашем образце) в функции угла скольжения  $\theta$ :

$$I^{\tau \rightarrow \tau'}(\theta) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I^{\tau \rightarrow \tau'}(\theta, \omega) d\omega. \quad (1)$$

В (1)  $\tau = \sigma, \pi$  – поляризации падающего и отраженного (со штрихом) излучения,  $\hbar\omega_1 \div \hbar\omega_2$  – интервал энергий падающего излучения, соответствующий доплеровским смещениям энергии в мессбауэровском спектре, в нашем случае  $\pm 13 \text{ мм/с}$ . Для записи мессбауэровских рефлектометрических кривых ширина линии от синхротронного мессбауэровского источника специально увеличивалась до  $\Delta E_{\text{ph}} = 240 \text{ нэВ}$  (5 мм/с) с помощью небольшого понижения температуры монокристалла  $^{57}\text{FeBO}_3$  до 343 К, что позволяло увеличить интенсивность падающего излучения в  $\sim 15$  раз.

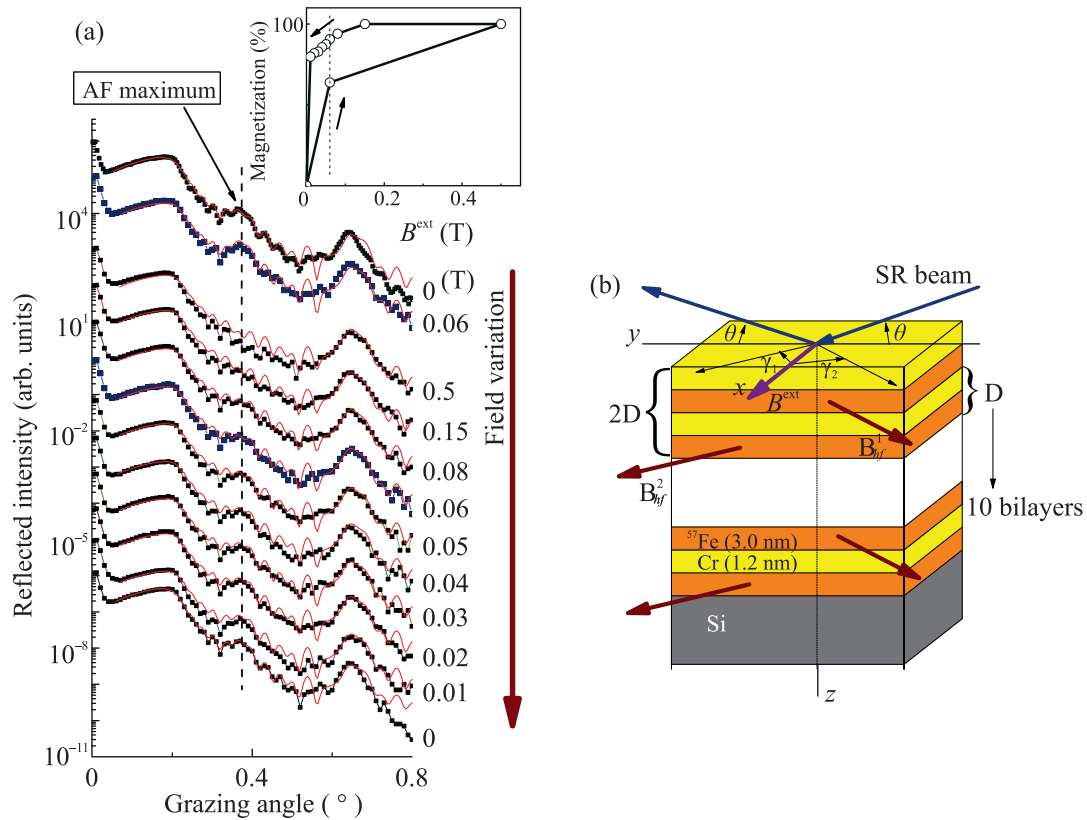


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Мессбауэровские рефлектометрические кривые, измеренные сначала при увеличении напряженности  $B^{\text{ext}}$ , а затем при ее уменьшении. Вертикальная линия отмечает положение АФ максимума. Различие относительной интенсивности АФ максимума на выделенных рефлектометрических кривых для 0.06 Т, измеренных при возрастании и убывании поля, демонстрирует наличие гистерезиса. На вставке: изменение суммарной намагниченности структуры под действием  $B^{\text{ext}}$ , определенной как  $(\cos \gamma_1^{\text{eff}} + \cos \gamma_2^{\text{eff}})/2$ , вертикальная пунктирная линия отмечает разные намагниченности при 0.06 Т при возрастании и убывании  $B^{\text{ext}}$ . (b) – Схематичное изображение образца, геометрии эксперимента и углов, характеризующих направления  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в слоях  $^{57}\text{Fe}$

Магнитное поле  $B^{\text{ext}}$  прикладывалось перпендикулярно плоскости рассеяния (рис. 1b). АФ межслойное упорядочение слоев  $^{57}\text{Fe}$  в структуре проявляется наличием АФ максимума при  $\theta = 0.36^\circ$  на мессбауэровских рефлектометрических кривых (рис. 1a). Этот максимум возникает, когда магнитный период структуры в два раза больше химического, поскольку  $\theta = 0.36^\circ$  соответствует  $2D = 8.41 \text{ nm}$  (структурный брэгговский максимум при  $\theta = 0.64^\circ$  соответствует  $D = 4.205 \text{ nm}$ ). Изменение интенсивности АФ максимума под действием  $B^{\text{ext}}$  характеризует переориентацию магнитного сверхтонкого поля  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$ . Моделирование интенсивности АФ максимума позволяет найти  $\gamma_{1,2}^{\text{eff}}$  – эффективные азимутальные углы, задающие ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних резонансных слоях  $^{57}\text{Fe}$  (см. вставку на рис. 1a). Магнитную природу АФ максимума подтверждает его исчезновение при достаточно большом  $B^{\text{ext}} = 0.5 \text{ T}$ :  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  выстраиваются параллельно

в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$  ( $\gamma_1^{\text{eff}} = \gamma_2^{\text{eff}} = 0^\circ$  – спин-флип, т.е. ферромагнитное упорядочение) и различие амплитуд рассеяния на  $^{57}\text{Fe}$  ядрах пропадает. Изменение интенсивности АФ максимума при дальнейшем уменьшении  $B^{\text{ext}}$  демонстрирует наличие гистерезиса, поскольку интенсивности АФ максимума при одинаковых значениях увеличивающегося и уменьшающегося  $B^{\text{ext}}$  не совпадают. При постепенном снятии  $B^{\text{ext}}$  АФ упорядочение между слоями железа восстанавливается:  $\gamma_2^{\text{eff}} = \gamma_1^{\text{eff}} + 180^\circ$ , но ось АФ упорядочения имеет произвольное направление в разных доменах, что соответствует  $\gamma_1^{\text{eff}} = 45^\circ$ .

В отсутствии магнитно-кристаллической анизотропии и  $B^{\text{ext}}$  выделенное направление для оси АФ упорядочения, очевидно, отсутствует, и возникают магнитные домены. При полностью когерентном усреднении амплитуд рассеяния по разноориентированным доменам АФ максимум не должен возникать. Его существование в отсутствии  $B^{\text{ext}}$  объ-

яснено в работах [15, 18] как проявление частичной пространственной когерентности падающего излучения.

Важно понимать, что измеряемые мессбауэровские рефлектометрические кривые включают не только рассеяние на резонансных ядрах, но и нерезонансное рассеяние на электронных оболочках атомов. АФ максимум, появление которого обусловлено практически полностью ядерно-резонансным рассеянием, характеризуется “повернутой” поляризацией (в нашем случае  $\pi \rightarrow \sigma'$ ). Селекция  $\pi \rightarrow \sigma'$  интенсивности позволяет выделить чисто ядерную составляющую в отраженной интенсивности, что существенно повышает информативность метода.

На рисунке 2 приведена рефлектометрическая кривая  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения в сравнении с кривыми,

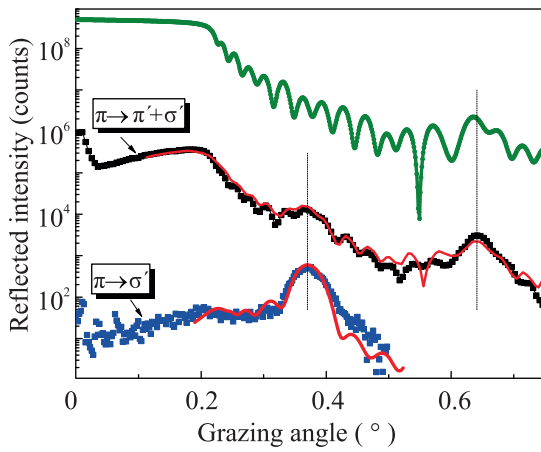


Рис. 2. (Цветной онлайн) Рентгеновская кривая отражения для длины волны  $\lambda = 0.086$  нм (зеленая линия) и мессбауэровские рефлектометрические кривые, измеренные без селекции по поляризации ( $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$ , черные символы) и с селекцией по поляризации ( $\pi \rightarrow \sigma'$ , синие символы) в отсутствие  $B^{\text{ext}}$ . Красные кривые – обработка. Вертикальная пунктирная кривая при  $\theta = 0.36^\circ$  отмечает положение АФ максимума, при  $\theta = 0.64^\circ$  – положение брэгговского максимума первого порядка

измеренными без селекции поляризации в отраженной интенсивности. На ядерно-резонансной кривой  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения АФ максимум гораздо ярче выделяется, чем на кривой, измеряемой без селекции отраженной интенсивности по поляризации. В отличие от случая ферромагнитного межслойного упорядочения, на кривой  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения пик вблизи критического угла полного внешнего отражения, зарегистрированный в работах [23, 24], практически незаметен. Это объясняется тем, что  $\pi \rightarrow \sigma'$  составляющие амплитуд рассеяния от последовательно распо-

ложенных АФ слоев  $^{57}\text{Fe}$  при практически нулевом сдвиге фаз в критическом угле компенсируют друг друга.

Наличие АФ максимума на угловой зависимости ядерно-резонансного отражения диагностирует только существование удвоения магнитного периода в структуре, но детали магнитного упорядочения могут быть выявлены только при исследовании спектров отражения. Измеренные мессбауэровские спектры отражения представлены на рис. 3.

Изменение спектров, измеренных в АФ максимуме при приложении слабого  $B^{\text{ext}} = 0.06$  Т оказалось достаточно интересным. На  $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$  спектре, измеренном без анализа поляризации, под действием поля возникли линии, соответствующие сверхтонкому переходу  $\Delta m = 0$  (2-я и 5-я линии в магнитном секстете). Спектры  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения практически не изменились. На них присутствуют только 4 линии, соответствующие резонансным переходам  $\Delta m = \pm 1$ .

Зависимость суммарной амплитуды ядерно-резонансного рассеяния на разных сверхтонких переходах  $\Delta m = m_e - m_g = \pm 1, 0$  для удвоенного периода структуры от направления  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в двух резонансных слоях может быть представлена выражениями [16, 18]:

$$F_{\Delta m=0}^{\text{nuc}} = \begin{pmatrix} F_{\Delta m=0}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \pi'} \\ F_{\Delta m=0}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \sigma'} \end{pmatrix} \propto \quad (2)$$

$$\propto \begin{pmatrix} \sin^2 \beta_1 \cos^2 \gamma_1 + e^{2i\varphi} \sin^2 \beta_2 \cos^2 \gamma_2 \\ -\sin \beta_1 \cos \beta_1 \cos \gamma_1 - e^{2i\varphi} \sin \beta_2 \cos \beta_2 \cos \gamma_2 \end{pmatrix},$$

$$F_{\Delta m=\pm 1}^{\text{nuc}} = \begin{pmatrix} F_{\Delta m=\pm 1}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \pi'} \\ F_{\Delta m=\pm 1}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \sigma'} \end{pmatrix} \propto \quad (3)$$

$$\propto \begin{pmatrix} (\sin^2 \gamma_1 + \cos^2 \gamma_1 \cos^2 \beta_1) + \\ + e^{2i\varphi} (\sin^2 \gamma_2 + \cos^2 \gamma_2 \cos^2 \beta_2) \\ (\cos \beta_1 \cos \gamma_1 \pm i \sin \gamma_1) \sin \beta_1 + \\ + e^{2i\varphi} (\cos \beta_2 \cos \gamma_2 \pm i \sin \gamma_2) \sin \beta_2 \end{pmatrix},$$

где  $\gamma_{1,2}$ ,  $\beta_{1,2}$  – азимутальные и полярные углы, задающие направления  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  относительно пучка СИ в нечетных и четных слоях железа (рис. 1b). Набег фазы для волны, рассеянной вторым периодом, относительно волны, рассеянной первым периодом,  $2\varphi$ , вычисляется по формуле

$$2\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \sum \sqrt{\sin^2 \theta + \chi_i d_i} \approx \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta D, \quad (4)$$

где  $\chi_i$ ,  $d_i$  – восприимчивости и толщины отдельных слоев в одном периоде, включая резонансный слой,

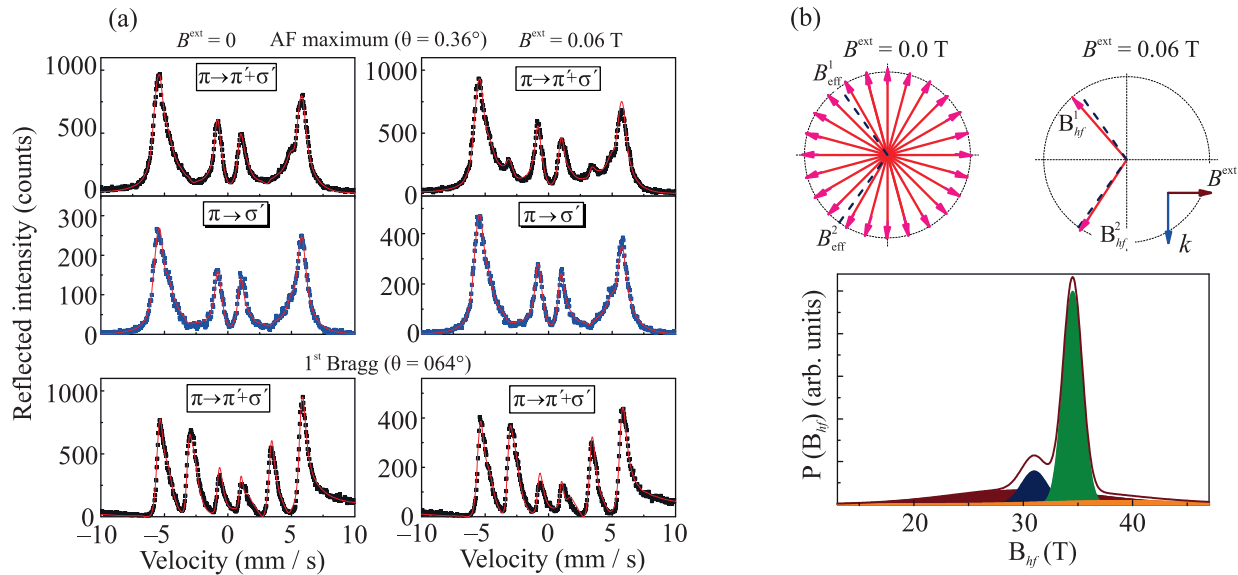


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Мессбауэровские спектры отражения, измеренные в АФ максимуме ( $\theta = 0.36^\circ$ ), без селекции по поляризации ( $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$ ) и с селекцией интенсивности  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения и в брэгговском максимуме 1-го порядка ( $\theta = 0.64^\circ$ ). Слева – спектры в отсутствии  $B^{\text{ext}}$ , справа – при  $B^{\text{ext}} = 0.06$  Т, приложенного перпендикулярно плоскости отражения. Символы – экспериментальные спектры, сплошные линии – подгонка. (б) – Функция распределения  $P(\mathbf{B}_{hf})$  величины поля  $|\mathbf{B}_{hf}|$  (как суперпозиция 4-х мультиплетов), полученная при обработке всех измеренных спектров; сверху – пиктограммы, обозначающие ориентацию  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в двух  $^{57}\text{Fe}$  слоях в одном периоде при  $B^{\text{ext}} = 0$  Т и при  $B^{\text{ext}} = 0.06$  Т

$D$  – период структуры. Хотя преломление и поглощение в отдельном резонансном слое может быть заметным даже для нанометровых слоев, расчеты показывают, что можно полагать  $2\varphi = 2\pi, 4\pi$  для брэгговских максимумов на рефлектометрической кривой и  $2\varphi = \pi, 3\pi, \dots$  для АФ максимумов. Таким образом, в АФ максимуме два слагаемых в (2), (3) складываются в противофазе, и при планарной ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$ , когда  $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ , 2-я и 5-я линии отсутствуют в интенсивности  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения ( $\cos \beta_i = 0$ ), а интенсивности 2-й и 5-й линий определяются множителем  $(\cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2)$  в отражении с неизменной поляризацией ( $\pi \rightarrow \pi'$ ). Соответственно эти линии отсутствуют при коллинеарной АФ или симметричной относительно нормали к отражающей плоскости ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$ . (При симметричной ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$  относительно направления пучка АФ максимум пропадает.) Появление 2-й и 5-й линий в спектре отражения, измеренном в АФ максимуме, является прямым свидетельством возникновения скошенного АФ упорядочения.

Выражения для амплитуд рассеяния (2), (3) дают качественное представление об интенсивности отдельных линий в мессбауэровском спектре, но спектры отражения формируются достаточно сложным

образом ( $4 \times 4$  матричная теория отражения, см. supplement к [16]). Результаты численного анализа формы мессбауэровских спектров отражения в АФ максимуме для разных случаев взаимной ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в двух слоях  $^{57}\text{Fe}$  в магнитном периоде, включая возможность выхода намагнитченности из плоскости поверхности, представлены на рис. 4. Как видно, если “схлопывание” направлений для  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  к направлению  $B^{\text{ext}}$  происходит симметрично относительно  $B^{\text{ext}}$ , перпендикулярно направлению пучка, то 2-я и 5-я линии в спектре отражения в АФ максимуме не возникают. Они появляются, если модули проекции направлений  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  на направление пучка различаются, и только для отраженной  $\pi'$  поляризации. Коллинеарное АФ упорядочение даже с выходом из плоскости поверхности направлений  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  не приводит к появлению 2-й и 5-й линий. Но 2-я и 5-я линии в спектре  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения все же могут возникнуть при некоторых специальных взаимных ориентациях  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  с выходом из плоскости поверхности (когда направления связаны двукратным отражением от плоскости поверхности и плоскости отражения – см. нижние спектры на рис. 4).

Обработка угловых зависимостей (рис. 1, 2) и всех спектров отражения (рис. 3), измеренных в АФ максимуме и в брэгговском максимуме первого порядка,

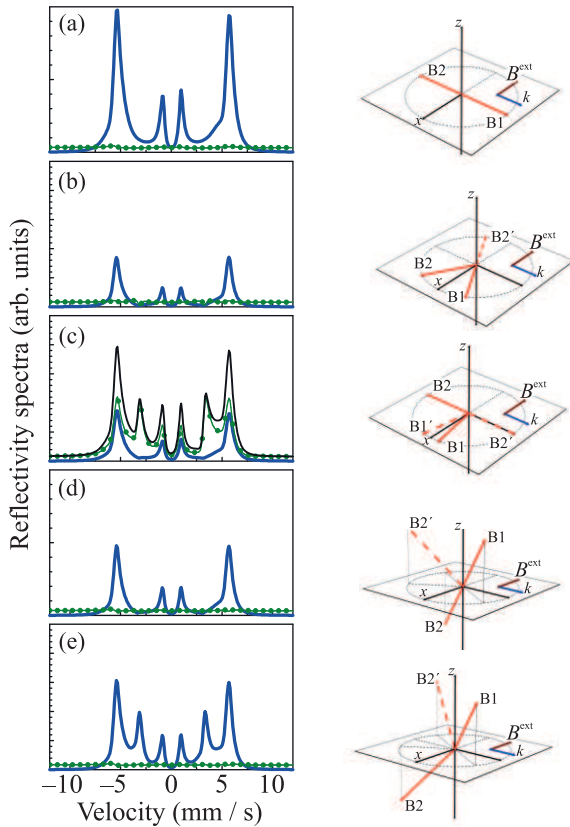


Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные мессбауэровские спектры  $\pi \rightarrow \sigma'$  (сплошная синяя линия) и  $\pi \rightarrow \pi'$  (тонкая зеленая линия с символами) отражения от структуры  $[\text{}^{57}\text{Fe}(3\text{ нм})/\text{Cr}(1.2\text{ нм})]_{30}$  в АФ максимуме ( $\theta = 0.36^\circ$ ) для различных типов магнитного межслойного упорядочения в слоях железа в одном магнитном периоде. Обозначения углов соответствующую ( $\beta_1, \gamma_1$ )/( $\beta_2, \gamma_2$ ): для (a) –  $(0^\circ, 90^\circ)/(0^\circ, -90^\circ)$ , для (b) –  $(0^\circ, 30^\circ)/(0^\circ, -30^\circ)$ , для (c) –  $(0^\circ, 10^\circ)/(0^\circ, -90^\circ)$ , для (d) –  $(45^\circ, 60^\circ)/(135^\circ, 240^\circ)$  или  $(45^\circ, 60^\circ)/(45^\circ, -60^\circ)$ , для (e) –  $(45^\circ, 60^\circ)/(135^\circ, -60^\circ)$  или  $(45^\circ, 60^\circ)/(45^\circ, 240^\circ)$ . Суммарный спектр (сплошная черная линия) показан только для случая, когда интенсивности  $\pi \rightarrow \sigma'$  и  $\pi \rightarrow \pi'$  спектров сопоставимы. На пиктограммах справа стрелки с обозначениями B1 и B2 соответствуют направлениям  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  соответственно в нечетном и четном слоях  $^{57}\text{Fe}$ , пунктирные стрелки представляют альтернативные ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$ , при которых спектры остаются такими же

дающим возможность дополнительной проверки выявленной скошенной структуры, проводилась с использованием комплекса программ REFTIM, адаптированного для расчетов и обработки энергетических спектров отражения [28, 29]. Асимметрия спектров зависит от небольших смещений угла  $\theta$  вблизи брэгговского максимума и объясняется различием условия Брэгга для разных линий в спектре (вслед-

ствие разных резонансных поправок на преломление) [27]. Асимметрия фона наблюдается для спектров, измеренных в брэгговском максимуме 1-го порядка, она обусловлена интерференцией с нерезонансным рассеянием на электронных оболочках (в АФ максимуме этот вклад пренебрежимо мал). Для структурных максимумов относительная интенсивность 2-й и 5-й линий в спектре является очень точной характеристикой азимутального угла АФ упорядочения. При  $\gamma_{1,2} = +90^\circ/-90^\circ$  2-я и 5-я линии отсутствуют (рассматриваем  $\pi$ -поляризацию падающего излучения), при  $\gamma_{1,2} = +0^\circ/180^\circ$  в спектре пропадают 1, 3, 4 и 6 линии. При  $B^{\text{ext}} = 0\text{ Т}$  можно предполагать хаотическую ориентацию оси АФ упорядочения, но соотношение линий в экспериментальном спектре в брэгговском максимуме 1-го порядка соответствует  $\gamma_{1,2}^{\text{eff}} = 54.5^\circ/234.5^\circ$ . Это значение несколько отличается от  $\gamma_{1,2}^{\text{eff}} = 45^\circ/225^\circ$ , соответствующего идеально разупорядоченному случаю [18], что можно объяснить слабой анизотропией формы или остаточной намагниченностью. Асимметричный скос ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  при  $B^{\text{ext}} = 0.06\text{ Т}$  совсем невелик, но он обеспечивает возникновение 2-й и 5-й линий в спектре  $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$  отражения в АФ максимуме. Наилучшее соответствие теоретических расчетов с экспериментальными рефлектометрическими кривыми и спектрами, измеренными при приложении  $B^{\text{ext}} = 0.06\text{ Т}$  получается при  $\gamma_1 = 49^\circ$ ,  $\gamma_2 = -57^\circ$ . Отсутствие 2-й и 5-й линий в мессбауэровском спектре  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения, измеренном в АФ максимуме, исключает выход  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  из плоскости поверхности, а их наличие в АФ спектре  $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$  отражения является экспериментально обоснованным доказательством формирования скошенной планарной АФ структуры под действием слабого  $B^{\text{ext}}$ .

В заключении отметим, что в работе получено прямое свидетельство возникновения скошенной АФ структуры, возникающей под действием слабого внешнего поля. Продемонстрированы возможности поляризационного анализа для исследования структур со сложным неколлинеарным межслойным упорядочением. Селекция  $\pi \rightarrow \sigma'$  поляризационной компоненты позволяет исключить вклад нерезонансного рассеяния в отраженной интенсивности и получить чисто ядерную отраженную интенсивность. Измерение  $\pi \rightarrow \sigma'$  мессбауэровских спектров дает возможность расширить объем информации об ориентации намагниченности в резонансных слоях.

Авторы признательны проф. А. Гупта (Ajay Gupta, Center for Spintronic Materials, Amity University UP, India) и д-ру Г. Шарма (Gagan Sharma, Indore Center, UGC-DAE Consortium for

Scientific Research, India) за изготовленный и предоставленный нам образец, характеризующийся АФ межслойным упорядочением. Авторы благодарны администрации и сотрудникам Европейского синхротрона в Гренобле (ESRF) за возможность провести измерения на станции ID18 и гостеприимство.

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
2. S. Fukami, V. O. Lorenz, and O. Gomonay, *J. Appl. Phys.* **128**, 070401 (2020).
3. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
4. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
5. B. Rodmacq, P. Mangin, and C. Vettier, *Europhysics Letters (EPL)* **15**, 503 (1991).
6. T. S. Toellner, W. Sturhahn, R. Röhlberger, E. E. Alp, C. H. Sowers, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3475 (1995).
7. L. Bottyán, L. Deák, J. Dekoster, E. Kunnen, G. Langouche, J. Meersschant, M. Majora, D. L. Nagy, H. D. Rüter, E. Szilágyi, and K. Temst, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 514 (2002).
8. S. G. E. te Velthuis, J. S. Jiang, S. D. Bader, and G. P. Felcher, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 127203 (2002).
9. V. Lauter-Pasyuk, H. J. Lauter, B. P. Toperverg, L. Romashev, and V. V. Ustinov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 167203 (2002).
10. J. Meersschant, C. L'abbé, F. M. Almeida, J. S. Jiang, J. Pearson, U. Welp, M. Gierlings, H. Maletta, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **73**, 144428 (2006).
11. V. V. Ustinov, M. A. Milayev, L. N. Romashev, T. P. Krinitsina, A. M. Burkhanov, V. V. Lauter-Pasyuk, and H. J. Lauter, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e281 (2006).
12. V. V. Ustinov, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2219 (2007).
13. Th. Diederich, S. Couet, and R. Röhlberger, *Phys. Rev. B* **76**, 054401 (2007).
14. K. Schlage, R. Röhlberger, T. Klein, E. Burkel, C. Strohm, and R. Rüffer, *New J. Phys.* **11**, 013043 (2009).
15. T. Ślęzak, M. Ślęzak, M. Zajęc, K. Freindl, A. Koziol-Rachwał, K. Matlak, N. Spiridis, D. Wilgocka-Ślęzak, E. Partyka-Jankowska, M. Rennhofer, A. I. Chumakov, S. Stankov, R. Rüffer, and J. Korecki, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027206 (2010).
16. M. Andreeva, A. Gupta, G. Sharma, S. Kamali, K. Okada, and Y. Yoda, *Phys. Rev. B* **92**, 134403 (2015).
17. M. A. Andreeva, R. A. Baulin, A. I. Chumakov, R. Rüffer, G. V. Smirnov, Y. A. Babanov, D. I. Devyaterikov, M. A. Milyaev, D. A. Ponomarev, L. N. Romashev, and V. V. Ustinov, *Phys. Rev. B* **97**, 024417 (2018).
18. M. A. Andreeva, R. A. Baulin, A. I. Chumakov, R. Rüffer, G. V. Smirnov, Yu. A. Babanov, D. I. Devyaterikov, M. A. Milyaev, D. A. Ponomarev, L. N. Romashev, and V. V. Ustinov, *J. Synchrotron Radiat.* **25**, 473 (2018).
19. Y. Li, Q. Feng, S. Li, K. Huang, M. Ma, W. Gan, H. Zhou, X. Jin, X. R. Wang, Y. Lu, W. S. Lew, Q. Lu, and F. Ma, *Adv. Funct. Mater.* **30**, 1907140 (2019).
20. G. V. Smirnov, *Hyperfine Interactions* **123/124**, 31 (1999).
21. T. Mitsui, M. Seto, R. Masuda, K. Kiriyama, and Y. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, L703 (2007).
22. V. Potapkin, A. I. Chumakov, G. V. Smirnov, J. P. Celse, R. Rüffer, C. McCammon, and L. Dubrovinsky, *J. Synchrotron Radiat.* **19**, 559 (2012).
23. M. A. Andreeva, R. A. Baulin, A. I. Chumakov, T. Yu. Kiseleva, and R. Rüffer, *Condensed Matter* **4**, 8 (2019); <https://doi.org/10.3390/condmat4010008>.
24. M. A. Andreeva, R. A. Baulin, O. V. Slinko, L. Häggström, V. E. Asadchikov, D. N. Karimov, B. S. Roshchin, D. A. Ponomarev, L. N. Romashev, A. I. Chumakov, D. Bessas, and R. Rüffer, *J. Phys. Conf. Ser.* **1389**, 012016 (2019).
25. R. Rüffer and A. I. Chumakov, *Hyperfine Interactions* **97/98**, 589 (1996).
26. G. V. Smirnov, *Hyperfine Interactions* **125**, 91 (2000).
27. M. A. Andreeva, A. I. Chumakov, G. V. Smirnov, Yu. A. Babanov, D. I. Devyaterikov, B. Yu. Goloborodsky, D. A. Ponomarev, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, and R. Rüffer, *Hyperfine Interactions* **237**, 25 (2016).
28. M. A. Andreeva, *Hyperfine Interactions* **185**, 17 (2008).
29. M. A. Andreeva, B. Lindgren, and V. Panchuck, <http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/OurSoftware/REFTIM-1>. Last updated in 2015.