

# Малоугловое рассеяние с переворотами спина нейтрона в ферромагнитных пленках

© А.В. Ковалев

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН,  
Гатчина, Ленинградская обл., Россия

E-mail: kovalev@npi.spb.ru

Приводятся результаты рефлектометрических измерений на анизотропных ( $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ ) и почти изотропных (Fe) пленках, изготовленных методом магнетронного распыления. На образцах указанного сплава незеркальные отражения и соответствующие пики интенсивностей преломленных нейтронов наблюдались при магнитных полях  $H \leq 7$  Ое, приложенных в плоскости пленки вдоль направления легкой оси намагничивания. Для пленок железа угловое расщепление отраженного нейтронного пучка становится заметным лишь при  $H > 100$  Ое и растет при увеличении магнитного поля. Предлагаемая общая схема такого малоуглового рассеяния, в которой учитываются разные варианты изменения зеемановской энергии нейтрона, позволила идентифицировать магнитные структуры Co–Fe-пленок. После намагничивания пленок толщиной  $0.15 \mu\text{m}$  с одноосной и однонаправленной текстурами получились однонаправленные текстуры, но разные распределения интенсивностей, качественные различия которых сохранились при росте поля от 7 до 800 Ое. Для пленки толщиной  $2.5 \mu\text{m}$  с исходной однонаправленной текстурой обнаружена неэквивалентность противоположно намагниченных состояний.

Работа выполнялась в рамках программы ОФН РАН „Нейтронные исследования структуры вещества и фундаментальных свойств материи“ и при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 07-02-00290.

## 1. Введение

Обнаруженный в работе [1] эффект назван авторами „зеемановским расщеплением“. На угловых распределениях интенсивностей отраженных пленками нейтронов, к которым прикладывались магнитные поля  $H > 4$  кОе, наблюдались незеркальные отражения с переворотом спина нейтрона, причиной чего оказывается двулучепреломление нейтронных волн на границе пленки. При малых  $H$  такие отражения кажутся зеркальными (далее „зеркальные“ отражения); их интенсивности зависят от степени упорядочения направлений намагниченностей доменов и геометрии измерений, что предполагалось использовать при исследовании механизма сильного термомагнитного эффекта [2]. Однако после обнаружения [3] незеркальных отражений другого типа, происхождение которых не удалось объяснить [4] в рамках модели доменной структуры, предложенной авторами работы [5], начали рассматриваться возможности решения более сложных задач.

Наличие анизотропных пленок с однонаправленной магнитной текстурой позволило установить [6], что картина незеркальных отражений, наблюдаемая на пленках Co–Fe-сплава при малых магнитных полях, оказывается частным случаем асимметричного малоуглового рассеяния, на которое, например, указывается в связи с изучением динамики спиновых волн [7]. Поэтому при разработке общей схемы незеркальных отражений рассматриваемого типа учитывалась необходимость объяснения их природы и для однородно намагниченного образца. Такая модель, после очевидной ее модификации для простых магнитных текстур Co–Fe-пленок, используется для анализа приводимых далее экспериментальных данных.

## 2. Общая схема углового распределения интенсивностей отраженных нейтронов

В идеальной модели предполагается: 1) исходный пучок полностью поляризован; 2) пленка однородно намагничена, но между направлением ее индукции  $\mathbf{V}$  и внешним полем  $\mathbf{H}$  имеется угол  $\alpha \leq 90^\circ$ ; 3) переворот спина нейтрона внутри пленки не приводит к дополнительному изменению компоненты его импульса, нормальной к поверхности образца. Определенная нами поляризация падающего на образец пучка  $P_0 \geq 0.99$ , что достаточно для выполнения первого условия. Предварительное рассмотрение простой физической картины „зеемановского расщепления“ позволит естественным образом перейти к более сложной модели, для использования которой необходима однозначная идентификация наблюдаемых пиков интенсивностей рассеянных нейтронов.

Будем считать, что при входе в образец имеется „чистое“ состояние  $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ , где  $\mathbf{S}$  — спин нейтрона, направление которого противоположно магнитному моменту  $\boldsymbol{\mu}$ . Измеренное после рассеяния образцом распределение интенсивности нейтронов, для которых  $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ , обозначим символом  $J(00)$ , а распределение для  $\mathbf{S} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$  — символом  $J(01)$ . После включения устройства, которое называется флиппером, перед образцом получится состояние  $\mathbf{S} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$ . В этом случае измеряются интенсивности  $J(11)$  и  $J(10)$ . Для отдельных пиков интенсивностей используются символы типа (01) с последующей их классификацией. Отметим, что если  $\alpha > 90^\circ$ , то в приведенных обозначениях необходимо сделать замену  $0 \leftrightarrow 1$ .

Для состояния  $S \uparrow \uparrow \mathbf{H}$  потенциальная энергия нейтрона  $U_m = -\mu\mathbf{H} = \mu H$ . После пересечения границы пленки вероятность обнаружения нейтрона с направлением спина вдоль  $\mathbf{B}$  равна  $\cos^2(\alpha/2)$ , а его потенциальная энергия  $U$  изменится на величину

$$\Delta U_+ = \mu(B - H) + U_f, \quad (1)$$

где  $U_f$  — энергия ядерного взаимодействия нейтрона с материалом пленки. Вероятность реализации состояния с противоположной проекцией спина —  $\sin^2(\alpha/2)$ , а

$$\Delta U_- = -\mu(B + H) + U_f. \quad (2)$$

Волны, соответствующие каждому из преломленных лучей, с некоторыми вероятностями отражаются пленкой, при выходе из которой также происходит повторное двулучепреломление, в результате чего образуются четыре волны  $\chi_i$  с разной последовательностью спиновых переходов

$$\begin{aligned} \chi_1 &= (++)(++), & \chi_2 &= (++)(+), \\ \chi_3 &= (++)(--), & \chi_4 &= (++)(-), \end{aligned} \quad (3)$$

Волны  $\chi_1$  и  $\chi_4$  вносят вклады в пик (00), а волны  $\chi_2$  и  $\chi_3$  — в пик (01).

Угловые положения отраженных пиков определяются изменением потенциальной энергии нейтрона после взаимодействия с образцом:  $\Delta U_m(00) = 0$ , но  $\Delta U_m(01) = -2\mu H$ . Аналогичным образом получим  $\Delta U_m(11) = 0$ ,  $\Delta U_m(10) = 2\mu H$ . Изменение импульса нейтрона при пересечении границы раздела двух сред происходит в направлении градиента потенциала, т.е. вдоль нормали к плоскости пленки, что в сочетании с законом сохранения энергии позволяет вычислить [1] угловые положения отражений (01) и (10)

$$(\vartheta_f)^2 \approx (\vartheta_i)^2 \pm 1.47 \cdot 10^{-7} H \lambda^2, \quad (4)$$

где  $\vartheta_f$  и  $\vartheta_i$  — углы скользкого отражения и падения в радианах,  $H$  измеряется в кОе,  $\lambda$  — длина волны нейтрона в Å. Знак „+“ здесь относится к пику (01). При малых значениях углов  $\vartheta_f$  и  $\vartheta_i$  и замене  $\vartheta_f = \vartheta_i \pm \varepsilon$  вместо (4) можно написать

$$\varepsilon \approx \pm(1.47 \cdot 10^{-7} H \lambda^2)/2\vartheta_i. \quad (5)$$

Величина  $\Delta U_m \approx 1.2 \cdot 10^{-8}$  eV/кОе мала по сравнению с кинетической энергией нейтрона, которая для длин волн  $\lambda = 2-10$  Å равна  $(20-0.8) \cdot 10^{-3}$  eV. Для установки „Вектор“ (реактор ВВР-М, Гатчина), на которой выполнялись измерения,  $\varepsilon \approx 8'$  при  $H = 10$  кОе и  $\vartheta_i \approx 40'$ .

Для интегральных интенсивностей отраженных пиков легко получить

$$Q(00) = K[r^+ \cos^4(\alpha/2) + r^- \sin^4(\alpha/2)], \quad (6)$$

$$Q(11) = K[r^+ \sin^4(\alpha/2) + r^- \cos^4(\alpha/2)], \quad (7)$$

$$Q(01) = Q(10) = K(r^+ + r^-) \sin^2(\alpha/2) \cos^2(\alpha/2), \quad (8)$$

где  $K$  — множитель, пропорциональный интенсивности нейтронного пучка и времени измерения,  $r^+$  и  $r^-$  —

коэффициенты отражения для двух типов нейтронных волн при выбранном  $\vartheta_i$ .

Теперь остается учесть разные варианты изменения спиновых состояний нейтрона на границе пленки и в ее объеме, вычислить соответствующие величины  $\Delta U_m$  и квадраты амплитуд вероятностей. В результате для восьми возможных пиков незеркальных отражений получим

$$\begin{aligned} (00)a : & \quad (++)(+)(-), & 2\mu B, \\ & \eta^{+-} \cos^2(\alpha/2) \sin^2(\alpha/2), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} (00)b : & \quad (+)(-)(++), & -2\mu B, \\ & \eta^{-+} \sin^2(\alpha/2) \cos^2(\alpha/2), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} (01)a : & \quad (++)(+)(--), & 2\mu(B - H), \\ & \eta^{+-} \cos^4(\alpha/2), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} (01)b : & \quad (+)(-)(+-), & -2\mu(B + H), \\ & \eta^{-+} \sin^4(\alpha/2), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} (11)a : & \quad (---)(+)(+-), & -2\mu B, \\ & \eta^{-+} \cos^2(\alpha/2) \sin^2(\alpha/2), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} (11)b : & \quad (---)(+)(--), & 2\mu B, \\ & \eta^{+-} \sin^2(\alpha/2) \cos^2(\alpha/2), \end{aligned} \quad (14)$$

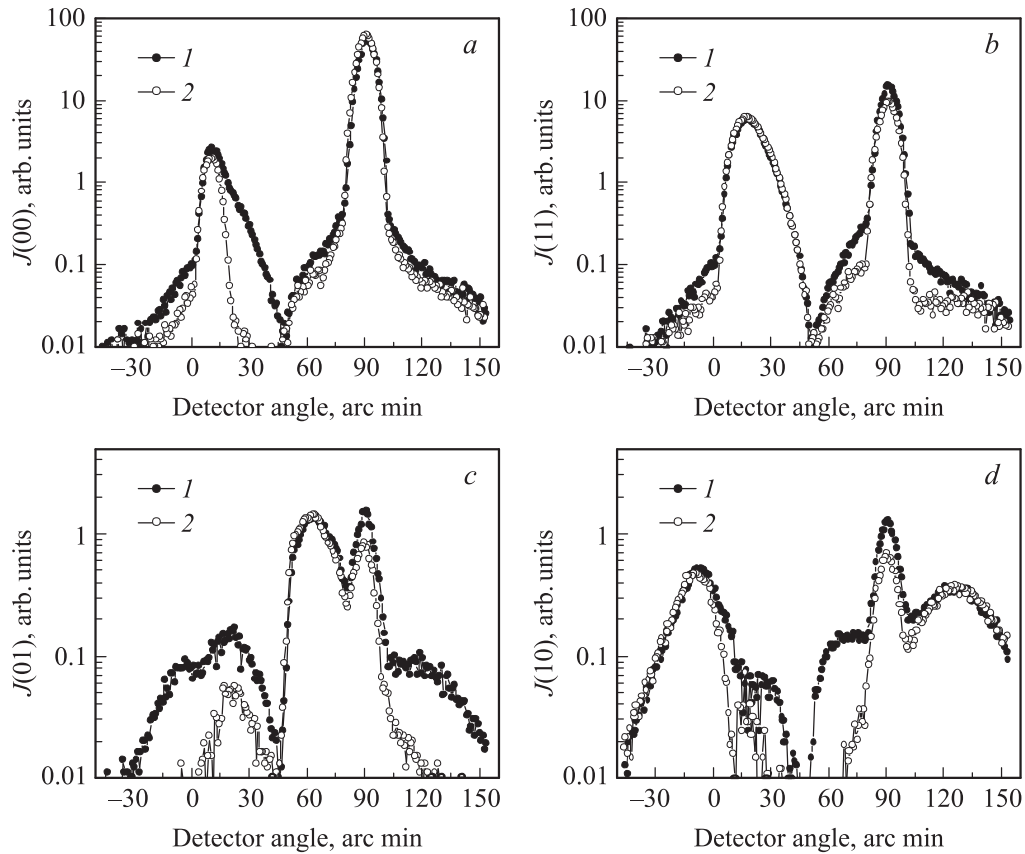
$$\begin{aligned} (10)a : & \quad (---)(+)(++), & -2\mu(B - H), \\ & \eta^{-+} \cos^4(\alpha/2), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} (10)b : & \quad (+)(+)(-), & 2\mu(B + H), \\ & \eta^{+-} \sin^4(\alpha/2), \end{aligned} \quad (16)$$

где  $\eta^{+-}$  и  $\eta^{-+}$  — коэффициенты отражения нейтронных волн с переворотом спина нейтрона внутри пленки, величины которых задаются параметрами конкретного образца и условиями измерений.

Модель однородно намагниченной пленки фактически использовалась при трактовке описанного выше простого варианта „зеemannовского расщепления“, для наблюдения которого сильные магнитные поля прикладывались вдоль нормали к плоскости пленки [1] или под углом  $\chi = 76^\circ$  [8] к ее поверхности. Считается, что при таких условиях из-за анизотропии формы образца между векторами  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{H}$  имеется угол  $\alpha$ , величина которого падает с ростом  $H$ .

Проверка предлагаемой схемы выполнялась [9] на пленках толщиной  $2.5 \mu\text{m}$ , в которых имелась сильная однонаправленная текстура с большими латеральными размерами магнитных доменов [10]. Такая текстура не изменялась после приложения поля  $H \leq 7$  Ое вдоль любого направления в плоскости пленки, что и позволило



**Рис. 1.** Угловые распределения интенсивностей рассеянных нейтронов  $J(00)$  (a),  $J(11)$  (b),  $J(01)$  (c) и  $J(10)$  (d) после изготовления (1) и кратковременного намагничивания образца (2) в поле  $H = 800$  Ое. Измерения при  $H = 7$  Ое, зеркальные отражения при  $\theta \approx 91^\circ$ .

на круглом образце получить зависимости интенсивностей разных пиков от угла  $\alpha$ , которые соответствуют выражениям (6)–(8) и (11), (15). Угол  $\alpha = \langle |\alpha_i| \rangle$  отчитывался от положения образца, при котором  $\langle \mathbf{V}_i \rangle \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ , где  $\mathbf{V}_i$  — локальная индукция на границе пленки,  $\alpha_i$  — угол между  $\mathbf{V}_i$  и  $\langle \mathbf{V}_i \rangle$ . В этом же опыте получено и очевидное следствие выражений (6)–(16): при  $\alpha = 90^\circ$  интенсивности отраженных нейтронов для четырех состояний флипперов одинаковы и на каждой кривой  $J(ij)$  наблюдается по два слабых незеркальных пика.

При малых  $\langle |\alpha_i| \rangle$  и  $\langle \mathbf{V}_i \rangle \uparrow \uparrow \mathbf{H}$  ( $\langle \alpha_i \rangle = 0$ ) видны лишь незеркальные пики (01) и (10), интенсивности которых пропорциональны  $\cos^4(\langle |\alpha_i| \rangle / 2)$ . Теперь понятно, что „необычный“ ход зависимостей интенсивностей этих пиков от угла  $\vartheta_i$ , впервые обнаруженный в работе [5], объясняется поведением функций  $\eta^{+-}(\vartheta_i)$  и  $\eta^{-+}(\vartheta_i)$ , которые для пленок-поляризаторов нейтронного пучка ( $r^+ \gg r^-$ ) в нашей модели должны иметь максимумы при разных углах  $\vartheta_i$ .

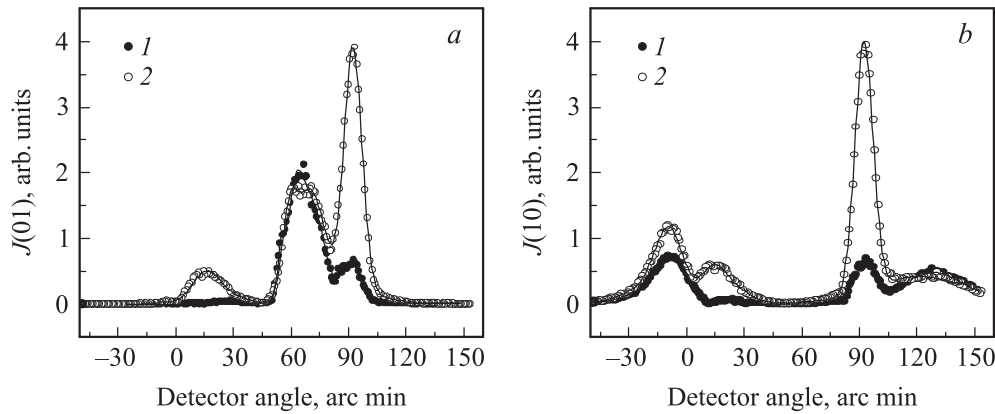
Для определения угловых положений незеркальных отражений в формулах (4) и (5) необходимо заменить  $H$  величинами  $B$  или  $(B \pm H)$ . Кроме того, при  $B > H$  одноименные незеркальные отражения [(01) или (10)] двух типов находятся по разные стороны от положения зеркальных отражений и смещаются в противоположных

направлениях при росте  $H$ . Такие результаты получены при полях от 190 Ое до 12 кОе, приложенных перпендикулярно плоскости пленки.

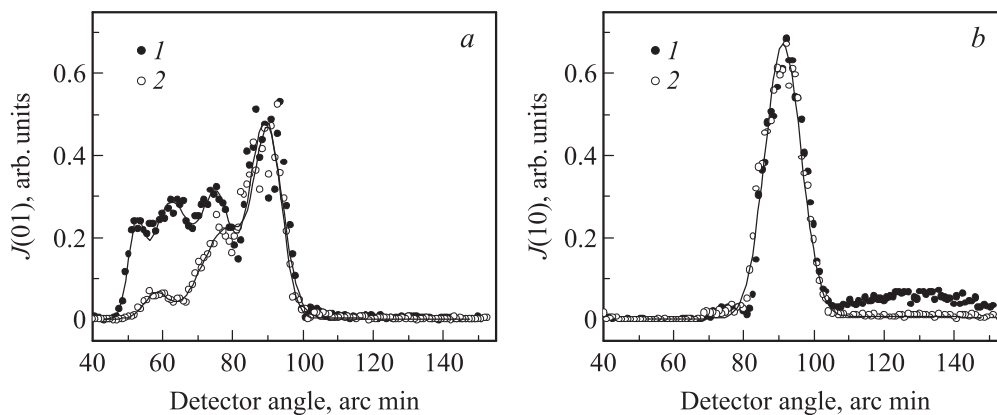
Описание установки „Вектор“ можно найти в [11], а особенности ее использования в режиме рефлектометра будут отмечаться при изложении конкретных опытов. Следует иметь в виду, что в измеряемых интенсивностях „зеркальных“ отражений содержатся компоненты, причиной которых считается частичная поляризация первичного нейтронного пучка и его деполаризация детекторной системой. Нами разработана соответствующая методика обработки экспериментальных данных, позволяющая определять действительные величины „зеркальных“ отражений.

### 3. Исходные магнитные текстуры и результаты, полученные при намагничивании Co–Fe-пленок

В общем случае взаимосвязь рефлектометрических данных с пространственным распределением магнитных полей (индукции) в образцах неоднозначна [12], но в наших Co–Fe-пленках методом векторного анализа поляризованных нейтронов обнаружены простые маг-



**Рис. 2.** Интенсивности отражений  $J(01)$  (a) и  $J(10)$  (b) для первого (1) и второго (2) образцов после приложения поля  $H = 800$  Ое. Измерения при  $H = 7$  Ое.



**Рис. 3.** Интенсивности отражений  $J(01)$  (a) и  $J(10)$  (b) для первого (1) и второго (2) образцов при  $H = 800$  Ое.

нитные текстуры [10], картины угловых распределений интенсивностей для которых приведены на рис. 1. На всех аналогичных рисунках пики зеркальных отражений соответствуют угловому положению детектора  $\theta = 2\vartheta_i$ , а направление прямого пучка — углу  $\theta = 0$ .

После напыления пленки толщиной  $0.15\ \mu\text{m}$  на стеклянную подложку размером  $210 \times 80 \times 5\ \text{mm}$  в ней обнаружена одноосная текстура с противоположными направлениями намагниченностей доменов. Поэтому на рис. 1, c и d имеется по два пика незеркальных отражений. Две системы пиков наблюдаются и для угловых распределений интенсивностей преломленных нейтронов. После приложения к пленке магнитного поля  $H = 800$  Ое вдоль легкой оси намагничивания и последующего его снижения до  $7$  Ое получилась характерная для однонаправленной текстуры картина малоуглового рассеяния.

При изготовлении другой пленки с такими же размерами в ней образовалась однонаправленная текстура. Картина рассеяния не изменилась после описанной выше магнитной обработки, но через два года в этом образце было обнаружено около 5% доменов с противоположными направлениями намагниченностей [13,14].

Далее приводятся результаты измерений, выполненных в течение одних суток.

Для двух образцов интегральные интенсивности зеркальных отражений  $Q(00)$  и  $Q(11)$  одинаковы в пределах 3%, но угловые распределения интенсивностей  $J(01)$  и  $J(10)$ , показанные на рис. 2, сильно различаются. Самой простой причиной такого различия могут быть разные величины средних значений углов  $\alpha$ , для определения которых используем выражения (6) и (8). В результате получим  $\langle |\alpha_i| \rangle \approx 11$  и  $\approx 28^\circ$ . Отметим, что „зеркальным“ отражениям при  $\theta \approx 91'$  соответствуют пики интенсивностей преломленных нейтронов при  $\theta \approx 15'$ .

Теперь сравним остальные пики на рис. 2. Интенсивности незеркальных пиков (01) при  $\theta \approx 65'$  в пределах 7% совпадают, но интенсивность незеркального пика (10) ( $\theta \approx 130'$ ) для первого образца на 90% больше. Для преломленных нейтронов ( $\theta \approx -10'$ ) на рис. 2, b видим, естественно, обратное соотношение интенсивностей пиков (10).

При увеличении приложенного к образцам магнитного поля до  $800$  Ое угловые распределения интенсивностей сильно изменились (рис. 3): стали одинако-

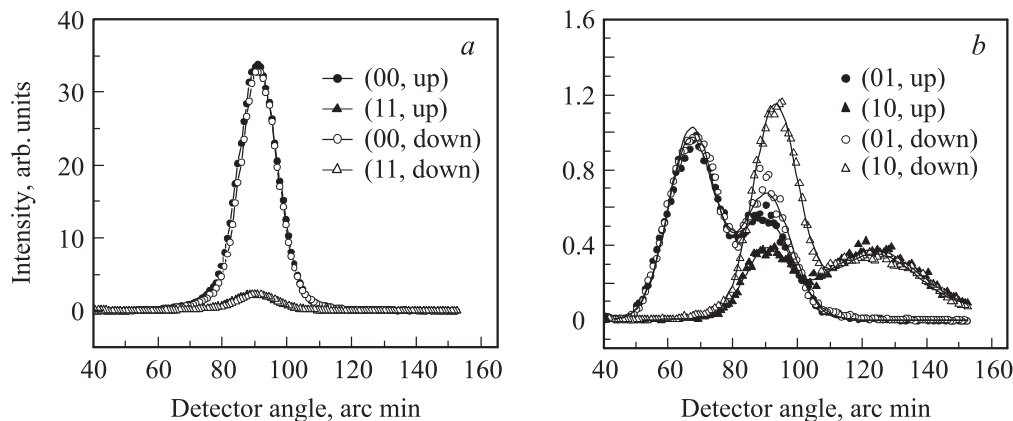


Рис. 4. Интенсивности для противоположно намагниченных состояний пленки (up и down). Измерения при  $H = 7$  Oe,  $\vartheta_i = 45'$ .

выми величины „зеркальных“ пиков, но наблюдается существенное различие незеркальных отражений. Кроме того, отметим, что при росте поля от 7 до 800 Oe „зеркальные“ отражения для первого образца практически не изменились. Из рис. 3, *a* хорошо видны и разные структуры незеркального отражения (01) при  $\theta < 85'$ . Приведенные результаты очень сложно (может быть, и невозможно) объяснить, используя лишь простые модели однонаправленных магнитных текстур с разными величинами  $\langle |\alpha_i| \rangle$ , что опять приводит к вопросу о механизмах переворота спина нейтрона в конкретных образцах. Можно, например, предположить, что для второго образца в „зеркальных“ отражениях (01) и (10) при  $H = 7$  Oe имеются две компоненты, одна из которых исчезает при  $H = 800$  Oe.

#### 4. Противоположно намагниченные состояния пленки

При перемангничивании Co–Fe-пленок часто наблюдаются эффекты, которые указывают на некую неэквивалентность противоположно намагниченных состояний. Приведенные на рис. 4 экспериментальные данные получены следующим образом. После изготовления пленки толщиной  $2.5 \mu\text{m}$  и размерами  $210 \times 80 \text{ mm}$  в ней обнаружена однонаправленная магнитная текстура. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль направления легкой оси намагничивания (короткая сторона). Юстировка образца выполнялась так, чтобы при выбранном угле  $\vartheta_i$  максимум интенсивности зеркального отражения  $J(00)$  наблюдался при соответствующем положении детекторной системы. После приложения поля  $H = 750$  Oe ток электромагнита выключался, и в остаточном поле  $H = 7$  Oe выполнялись измерения угловых распределений интенсивностей. Затем пленка поворачивалась на  $180^\circ$  вокруг нормали к ее поверхности и процедура повторялась. Символ „up“ соответствует  $\mathbf{M} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ , где  $\mathbf{M}$  — намагниченность исходного состояния пленки. Из рис. 4 видно сильное изменение „зеркального“ отражения (10) после перемангничивания

пленки:  $T = Q_{\text{down}}(10)/Q_{\text{up}}(10) = 3.3(1)$ , но при этом заметных различий интенсивностей других пиков не наблюдалось. Для  $\vartheta_i = 39'$  и  $52'$  получен такой же результат:  $T = 3.0(2)$ .

Этот образец часто использовался для калибровочных измерений ( $\vartheta_i \approx 39'$ ), среди которых нашлись измерения при 7 и 750 Oe, которые для противоположно намагниченных состояний выполнялись с интервалом более двух лет. Причиной полученного при  $H = 7$  Oe меньшего значения  $T = 2.3(1)$  может быть уже известное „старение“ пленки [13,14]. Более существенным моментом можно считать то, что при  $H = 750$  Oe интенсивности „зеркальных“ и незеркальных отражений (10) стали меньше примерно в 3 раза, но параметр  $T$  не изменился.

#### 5. Рефлектометрические измерения на пленке железа

Часто предполагают, что происхождение незеркальных отражений обусловлено присутствием латеральных флуктуаций плотности длины рассеяния нейтронов с размерами меньше латеральной проекции длины когерентности нейтрона. В частности, наличием магнитных доменов „подходящих размеров“ объясняются [15] и результаты [5]. Приведенных выше и в работе [9] экспериментальных данных достаточно для однозначного вывода: причиной наблюдаемых нами незеркальных отражений является изменение зеэмановской энергии нейтрона после его взаимодействия с образцом. Тем не менее причиной сильных различий угловых распределений интенсивностей рассеянных нейтронов являются, по-видимому, размеры магнитных доменов, для демонстрации чего приведем небольшой фрагмент исследований в этом направлении.

Пленка железа толщиной  $2 \mu\text{m}$  изготовлена при тех условиях, что и Co–Fe-пленки, но в ней не обнаружено остаточной намагниченности до и после приложения поля  $H = 800$  Oe. Толщина стеклянной подложки —  $0.4 \text{ mm}$ . Образец приклеивался на стеклянную пластину

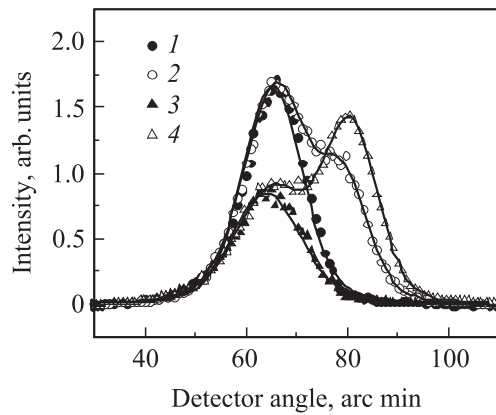


Рис. 5. Интенсивности  $J(01)$  (1,3) и  $J(10)$  (2,4), измеренные на пленке Fe при 420 (1,2) и 770 Oe (3,4).

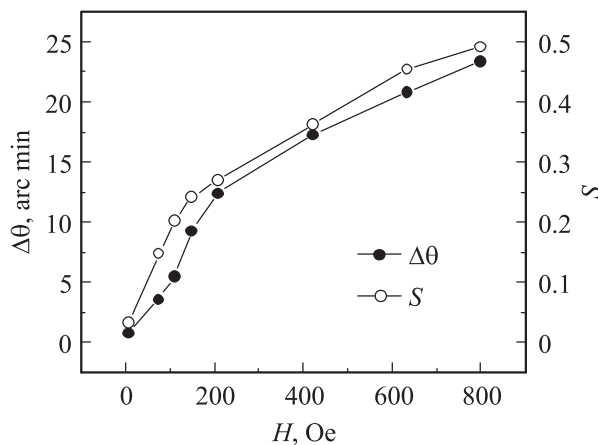


Рис. 6. Полевые зависимости разности  $\Delta\theta$  угловых положений пиков (01) и (10) и отношения  $S = (Q(00) - Q(11))/(Q(00) + Q(11))$  для пленки железа при  $\vartheta_i = 39^\circ$ .

толщиной 5 nm. Такая конструкция и сильное поглощение нейтронов в борированном стекле подложки позволяют работать только с отраженными пучками.

Расщепление „зеркальных“ и незеркальных отражений при любом направлении  $\mathbf{H}$  в плоскости пленки железа видно лишь при больших величинах  $H$ . Вблизи максимальной величины угла полного отражения, когда интенсивность пика (00) начинает падать, незеркальное отражение (01), как и для Co-Fe-пленок, имеет очень малую интенсивность. Поэтому на рис. 5 видны „зеркальные“ ( $\theta \approx 65^\circ$ ) и незеркальные пики (10). При росте магнитного поля от 440 до 770 Oe интегральные интенсивности „зеркальных“ отражений падают примерно на 70%, а незеркальных растут на такую же величину. При большем угле скользкого падения ( $\vartheta_i \approx 39^\circ$ ) появляется незеркальный пик (01), и на рис. 6 приведена полевая зависимость  $\Delta\theta$  углового расстояния между ним и незеркальным отражением (10). Там же показано и отношение  $S = (Q(00) - Q(11))/(Q(00) + Q(11))$ , которое считается мерой намагниченности пленки. Таким

образом,  $\Delta\theta$  пропорционально величине  $\langle \mathbf{B}_i \rangle$ , что соответствует выражениям (11) и (15). Полуширины всех отраженных пиков не изменяются при росте  $H$ , т.е. диффузное рассеяние на магнитных неоднородностях здесь не проявляется.

Выражения (8) и (15), казалось бы, позволяют понять и причину качественного различия полевых зависимостей интенсивностей „зеркальных“ и незеркальных пиков (рис. 5), но в них содержатся коэффициенты отражений  $r$  и  $\eta$ , зависимости которых от параметра  $\langle |\alpha_i| \rangle$  неизвестны. Поэтому пока можно лишь предположить, что незеркальные отражения являются результатом когерентного малоуглового рассеяния. Такое предположение не противоречит полученным нами многочисленным экспериментальным данным, но для его проверки необходимы дополнительные исследования, в частности измерения в сильных магнитных полях, ортогональных плоскости пленки. Отметим также, что для пленки железа интенсивности „зеркальных“ отражений соответствуют выражению (8).

## 6. Заключение

Рефлектометрия поляризованных нейтронов, казалось бы, позволяет довольно просто определить доменную структуру анизотропной пленки с большой остаточной намагниченностью. Полное решение этой задачи пока не получено, но выполненных на таких образцах результатов измерений оказалось достаточно для построения общей схемы асимметричного малоуглового рассеяния. Очевидное следствие нашей схемы — возможность однозначной идентификации одноосных и однонаправленных магнитных текстур, что существенно при изучении природы наведенной анизотропии и других проявлений „магнитной памяти“. Кроме того, обнаруженные эффекты позволяют считать целесообразным использование предлагаемой методики для исследования механизмов переворота спина нейтрона в конкретных образцах.

Автор благодарит многих сотрудников Отделения нейтронных исследований за существенную помощь на разных этапах работы, а также сменный персонал реактора ВВР-М за возможность выполнения длительных измерений.

## Список литературы

- [1] G.P. Felcher, S. Adenwalla, V.O. De Haan, A.A. Van Well. Nature **377**, 409 (1995).
- [2] А.В. Ковалев, Г.Е. Шмелев. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **4**, 33 (2001).
- [3] А.В. Ковалев. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **10**, 51 (2004).
- [4] A.V. Kovalev. Physics of electronic materials. 2nd Int. Conf. Proc. Kaluga (2005). V. 1. P. 49.
- [5] Th. Krist, D.J. Müller, F. Mezei. Physica B **267–268**, 194 (1999).

- [6] А.В. Ковалев. Междунар. научн. конф. „Актуальные проблемы физики твердого тела“. Сб. докл. Минск (2007). Т. 1. С. 95.
- [7] S.V. Grigoriev, S.V. Maleyev, V.V. Deriglazov, A.I. Okorokov, N.H. van Dijk, E. Brück, J.C.P. Klaasse, H. Eckerlebe, G. Kozik. *Appl. Phys. A* **74** (Suppl.), 719 (2002).
- [8] Д.А. Корнеев, В.И. Боднарчук, В.К. Игнатович. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 900 (1996).
- [9] А.В. Ковалев. Исследовано в России. *Электрон. журн.* **36**, 343 (2007); <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2007/036.pdf>.
- [10] A.V. Kovalev, L.A. Akselrod. *Cond-mat/0011424*.
- [11] A.L. Okorokov, V.V. Runov. *Physica B* **297**, 239 (2001).
- [12] G.P. Felcher. *Physica B* **267–268**, 154 (1999).
- [13] A.V. Kovalev. *Physics of electronic materials. 3rd Int. Conf. Proc. Kaluga* (2008). V. 2. P. 160.
- [14] A.V. Kovalev. *Moscow Int. Symp. on magnetism. Book of Abstracts. M.* (2008). P. 172.
- [15] B.P. Toperverg. *Physica B* **297**, 160 (2001).