

05

Некоторые особенности малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов ферромагнетиками при наклонной геометрии измерений

© А.В. Ковалев

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

E-mail: kovalev@pnpi.spb.ru

(Поступила в Редакцию 12 июля 2011 г.)

На установке „Вектор“ (реактор ВВР-М, Гатчина) измерены угловые распределения интенсивностей поляризованных нейтронов, рассеянных на фольгах сплава $\text{Fe}_{51}\text{Co}_{46}\text{V}_{2.5}\text{Mn}_{0.5}$ толщиной $25\ \mu\text{m}$ при разных углах между плоскостями образцов и направлением первичного нейтронного пучка. Магнитные поля от 7 Ое до 7.4 кОе прикладывались вдоль вертикальной и горизонтальной осей. Показано, что основной причиной „асимметричного“ рассеяния является изменения зеемановской энергии нейтронов при перевороте их спинов. Отмечены уникальные возможности излагаемой методики исследований.

Работа выполнена в рамках Программы ОФН РАН „Нейтронные исследования структуры вещества и фундаментальных свойств материи“.

1. Введение

Настоящая работа является продолжением исследований, выполненных на ферромагнитных пленках сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$, полученных методом магнетронного распыления. На таких пленках в небольшом интервале углов скользящего падения $\Delta\varphi$ между отраженными и преломленными пиками интенсивностей обнаружены определенные корреляции [1]. В частности, для каждого незеркального отражения имеется соответствующий пик рассеянных нейтронов. При росте угла φ интенсивности отраженных нейтронов падают и в конечном счете остается „асимметричное“ малоугловое рассеяние (МР), которое наблюдалось и на фольге сплава $\text{Fe}_{51}\text{Co}_{46}\text{V}_{2.5}\text{Mn}_{0.5}$ [2].

Метод наклонного падения нейтронного пучка оказывается наиболее эффективным вариантом МР, которое нами используется для изучения эволюции магнитных текстур при термической и магнитной обработке образцов в рамках задачи о природе наведенной анизотропии [3]. Эффект право-левой асимметрии позволяет, в частности, определять исходные состояния пленок: наличие в них однонаправленных или одноосных текстур [4]. В этом простом случае картина рассеяния и механизм переворота спина нейтрона связаны с пространственной ориентацией доменов образца.

Пример более сложного асимметричного эффекта — рассеяние на спиновых волнах [5,6], при изучении которого, однако, не учитывались изменения зеемановской энергии нейтронов. Кроме того, существует мнение, что для получения надежных и достаточных экспериментальных данных измерения необходимо выполнять без анализа поляризации рассеянных нейтронов, что проще и быстрее сделать с двумерным детектором нейтронов. После оснащения установки „Вектор“ таким детектором были выполнены измерения на фольгах, резуль-

таты которых легко получить после соответствующей обработки приводимых далее экспериментальных данных. Однозначное решение обратной задачи оказывается невозможным.

2. Схема измерений и методика обработки экспериментальных данных

В установке „Вектор“, схему которой можно найти в [7], вместо сложного узла образца использовались два электромагнита. Изложение методики исследований приведем на примере одной серии измерений, результаты которых позволяют сформулировать и задачи настоящей работы.

Поле $H = 770$ Ое прикладывалось в плоскости фольги вдоль вертикальной оси, вокруг которой образец можно было поворачивать на любой угол. При каждом фиксированном угле падения нейтронного пучка φ детекторная система перемещалась с шагом $\Delta\theta \approx 0.87'$ и последовательно измерялись 4 типа интенсивностей $J(mn)$. Здесь символами m и n указываются направления спинов нейтронов \mathbf{S} до (m) и после (n) образца; 0 соответствует $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$, 1 — $\mathbf{S} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$. Пики на угловых распределениях $J(mn)$ обозначаются символами (mn). Для описания показанных на рис. 1 экспериментальных данных используем результаты исследований, выполненных на пленках [1,8].

Причиной сложной картины угловых распределений интенсивностей отраженных нейтронов ($\theta > 45'$), является большая дисперсия магнитной текстуры. На кривой $J(00)$ виден пик зеркального отражения ($\theta = 2\varphi \approx 90'$) и незеркальные отражения, соответствующие двум вариантам переворота спина нейтрона на границе и внутри образца: $(++)(+ -)(- +)$ и $(+ -)(- +)(++)$ [1]. Сильное отличие формы кривых

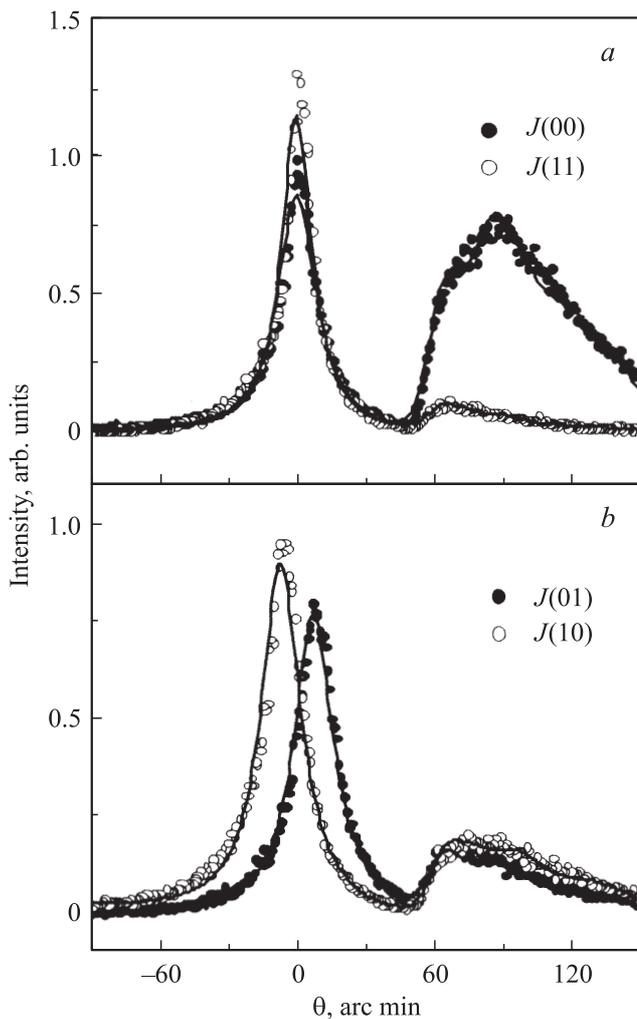


Рис. 1. Угловые распределения интенсивностей отраженных и преломленных нейтронов при $H = 770$ Ое и угле скользшего падения $\varphi \approx 45'$. Результаты счета импульсов разделены на 1000.

$J(00)$ и $J(11)$ (асимметрия формы) — следствие разной глубины проникновения нейтронных волн с противоположными направлениями \mathbf{S} , что приводит к непропорциональным вкладам зеркальных и незеркальных отражений в эти кривые. Аналогичные пики содержатся и в отраженных интенсивностях $J(01)$ и $J(10)$. Очевидное отличие сумм интегральных интенсивностей $Q^+ = Q(00) + Q(01)$ и $Q^- = Q(11) + Q(10)$ здесь можно объяснить наличием сильного поглощения нейтронов ядрами кобальта. При больших углах φ в пределах погрешности $Q^+ = Q^-$. Однако в некоторых случаях отношение $Q^-/Q^+ > 1$ при $\varphi = 90^\circ$ растет с падением φ , что позволяет использовать наклонную геометрию измерений для определения природы этого эффекта.

Основным недостатком полной схемы поляризационного анализа считаются систематические погрешности, источником которых являются анализаторы детекторной системы. Предложенный метод предварительной

обработки экспериментальных данных [8] позволяет довольно просто учитывать эти погрешности, после чего кривые рассеяния аппроксимируются суммой функций Гаусса и Лорентца, коэффициенты смешивания которых варьируются. Совокупность параметров отдельных пиков, полученных при разных условиях измерений, и является самым полным массивом данных, которые можно получить методом МР поляризованных нейтронов.

После работы с пленками легко понять, что одиночные пики интенсивностей для рассеянных нейтронов ($\theta < 45'$) на рис. 1 наблюдаются потому, что вероятности переворотов спина нейтрона внутри образца значительно больше, чем на его границах. Причиной углового расщепления $\Delta\theta$ пиков (01) и (10) здесь являются противоположные знаки изменений зеемановской энергии нейтронов. При росте H вероятность переворота спина нейтрона на магнитно-неколлинеарных границах падает и возникает вопрос о возможности обнаружения рассеяния на спиновых волнах.

Исходным материалом для изучения такого рассеяния считается разность

$$\Delta J(\theta) = \{[J(11, \theta) + J(10, \theta)] - [J(00, \theta) + J(01, \theta)]\}, \quad (1)$$

после вычисления которой предполагается, что сечение рассеяния на спиновых волнах пропорционально величине

$$\Delta I_a = [\Delta J(\theta) - \Delta J(-\theta)]. \quad (2)$$

При вертикальном направлении намагниченности образца $\Delta I_a = 0$, для проверки чего необходимо использовать лишь те результаты измерений, при которых можно не учитывать интенсивности отраженных нейтронов. С другой стороны, рассеяние на спиновых волнах может давать разные вклады в интегральные интенсивности пиков (01) и (10), для определения которых необходимо выбрать оптимальные условия измерений: $\varphi = 45^\circ$, а горизонтальное поле \mathbf{H} , величина которого достаточна для намагничивания образца, лежит в его плоскости. В настоящей работе изучались возможности использования эффекта Зеемана для решения других задач, но в процессе работы стали понятны условия, при которых нельзя использовать методику [5,6].

Измерения выполнялись на разных образцах, вырезанных из одного рулона фольги.

3. Эффект Зеемана при малоугловом рассеянии нейтронов

Для эффекта Зеемана относительные положения пиков (01) и (10) преломленных нейтронов должны однозначным образом соответствовать знаку угла между направлением нейтронного пучка и плоскостью образца. Пусть на рис. 2, a $\varphi > 0$, а система координат для отсчета углов θ выбрана так, чтобы для максимальной интенсивности пика (01) $\theta(01) > 0$. Тогда при $\varphi < 0$ окажется $\theta(01) < 0$ (рис. 2, b).

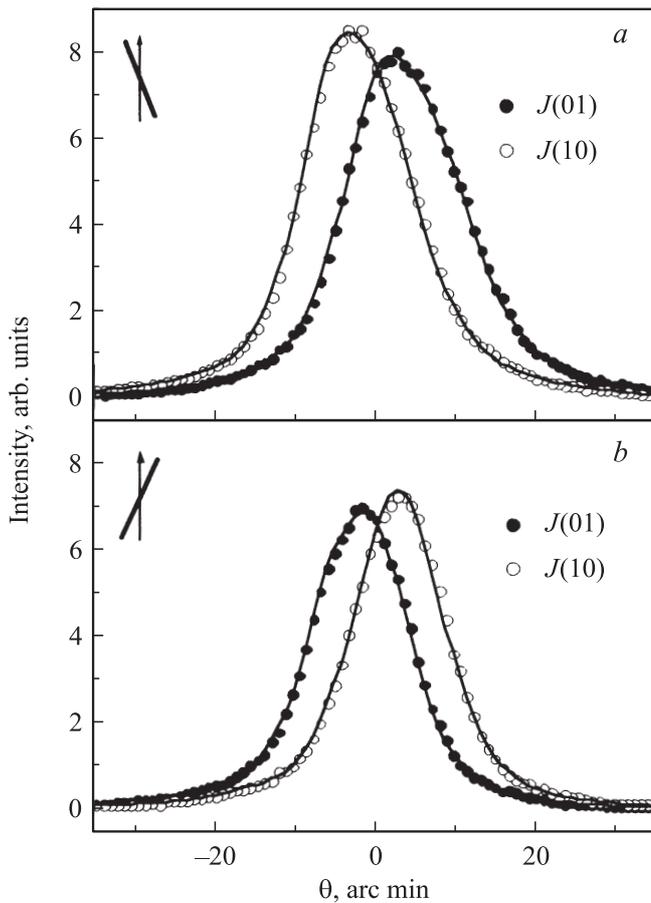


Рис. 2. Угловые распределения интенсивностей преломленных нейтронов при $H = 400$ Ое и углах $\varphi \approx +7^\circ$ (a) и $\varphi \approx -8^\circ$ (b). Стрелками показано направление первичного нейтронного пучка.

Для объяснения полученного результата, который не зависит от направления \mathbf{H} , в рамках идеальной модели [1] вычислим изменение зеемановской энергии ΔU_Z для нейтронов, соответствующих пику (01). До образца $U_Z = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{H} = \mu H$, так как магнитный момент нейтрона $\boldsymbol{\mu} \uparrow \downarrow \mathbf{S}$. После прохождения первой границы без переворота спина нейтрона его потенциальная энергия изменится на величину $\Delta U_1 = U_n + \mu(B - H)$, где U_n — энергия ядерного взаимодействия нейтрона с материалом образца. Далее предполагается, что внутри образца переворот спина происходит без изменения импульса нейтрона вдоль нормали к поверхности образца. (Механизмы малоуглового рассеяния, приводящие к нарушению этого условия, представляют, по-видимому, особый интерес.) На второй границе $\Delta U_2 = -U_n + \mu(B - H)$, т. е.

$$\Delta U_Z(01) = \Delta U_1 + \Delta U_2 = 2\mu(B - H). \quad (3)$$

Полученное изменение U_Z приводит к уменьшению $\Delta \mathbf{p}_n$ нормальной компоненты импульса нейтрона, что при

$\varphi > 0$ соответствует $\theta(01) > 0$. Для пика (10) получим

$$\Delta U_Z(10) = -2\mu(B - H) \quad (4)$$

и противоположное направление $\Delta \mathbf{p}_n$. При повороте образца по часовой стрелке (рис. 2, b) направление нормали к нему в выбранной системе отсчета углов становится другим, что приводит к перестановке пиков (01) и (10).

На рис. 3 приведены результаты обработки экспериментальных данных, показанных на рис. 2. Отличие величин $|\varphi|$ здесь позволяет показать преимущества полной схемы поляризационного анализа рассеянных нейтронов. Попробуем сначала понять логику вычислений антисимметричной части магнитного рассеяния (2), для получения которой необходимо сначала из результатов измерений вычесть вклад симметричного рассеяния. Для получения результата рассеяния на спиновых волнах в [6], по-видимому, предполагалось, что после операции (1) получится асимметричная кривая

$$\Delta J_1(\theta) = [J(10, \theta) - J(01, \theta)], \quad (5)$$

т. е. должно выполняться условие

$$\Delta J_2(\theta) = [J(11, \theta) - J(00, \theta)] = 0, \quad (6)$$

слабое нарушение которого в рассматриваемом случае приводит к тому, что кривые 1 и 2 на рис. 3 практически совпадают. Однако для $\varphi \approx +7^\circ$ видна асимметрия этих кривых, которая исчезает при $\varphi \approx -8^\circ$.

Из приведенных в [6] формул следует, что при наличии доменов с разными направлениями индукции можно в принципе наблюдать слабый вклад рассеяния на спиновых волнах и для вертикального направления \mathbf{H} . Но причиной асимметрии кривой 1 на рис. 3 в этом случае может быть только эффект Зеемана и разные

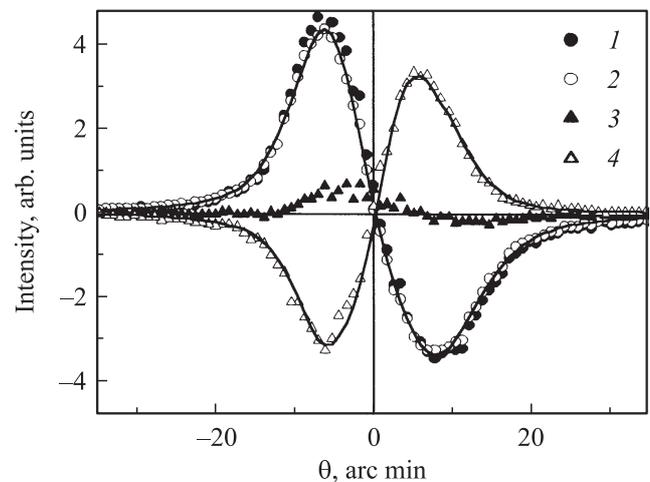


Рис. 3. Разности интенсивностей $\Delta J(\theta) = \{[J(11, \theta) + J(10, \theta)] - [J(00, \theta) + J(01, \theta)]\}$ (1), $\Delta J_1 = [J(10, \theta) - J(01, \theta)]$ (2), $\Delta J_2(\theta) = [J(11, \theta) - J(00, \theta)]$ (3) при $H = 400$ Ое и $\varphi \approx +7^\circ$; $\Delta J(\theta)$ для $\varphi \approx -8^\circ$ (4).

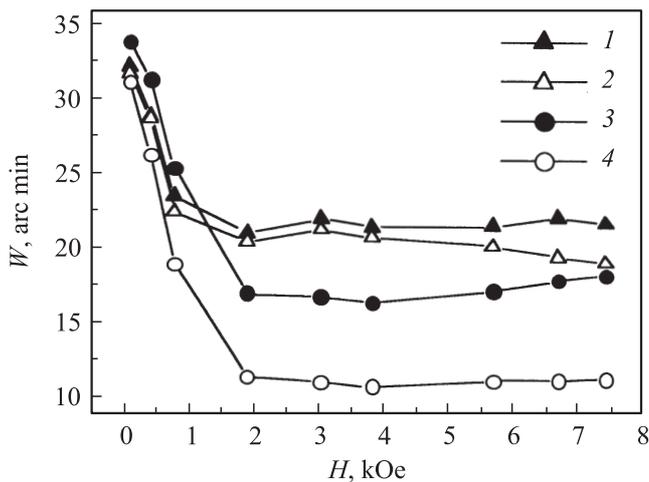


Рис. 4. Полевые зависимости полуширин W пиков (01) (1), (10) (2), (00) (3) и (11) (4) при $\varphi \approx +3^\circ$.

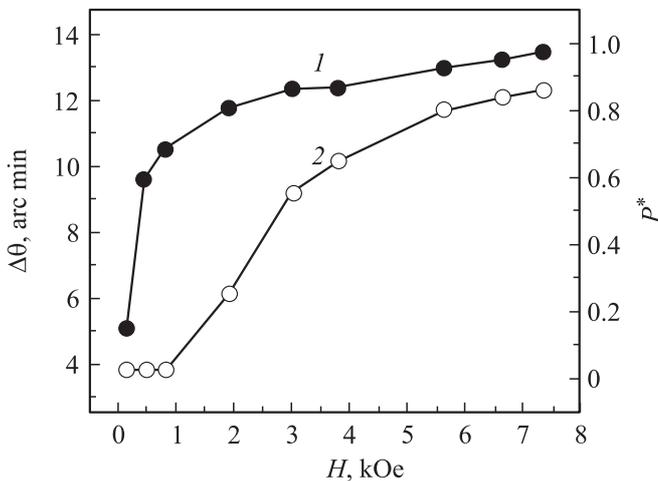


Рис. 5. Зависимости углового расстояния $\Delta\theta$ (1) между пиками (01) и (10) и „поляризации“ P^* (2) рассеянных нейтронов от величины внешнего магнитного поля H при $\varphi \approx 3^\circ$.

параметры пиков (01) и (10). Действительно, отношение интегральных интенсивностей $Q(10)/Q(01) = 1.01(1)$, но полуширина $W(10) = 15.4(1)'$, а $W(01) = 16.7(1)'$. (При $\varphi \approx -8^\circ$ $W(10) = 13.3(1)'$, $W(01) = 13.9(1)'$ и асимметрии кривой 4 не видно.)

Зависимости $W(H)$ (рис. 4), измеренные при $\varphi \approx 3^\circ$ в полях до 7.4 kOe отражают изменения магнитной текстуры при намагничивании образца: рост размеров доменов и упорядочение направлений индукции \mathbf{B}_i . После быстрого падения полуширин всех пиков при $H > 2$ kOe наблюдаются их слабые изменения. Во всем интервале полей $W(01) > W(10)$ и $W(00) > W(11)$. Причина сильного отличия $W(00)$ и $W(11)$ при $H \geq 1$ kOe — разные амплитуды рассеяния нейтронов для противоположных направлений \mathbf{S} .

Из выражений (3) и (4) следует, что при фиксированном угле φ угловое расщепление $\Delta\theta$ пропорционально

разности $(\langle B \rangle - H)$, где $\langle B \rangle$ — средняя величина индукции на поверхности фольги. Величина же „поляризации“ при достаточно больших H должна стремиться к 1, если перевороты спинов нейтронов происходят на магнитно-неколлинеарных границах. Поляризацией здесь называются отношения

$$P^* = [Q(00) - Q(01)]/[Q(00) + Q(01)] \approx [Q(11) - Q(10)]/[Q(11) + Q(10)], \quad (7)$$

где $Q(mn)$ — интегральные интенсивности пиков (mn) . Отметим, что при наклонной геометрии измерений традиционные определения

$$P^+(\theta) = [J(00, \theta) - J(01, \theta)]/[J(00, \theta) + J(01, \theta)],$$

$$P^-(\theta) = [J(11, \theta) - J(10, \theta)]/[J(11, \theta) + J(10, \theta)] \quad (8)$$

физического смысла не имеют.

В идеальной модели „зеemanовского расщепления“ при вычислении величин $\Delta\theta$ используется условие сохранения энергии нейтрона при упругом рассеянии [9]. Для фольги результаты таких вычислений соответствуют измеренным величинам $\Delta\theta$ лишь при $\varphi \geq 3^\circ$, но для пленки ожидаемые результаты ($\Delta\theta \sim 1/\varphi$) получаются и при $\varphi < 3^\circ$ [4]. Однозначного объяснения такого эффекта предложить пока не удалось. Сильное отличие зависимостей $\Delta\theta(H)$ и $P^*(H)$ при $H < 4$ kOe (рис. 5) исчезает при $\varphi \approx 10^\circ$, причиной чего является падение вероятности переворота p спинов рассеянных нейтронов, так как $P^* \approx 0$ при $p > 1/2$.

В этой серии измерений асимметрия кривых $\Delta J_1(\theta) = [J(10, \theta) - J(01, \theta)]$ наблюдались при всех H . После роста „амплитуд“ этих кривых (до $H \approx 2$ kOe) происходит их падение, что связано с изменениями интенсивностей пиков (10) и (01) и их углового расщепления $\Delta\theta$.

Но на рис. 6,а видна и асимметрия кривых $\Delta J_2(\theta) = [J(11, \theta) - J(00, \theta)]$, которая увеличивается с ростом H . Причиной этого эффекта является относительное смещение максимумов пиков (00) и (11), после совмещения которых асимметрия исчезает. (При $\varphi \approx 3^\circ$ $\Delta\theta \approx 1.0(2)'$. Для углов $\pm\varphi$ наблюдаются разные знаки такой асимметрии.)

В рассматриваемом случае „асимметрия“ разности (1) (рис. 6, b), которая используется при обработке экспериментальных данных, полученных на установках без измерения поляризации рассеянных нейтронов, сложным образом изменяется с ростом намагниченности образца, причина чего очевидна.

Таким образом, использовать методику обработки [5,6] для наших образцов нельзя, но изменение „стандартного“ вида разности $\Delta J_1(\theta) = [J(10, \theta) - J(01, \theta)]$ при больших H позволило обнаружить слабый эффект и исправить ошибку, допущенную при первой обработке экспериментальных данных.

Измерения выполнялись в магните с горизонтальным полем ($H_{\max} = 5.5$ kOe). Если поле параллельно

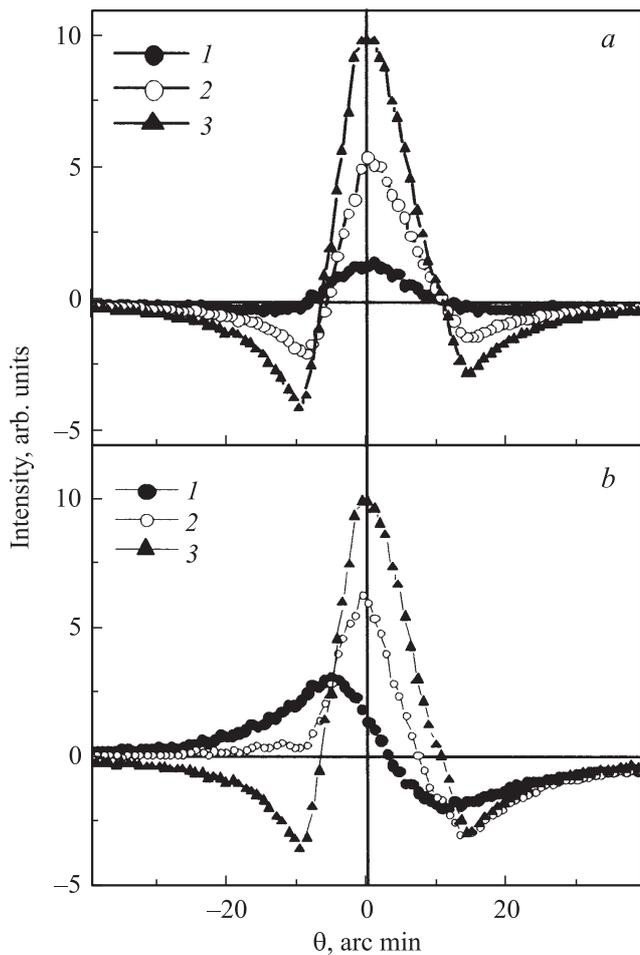


Рис. 6. Разности интенсивностей $[J(11) - J(00)]$ (a) и $\{[J(11) + J(10)] - [J(00) + J(01)]\}$ (b) при $H = 0.8$ (1), 1.9 (2) и 7.4 (3) kOe.

плоскости фольги, то угол φ можно было изменять от 25° до 90° . Для получения меньшего угла φ фольга была повернута в магните вокруг вертикальной оси так, чтобы получить $\varphi \approx -10^\circ$, т.е. угол χ между \mathbf{H} и плоскостью фольги равен 15° . При такой геометрии измерений зависимость $P^*(H)$ практически совпала с кривой 2 на рис. 5, но при одинаковой обработке экспериментальных данных (варьировались параметры одиночных пиков) получились сильные качественные отличия зависимостей $\Delta\theta(H)$, приведенных на рис. 5 и 7. При росте горизонтального поля изменилась и форма кривых $\Delta J_1(\theta)$, пример показан на вставке к рис. 7. (ΔJ_1 для $H = 5.09$ kOe умножены на 10.) После получения ожидаемых зависимостей $P^*(H)$, $\Delta\theta(H)$ и $\Delta J_1(\theta)$ для вертикального направления \mathbf{H} при $\varphi \approx 10^\circ$ оставалось найти ошибку вычислений, которая привела к сильному искажению кривой 1 (рис. 7).

На рис. 8 угловые распределения $J(10, \theta)$ и $J(01, \theta)$ изображены так, чтобы в каждом из них было видно два пика интенсивностей. После соответствующих вычислений для „нормальных“ пиков (10) и (01) по-

лучилась действительная величина $\Delta\theta = 3.1(3)'$. Теперь остается вопрос о происхождении других пиков, которые в рассматриваемом случае видны при $H > 3$ kOe. Пока отметим, что при указанной геометрии измерений можно наблюдать рассеяние на спиновых волнах. Однако для получения более определенного ответа необходимы дополнительные исследования, чтобы исключить другие варианты объяснения обнаруженного эффекта.

Таким образом, при изучении механизмов МР поляризованных нейтронов и физических свойств образцов необходимо учитывать все особенности получения экспериментальных данных и методов их обработки. При больших углах φ сложно увидеть структуру угловых распределений $J(mn, \theta)$, но ее слабые изменения можно обнаружить после вычисления зависимостей $\Delta J_1(\theta)$ и $\Delta J_2(\theta)$.

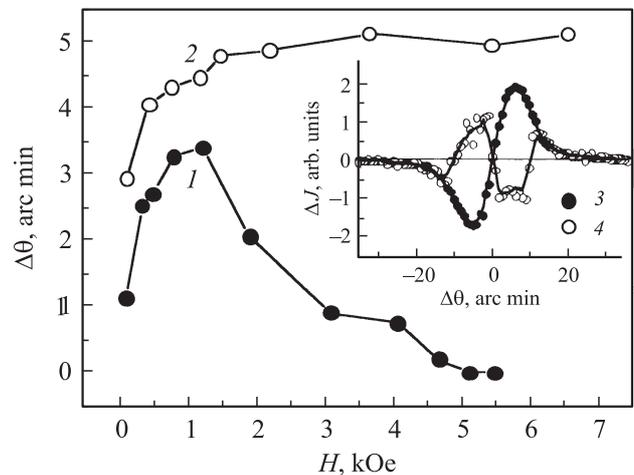


Рис. 7. Полевые зависимости угловых расстояний $\Delta\theta(H)$ между пиками (01) и (10) при $|\varphi| \approx 10^\circ$ для горизонтального (1) и вертикального (2) направлений \mathbf{H} , вычисленные при аппроксимации интенсивностей $J(01, \theta)$ и $J(10, \theta)$ одиночными пиками. На вставке для горизонтального поля показаны разности $\Delta J_1(\theta) = [J(10, \theta) - J(01, \theta)]$ при 1.2 kOe (3) и 5.09 kOe (4).

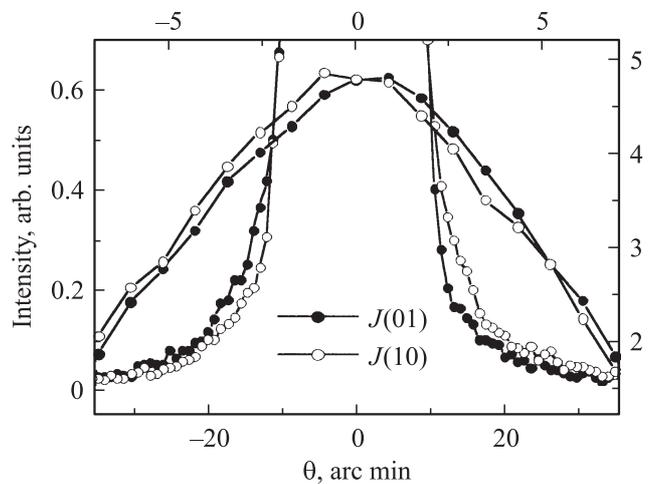


Рис. 8. Угловые распределения интенсивностей для горизонтального поля $H = 5.09$ kOe при углах $\varphi \approx -10^\circ$ и $\chi \approx 15^\circ$.

4. Заключение

При анализе результатов малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов, полученных на фольгах и массивных образцах при наклонной геометрии измерений, до сих пор не учитывались эффекты „зеэмановского расщепления“, что существенно ограничивает круг решаемых задач. В настоящей работе последовательно изложена экспериментальная часть методики, которую можно использовать, например, для изучения механизмов наведенной магнитной анизотропии.

Приведенные результаты соответствуют предложенной ранее модели, в которой учитываются разные варианты изменения зеэмановской энергии нейтронов. Все особенности магнитной текстуры образца и условий измерений проявляются в картинах угловых распределений интенсивностей рассеянных нейтронов. Понятно, что для использования уникальных возможностей предлагаемой методики исследований необходим полный поляризационный анализ рассеянных нейтронов.

Автор благодарит В.В. Рунова за постоянный интерес к выполняемым исследованиям и обсуждение полученных экспериментальных данных, а также сменный персонал реактора ВВР-М за возможность выполнения измерений.

Список литературы

- [1] А.В. Ковалев. ФТТ **52**, 883 (2010).
- [2] А.В. Ковалев. XXI совещ. по использованию рассеяния нейтронов в исследования конденсированного состояния. Тез. докл. М. (2010). с. 48.
- [3] А.В. Ковалев. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования *10*, 51 (2004).
- [4] А.В. Ковалев. Междунар. научн. конф. „Актуальные проблемы физики твердого тела“. Сб. докл. Минск (2007). Т. 1. С. 95.
- [5] А.И. Окорок, В.В. Рунов, Б.П. Топерверг, А.Д. Третьяков, Е.И. Мальцев, И.М. Пузей, В.Е. Михайлова. Письма в ЖЭТФ **43**, 390 (1986).
- [6] 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).
- [7] A.I. Okorokov, V.V. Runov. Physica B **297**, 239 (2001).
- [8] А.В. Ковалев. ФТТ **53**, 669 (2011).
- [9] G.P. Felcher, S. Adenwalla, V.O. De Haan, A.A. Van Well. Nature **377**, 409 (1995).