

05
Особенности рассеяния нейтронов при термической обработке сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$

© А.В. Ковалев, О.П. Смирнов

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра „Курчатовский институт“,
 Гатчина, Ленинградская обл., Россия
 E-mail: kovalev@npni.spb.ru

(Поступила в Редакцию 18 июня 2012 г.)

Приводятся результаты изучения малоуглового рассеяния нейтронов, полученные в процессе отжига двух пластинок сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ при нагреве первого образца до 360°C , второго до 500°C и при малых величинах ($H \approx 3 \text{ Oe}$) приложенных к ним магнитных полей. Для выяснения роли примеси V измерения выполнялись и на сплаве $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}$. Методом нейтронной дифракции установлено, что при температурах меньше 360°C начинается упорядочение атомов Fe и Co, в результате которого изменяется пространственная группа кристаллической структуры. С ростом температуры в сплаве $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ происходит формирование мелкодисперсной фазы, что приводит к качественному изменению картины малоуглового рассеяния. После отжига и намагничивания ($H > 4 \text{ kOe}$) второго образца обнаружено сильное различие интегральных интенсивностей рассеянных нейтронов для противоположных направлений их спинов в первичном пучке.

1. Введение

Железкокобальтовые сплавы используются, в частности, при изготовлении нейтронных систем [1], для реализации максимальной поляризующей способности которых необходим такой их химический состав, чтобы получить малое различие магнитной и ядерной амплитуд рассеяния нейтронов. Такие образцы позволяют обнаружить и наиболее сильные эффекты при малоугловом рассеянии нейтронов (МУРН) магнитными материалами.

Первые результаты были получены нами после изучения механизма термомагнитного эффекта на анизотропных пленках сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ толщиной $2.5 \mu\text{m}$ [2–4]. Метод МУРН позволил получить качественные данные об изменениях размеров магнитных доменов при отжиге пленок. Слабое магнитное поле $H \approx 3 \text{ Oe}$, необходимое для задания направления спинов падающих на образец нейтронов, прикладывалось вдоль нормали к поверхности образцов и не влияло на их магнитные текстуры. Такие условия измерений выбирались для исследования процессов самоорганизации магнитных текстур пленок. Предполагалось, что в пластинах, которые используются для синтеза пленок методом магнетронного распыления, имеется наведенная анизотропия прокатки и при отжиге вырезанных из них образцов будут наблюдаться аналогичные изменения интенсивностей рассеянных нейтронов.

При анализе экспериментальных данных [2–4] предлагалось учитывать влияние стеклянных подложек на процессы формирования магнитных текстур пленок. Для проверки этой гипотезы и были начаты измерения на массивных образцах. Полученные экспериментальные данные привели к необходимости выполнения нейтронографических исследований, целью которых было обнаружение возможных структурных фазовых переходов (ФП).

При исследовании свойств магнитных материалов наиболее эффективной конфигурацией метода МУРН оказывается наклонная геометрия измерений [5], при использовании которой был обнаружен эффект, результаты изучения природы которого приведены в разделе 5.

2. Методика измерений

Схема установки малоуглового рассеяния „Вектор“ (реактор ВВР-М, Гатчина) приведена в [6], а также в обзоре [7]. Перед каждым из 20 счетчиков, расположенных с интервалами $13'$, имеется анализатор для измерения четырех типов интенсивностей нейтронов $J(nm)$, рассеянных образцом. Длина волны нейтронов в максимуме спектрального распределения $\lambda \approx 8.2 \text{ \AA}$ ($\lambda \approx 9.2 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.25$) [8]. Часть экспериментальных данных получена при движении детекторной системы с шагом $\Delta\theta \approx 0.87'$. Кривые МУРН обычно приводятся в координатах модуль вектора рассеяния $q \approx (2\pi/\lambda)\theta$ — число регистрируемых детектором нейтронов, но в настоящей работе вместо q удобнее использовать угол θ .

Высокая степень поляризации первичного нейтронного пучка [9] позволяет считать, что до взаимодействия с образцом имеются „чистые“ квантовые состояния $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ или $\mathbf{S} \downarrow \downarrow \mathbf{H}$, где \mathbf{S} — спин нейтрона. Измеренное после рассеяния образцом угловое распределение интенсивности „без переворота спина нейтрона“ ($\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$) обозначим символом $J(00)$, а „с переворотом спина нейтрона“ ($\mathbf{S} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$) — символом $J(01)$. Для исходного состояния $\mathbf{S} \downarrow \downarrow \mathbf{H}$ получим соответственно $J(11)$ и $J(10)$. Направление спина S по отношению к полю H определялось методом измерения интенсивностей отраженных намагниченной пленкой нейтронов: при $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ должно быть $J(00) \gg J(11)$. Такая система обозначений

предложена потому, что при одном состоянии измерительной установки можно получить разные физические результаты [10].

Нейтронографические измерения выполнялись при комнатной температуре на порошковом дифрактометре [11] (реактор ВВР-М, Гатчина). Длина волны в пучке неполяризованных нейтронов $\lambda \approx 1.65 \text{ \AA}$.

3. Малоугловое рассеяние при отжиге образцов в малом магнитном поле

На рис. 1–3 показаны изменения интенсивностей (*a*) и профилей кривых малоуглового рассеяния (*b*) при термической обработке трех образцов, которые находились в заполненном гелием объеме вакуумной печи, а их плоскости устанавливались ортогонально направлению нейтронного пучка. При выборе максимальных температур отжига учитывались полученные на пленках результаты [2–4]: при $t \approx 350^\circ\text{C}$ начинаются сильные нерегулярные изменения измеряемых параметров, а по-

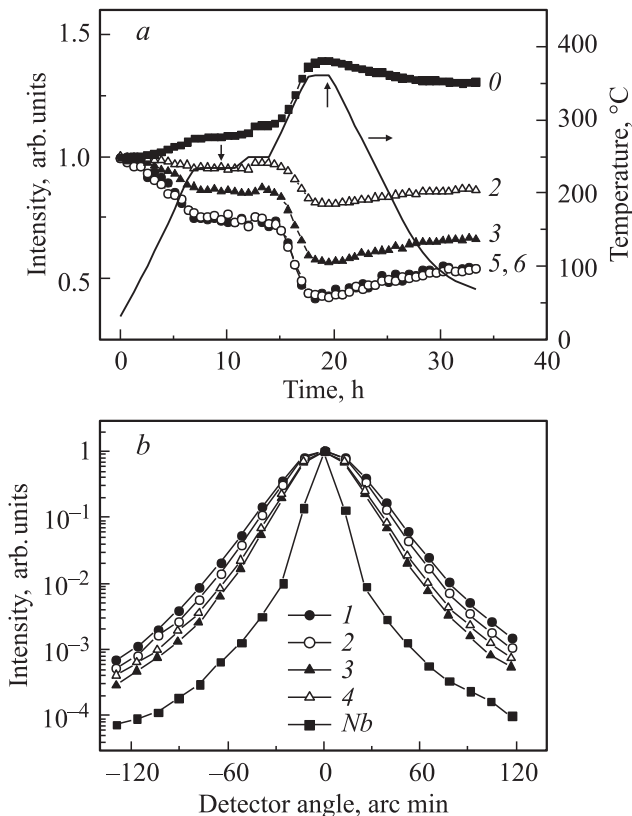


Рис. 1. *a*) Изменение интенсивностей в разных счетчиках детекторной системы при „низкотемпературном“ отжиге сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$. *b*) Профили малоуглового рассеяния в начале (1), конце (4) и при отмеченных вертикальными стрелками на части *a* временах выполнения измерений (2, 3), а также угловое распределение интенсивности падающего на образец нейтронного пучка (*Nb*). Номерам счетчиков *n* (указаны около кривых на части *a*) соответствуют интенсивности при углах $n(13)'$ (часть *b*).

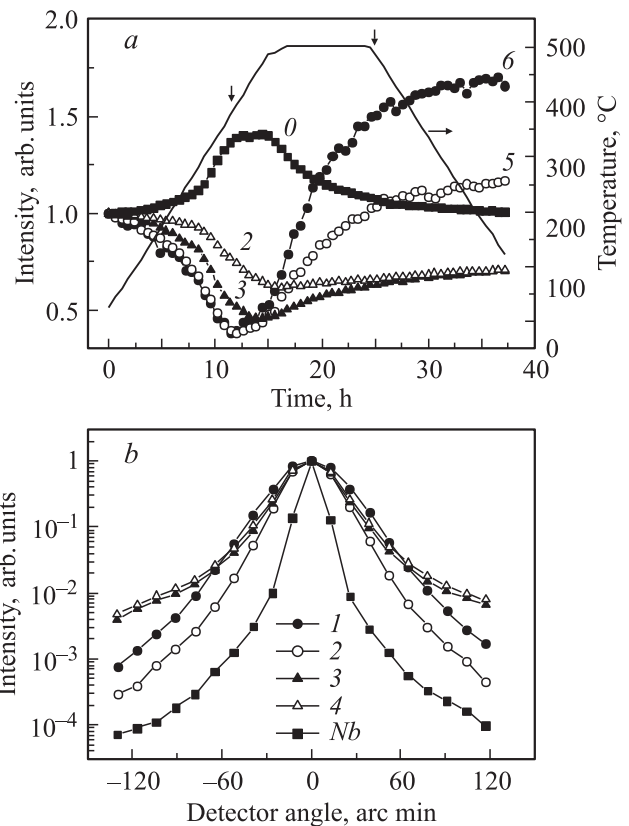


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но при более высокой температуре отжига образца.

сле отжига пленок при $t \approx 500^\circ\text{C}$ наблюдается воспроизводимость величины остаточной намагниченности.

Каждая точка на приводимых кривых — сумма четырех интенсивностей $J(mn)$, так как в этих опытах ($H \approx 3 \text{ Oe}$) величины всех $J(mn)$ совпадают, что является следствием многократных изменений спиновых состояний нейтронов на магнитно-неколлинеарных границах. Цифры *n* на частях *a* — номера счетчиков, поведение интенсивностей в которых отражают изменения формы кривой МУРН. В „нулевом“ счетчике измерялись интенсивности центральной части кривых МУРН. Угловое положение остальных счетчиков $\theta_n = (13n)'$. Вертикальными стрелками на зависимости изменения температуры отмечены ее значения, соответствующие кривым 2 и 3 на частях *b*, кривые 1 и 4 — результаты измерений в начале и конце процесса термообработки.

Впервые рассеяние нейтронов на малые углы (уширение хорошо коллимированного пучка примерно на $1'$) наблюдалось в ненамагниченном железе [12]. Далее рассматриваются два основных механизма МУРН: преломление нейтронных волн на границах доменов и малоугловая дифракция [13].

Полуширина первичного нейтронного пучка (рис. 1, *b*) $W_{Nb} \approx 11'$, а большие величины $W_s \approx 38'$ для исходных состояний всех образцов — следствие многократного преломления нейтронов на границах магнитных доменов

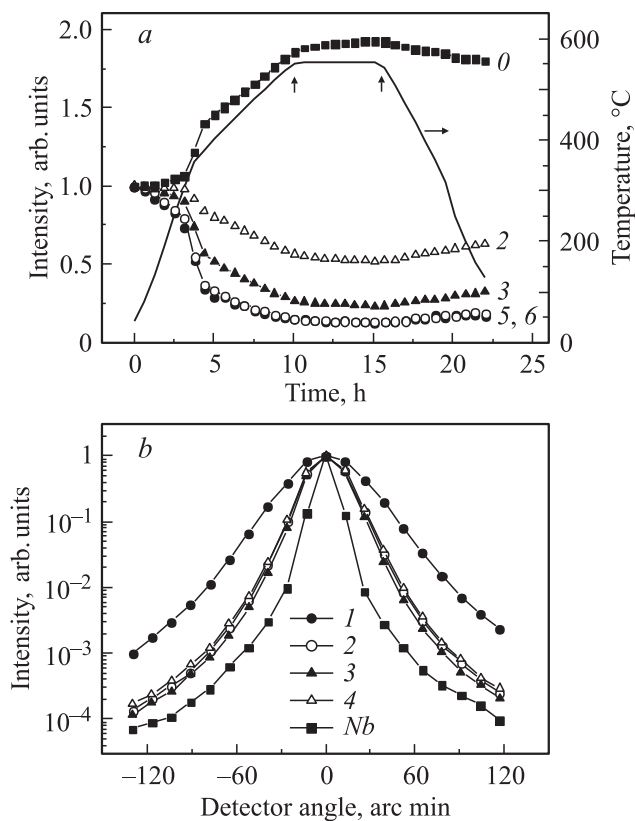


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для сплава $Co_{68}Fe_{32}$.

и того, что соответствующее уширение нейтронного пучка пропорционально λ^2 [14].

Из рис. 1 следует, что при нагреве образца до 350°C происходит рост размеров магнитных доменов, что приводит к уменьшению числа границ между ними и полуширины кривой МУРН, а при снижении температуры начинается некий процесс, при котором регистрируемые счетчиками интенсивности нейтронов изменяются в обратном направлении. При росте температуры отжига наблюдаются характерные для формирования мелкодисперсной фазы изменения формы кривых МУРН (рис. 2).

Для размагниченного образца разделить вклады двух механизмов МУРН невозможно, но после аппроксимации экспериментальных данных (кривые 1–4 на рис. 2, b) суммами функций Гаусса и Лорентца можно считать, что в процессе формирования мелкодисперсной фазы размеры магнитных доменов почти не изменяются. Действительно, полуширина кривой МУРН падает на треть при нагреве второго образца до 350°C и растет примерно на 5% после его охлаждения, что отвечает поведению кривых, соответствующих счетчикам 2 и 3 на рис. 2, a. Логичными выглядят и изменения вклада функции Лорентца: 0.31, 0.22, 0.54 и 0.55.

Возрастанием вклада рассеяния нейтронов на частицах мелкодисперсной фазы, казалось бы, легко объяснить и падение интенсивности в „нулевом“ счетчике (рис. 2, a), которого не наблюдалось при охлаждении пленок [3]. Но изменения интегральных интенсивностей

(1:1:0.88:0.88), соответствующих профилям 1–4 на рис. 2, b, могут быть связаны с наличием сильной интерференции нейтронных волн в области расходимости падающего на образец пучка [15]. Для обнаружения этого эффекта профили МУРН необходимо измерять для намагниченных образцов.

Естественно предположить, что появление мелкодисперсной фазы и соответствующие изменения формы кривых МУРН связаны с примесью ванадия. После выполнения измерений на образце сплава $Co_{68}Fe_{32}$ оставался вопрос о причине небольшого уширения профиля МУРН при охлаждении образца.

4. Результаты нейтронографических измерений

Уникальное сочетание механических и магнитных свойств железокобальтовых сплавов широко используется в современной электротехнике при изготовлении изделий специального назначения [16]. В зависимости от основного состава и содержания легирующих элементов, а также от режима термической обработки могут быть получены как магнитомягкие (гиперко, пермендюр), так и магнитожесткие (викаллой, альнико, магнико и др.) материалы, что связано с разными степенями атомного порядка [17]. Но в многочисленных экспериментальных и теоретических работах объектами исследования ФП порядок-беспорядок, как правило, являются сплавы Fe_xCo_{1-x} .

Слабые искажения квазикубических элементарных ячеек ферромагнитных фаз [18] здесь учитывать не будем, чтобы использовать общепринятую терминологию. Так, например, в одной из последних теоретических работ [19] указывается, что в ОЦК-неупорядоченных сплавах Fe_xCo_{1-x} ($\sim 0.3 \leq x \leq 0.7$) при температурах около 700°C происходит упорядочение атомов с формированием структуры B2 с базисом [000; 1/2, 1/2, 1/2] (впервые интервал концентраций $\sim 0.25 \leq x \leq 0.75$ определен нейтронографическим методом [17]). На самом деле авторы [19] приводят максимальную температуру ФП, которая наблюдается для $x \approx 0.5$. На границах же указанного интервала концентраций температура ФП меньше на 200°C [20].

После охлаждения расплава обычно формируется стабильная упорядоченная структура B2. Но при сильной пластической деформации (прокатке) могла получиться и ОЦК-фаза. Поэтому для выяснения взаимосвязи структурных ФП с поведением кривых МУРН были выполнены соответствующие нейтронографические измерения.

На рис. 4 приведены нейтронограммы для двух образцов, вырезанных из одной заготовки. В исходном состоянии действительно имеется неупорядоченная кристаллическая ОЦК-фаза, а после „низкотемпературного“ отжига появляются слабые дифракционные рефлексы (100), (111) и (210) фазы B2. Неупорядоченная фаза обнаружена и для исходного состояния сплава $Co_{68}Fe_{32}$.

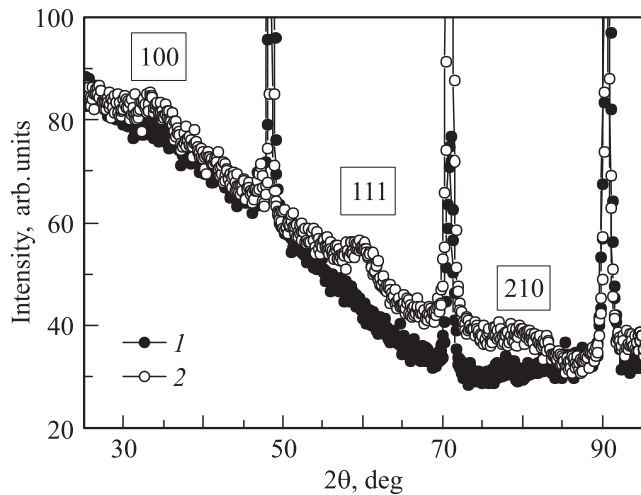


Рис. 4. Нейтронограммы сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$. 1 — исходное состояние, 2 — после „низкотемпературного“ отжига, режим которого показан на рис. 1, а.

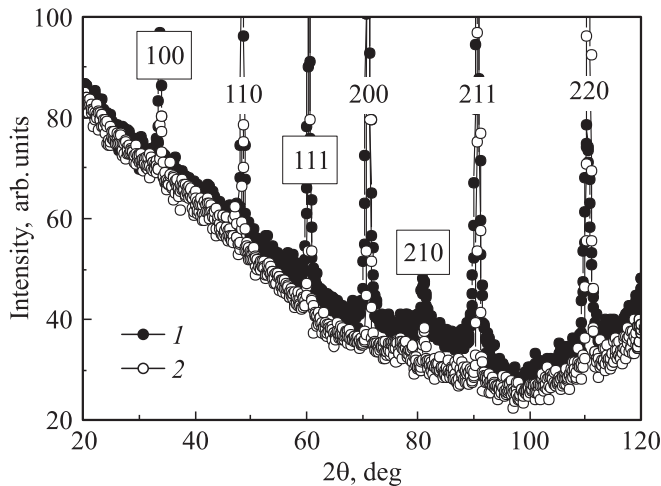


Рис. 5. Нейтронограммы $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ (1) и $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}$ (2) после „высокотемпературного“ отжига образцов.

После „высокотемпературного“ отжига образцов разного состава наблюдается одинаковый набор дифракционных рефлексов упорядоченной фазы $B2$ (рис. 5). Эти результаты позволяют понять причину сильных различий экспериментальных данных, полученных при повторных циклах отжига пленок [3].

Наличие кристаллических текстур прокатки не позволяет определить степень упорядочения атомов сплава, но некоторая полезная информация содержится в полуширинах W дифракционных пиков и параметрах элементарных ячеек, которые определялись методом полнопрофильного анализа с помощью программы FULLPROF [21] в рамках кубической симметрии кристаллической структуры. Величины параметров квазикубической ячейки (2.842(2) и 2.837(2) Å) для отожженных образцов $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ и $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}$ в пределах погрешности совпадают, но сильные изменения W наблюдаются

только при отжиге сплава $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}$. Полуширина рефлекса (211), например, становится меньше в 1.5 раза.

Таким образом, результаты дифракционных измерений позволяют считать, что причиной слабого роста полуширины кривой МУРН при охлаждении сплава $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}$ является упорядочение атомов Fe и Co, которое сопровождается изменениями кристаллической и магнитной текстур.

5. Малоугловое рассеяние намагниченными образцами

Показанные на рис. 6 угловые распределения интенсивностей $J(mn, \theta)$ для образца $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$, отожженного при 500°C (далее этот образец называется первым), получены следующим образом. Электромагнит с горизонтальным полем поворачивался вокруг вертикальной оси так, чтобы между плоскостью образца, параллельно которой приложено поле $H = 4.65 \text{ kOe}$, и направлением нейтронного пучка получился угол $\varphi \approx 25^\circ$. Детекторная система перемещалась с шагом $\Delta\theta \approx 0.87'$, и при каждом ее положении в интервале углов $\pm 2^\circ$ последовательно измерялись интенсивности $J(mn)$.

В полях $H < 1 \text{ kOe}$ профили четырех угловых распределений $J(mn, \theta)$ совпадают. Затем до $H \approx 6 \text{ kOe}$ наблюдается быстрый рост интенсивностей $J(00)$ и $J(11)$ в направлении прямого пучка, который замедляется при больших полях. После приложения к образцу поля $H = 4.65 \text{ kOe}$ полуширины $W(00)$ и $W(11)$ стали примерно в 2.5 раза меньше их исходных величин, т. е. основной причиной уширения профилей МУРН при малых H действительно является преломление нейтронных волн на границах магнитных доменов.

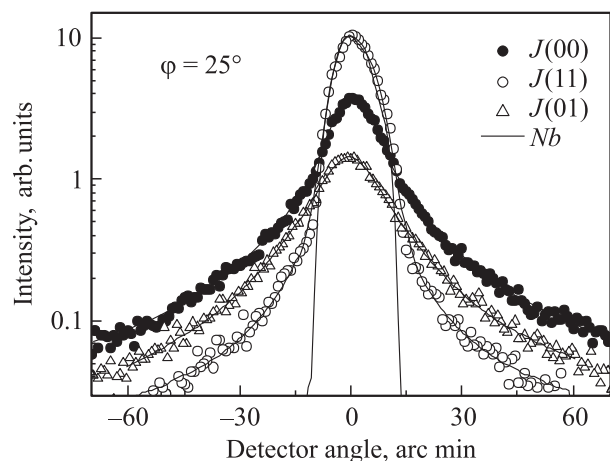


Рис. 6. Угловые распределения интенсивностей $J(00)$, $J(11)$ и $J(01)$ при $H = 4.65 \text{ kOe}$ и $\varphi \approx 25^\circ$ (φ — угол между плоскостью образца и направлением нейтронного пучка, Nb — профиль первичного пучка, интенсивность которого нормирована на максимальную величину $J(11)$). Линии, соединяющие точки, — результаты аппроксимации экспериментальных данных суммами функций Гаусса и Лоренца.

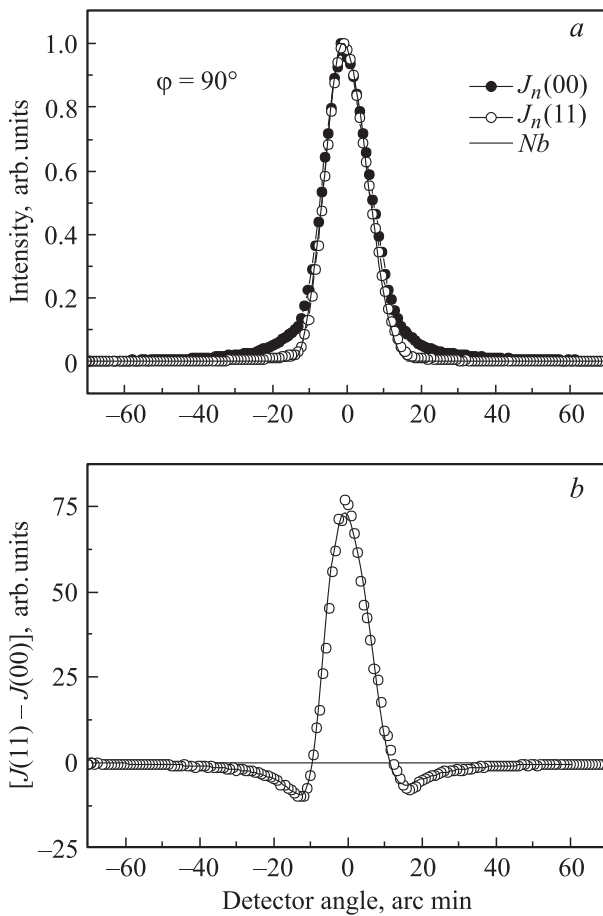


Рис. 7. *a*) Угловые распределения нормированных интенсивностей $J(00)$ и $J(11)$ для образца $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$, режим отжига которого показан на рис. 2, *a*. *b*) Разность интенсивностей $J(11, \theta)$ и $J(00, \theta)$. Горизонтальное поле $H = 4.65$ кОе.

Для намагниченного образца уширение первичного пучка обусловлено в основном малоугловой дифракцией на частицах мелкодисперсной фазы. Методика обработки экспериментальных данных [5] позволила легко обнаружить „зеэмановское расщепление“ кривых $J(01, \theta)$ и $J(10, \theta)$, которое исчезает при $\varphi = 90^\circ$. Остальные параметры этих кривых совпадают, что является следствием одинаковых вероятностей переворота спина нейтрона в массивном образце для противоположных направлений поляризации в первичном пучке.

Иная картина получилась для $J(00, \theta)$ и $J(11, \theta)$, для которых обнаружены разные величины полуширин ($W(00) = 14.7(2)'$ и $W(11) = 11.3(2)'$) и интегральных интенсивностей. Но из приведенной в [22] формулировки закона сохранения числа частиц можно понять, что при упругом рассеянии должно выполняться равенство $Q(00) = Q(11)$ (при измерениях без анализа поляризации рассеянных нейтронов $Q(00) + Q(01) = Q(11) + Q(10)$). Поэтому устранение существующего до сих пор недоразумения оказывается актуальной задачей МУРН.

Для приведенных на рис. 6 данных отношение $N = Q(11)/Q(00) = 1.566(5)$ и линейно зависит от толщины образца вдоль направления нейтронного пучка

$$N = 0.90(2) + 0.235(8) \cdot D_{\text{eff}}(\text{mm}). \quad (1)$$

Вторым наглядным параметром дифракционных эффектов является отношение интенсивностей $M = J_{\text{max}}(11)/J_{\text{max}}(00)$, которое в рассматриваемом случае равно

$$M = 0.55(2) + 0.788(7) \cdot D_{\text{eff}}(\text{mm}). \quad (2)$$

На рис. 7 и 8 показаны нормированные интенсивности $J_n(00, \theta)$ и $J_n(11, \theta)$, а также разности $J(11, \theta) - J(00, \theta)$, полученные для одинаковых образцов сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ после разных условий термической обработки. Указанные различия магнитных полей для сопоставления этих результатов здесь несущественны. При одинаковых величинах H и углов φ не обнаружено и заметных различий параметров M и N для горизонтального и вертикального направлений \mathbf{H} .

Для первого образца (рис. 7, *a*) центральные части кривых $J_n(00, \theta)$ и $J_n(11, \theta)$ перекрываются с областью расходимости первичного пучка нейтронов, и $N = 1.195(5)$. Второй образец отжигался в течение 5 h при 600°C и быстро (примерно $15^\circ\text{C}/\text{min}$) охлаждался

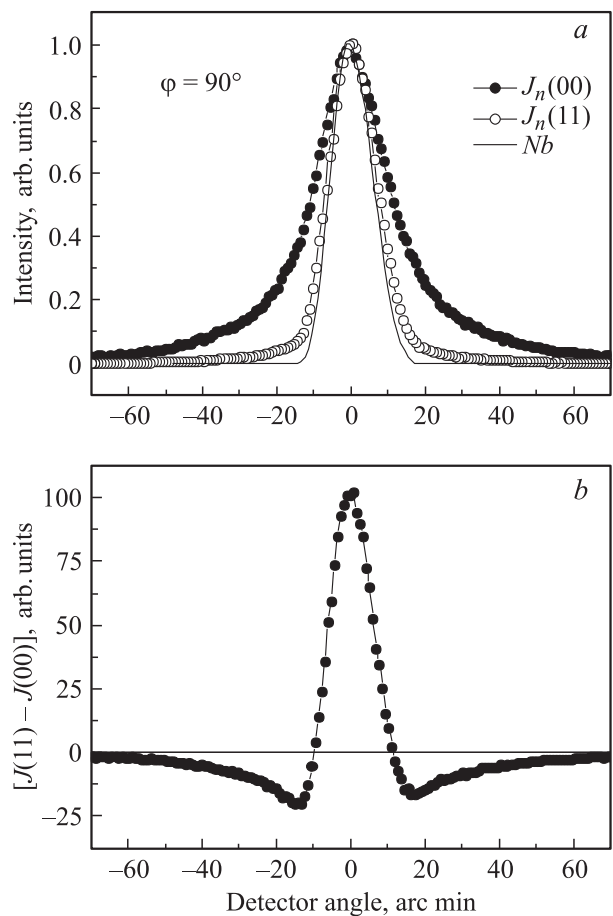


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но при другом режиме отжига, который описан в тексте. Вертикальное поле $H = 7.9$ кОе.

в откачиваемой кварцевой ампуле. После такой термической обработки получились, естественно, меньшие размеры частиц мелкодисперсной фазы, дифракция на которых приводит к большему уширению нейтронного пучка (рис. 8, *a*), при котором $N = 1.015(5)$. Для параметров M , однако, наблюдается обратное соотношение: $1.51(2)$ и $2.08(2)$.

Для исходных состояний всех образцов и после отжига сплава $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}$ получены одинаковые результаты измерений (горизонтальное поле $H = 4.65 \text{ kOe}$, $\varphi = 45^\circ$): $N = 1.02(1)$, $M = 1.04(2)$. Можно предположить, что в этих случаях дифракция нейтронов происходит на микропорах кристаллической структуры образцов. Для отожженного при 360°C сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ $N = 1.03(1)$, $M = 1.05(2)$.

Для качественного объяснения полученных результатов достаточно использовать основную формулу малоуглового дифракционного эксперимента [23], в котором результирующая волна имеет вид

$$A_0 \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r}) + (A_0b/|\mathbf{r}|) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (3)$$

где \mathbf{k}_0 и \mathbf{k} — волновые векторы падающих и рассеянных волн; $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$; A_0 и $(A_0b/|\mathbf{r}|)$ — амплитуды этих волн; \mathbf{r} — вектор, соединяющий точку наблюдения с рассеивающим центром. Рассеянная волна в рассматриваемом случае представляет собой суперпозицию сферических волн, рассеянных частицей мелкодисперсной фазы. При потенциальном рассеянии нейтронов на атомах Co и Fe фазы нейтронных волн изменяются на π [13,14], т.е. в выражении (3) $b < 0$. Интерференция рассеянной волны с частью падающей на образец нейтронной волны [15] будет наблюдаться только для той части кривой МУРН, которая попадает в область расходимости прямого пучка. Закон сохранения числа частиц (оптическая теорема для потенциального рассеяния [24]) при этом, конечно, не нарушается, так как падения интегральных интенсивностей в области МУРН компенсируются ростом числа нейтронов, рассеянных в телесный угол 4π [15].

Амплитуды b в (3) для квантовых состояний $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ и $\mathbf{S} \downarrow \downarrow \mathbf{H}$ равны $(a + p)$ и $(a - p)$, где a — ядерная, p — магнитная амплитуда рассеяния. Поэтому параметр N оказывается мерой интерференционного эффекта, а параметр M связан с величиной дифракционного уширения нейтронного пучка.

При больших интенсивностях первичного пучка перед центральной частью детекторной системы устанавливается поглотитель нейтронов, что не позволяет измерить полные профили МУРН. Но и при наличии такой возможности остается задача восстановления углового распределения интенсивностей рассеянных нейтронов, решение которой для простых форм кривых МУРН можно получить следующим образом.

При обработке экспериментальных данных используются лишь интенсивности $J(11, \theta)$ и $J(00, \theta)$, измеренные вне интервала углов $|\theta| < |\theta_{\min}|$, где углы $|\theta_{\min}|$

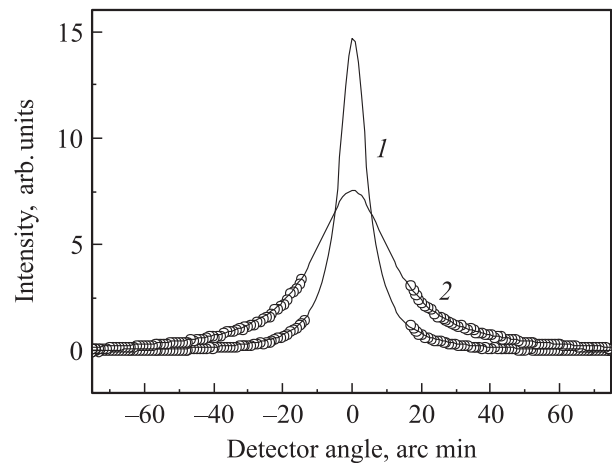


Рис. 9. Аппроксимация функциями Лорентца интенсивностей $J(00, \theta)$ для первого (1) и второго (2) образцов (рис. 7, *a* и 8, *a*) вне области расходимости прямого пучка.

соответствуют минимумам зависимостей

$$\Delta\theta = J(11, \theta) - J(00, \theta). \quad (4)$$

При однократном малоугловом рассеянии разности $J(00, \theta) - J(11, \theta)$ в указанных интервалах углов должны быть пропорциональны произведению ap , а нарушение этого условия, что и получилось для наших образцов, является признаком многократного рассеяния. Поэтому аппроксимация результатов измерений функциями Лорентца позволяет получить лишь грубую оценку размеров частиц мелкодисперсной фазы.

Для показанных на рис. 9 кривых $W_1 = 9.6(1.0)'$ и $W_2 = 27.3(3)'$. Таким образом, практически все дифракционное рассеяние нейтронов на первом образце содержится в области расходимости первичного пучка и $\langle \delta_1 \rangle > 3000 \text{ \AA}$, а для второго образца $\langle \delta_2 \rangle > 1000 \text{ \AA}$ (без учета погрешности, связанной с многократным рассеянием). Понятно, что для определения частиц, размеры которых больше 1000 \AA , необходимы коллимация нейтронного пучка порядка $1'$ и образцы меньшей толщины.

Вообще говоря, малоугловые измерения в сильных магнитных полях выполнялись с целью объяснения показанных на рис. 2 результатов. Теперь можно констатировать, что изменения профилей МУРН при отжиге сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ обусловлены тремя факторами: дифракционным уширением нейтронного пучка, связанным с формированием мелкодисперсной фазы; изменением магнитной текстуры образца, причиной которого является структурный ФП; интерференцией нейтронных волн в области расходимости прямого пучка.

6. Заключение

Качественные различия профилей малоуглового рассеяния нейтронов, полученных после отжига сплавов $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ и $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{32}$, связаны с наличием мелкодисперсной фазы в первом образце. Методом дифракции

неполяризованных нейтронов установлено, что исходное состояние образцов представляет собой метастабильную неупорядоченную структуру, а при температуре около 350°C начинается упорядочение атомов Co и Fe . С ростом температуры в сплаве $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ происходит формирование мелкодисперсной фазы, а после медленного охлаждения образца на нем обнаружен сильный интерференционный эффект, в результате которого искажается форма профилей МУРН.

Результаты настоящей работы позволили получить ответы на вопросы, которые ранее возникли при изучении механизма термомагнитного эффекта на анизотропных пленках $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$.

Авторы благодарят М.К. Рунову за участие в компьютерной обработке экспериментальных данных, Ю.П. Черненко за инициирование дифракционных измерений, сменный персонал реактора ВВР-М за возможность выполнения длительных измерений.

Список литературы

- [1] A. Schebetov, A. Kovalev, B. Peskov, N. Pleshanov, V. Pusenkov, P. Schubert-Bischoff, G. Shmelev, Z. Soroco, V. Syromyatnikov, V. Ul'yanov, A. Zaitsev. Nucl. Instr. Meth. A **432**, 214 (1999).
- [2] А.В. Ковалев, В.В. Рунов. Исследовано в России. Электрон. журн. **92**, 1027 (2003); <http://zhurnal.aep.relarn.ru/articles/2003/092.pdf>.
- [3] А.В. Ковалев. Перспективные материалы **4**, 86 (2004).
- [4] А.В. Ковалев. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **10**, 51 (2004).
- [5] А.В. Ковалев. ФТТ **54**, 288 (2012).
- [6] А.И. Okorokov, V.V. Runov. Physica B **297**, 239 (2001).
- [7] С.В. Малеев. УФН **172**, 617 (2002).
- [8] V.V. Runov. Physica B **297**, 234 (2001).
- [9] А.В. Ковалев. ФТТ **53**, 669 (2011).
- [10] А.В. Ковалев. ФТТ **52**, 883 (2010).
- [11] И.В. Голосовский, В.П. Харченко, А.П. Булкин, Я.А. Касман, В.И. Петрова, В.П. Плахтий, В.А. Приемышев, В.А. Трунов, В.А. Тюкавин, Э.И. Федорова. Препринт ЛИЯФ-1374. Л. (1988). 27 с.
- [12] D.J. Hughes, M.T. Burgy, R.B. Heller, J.R. Wallace. Phys. Rev. **75**, 565 (1949).
- [13] Д. Юз. Нейтронная оптика. ИИЛ, М. (1955). 155 с.
- [14] И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. Наука, М. (1965). С. 73.
- [15] V.P. Toperverg. Physica B **335**, 174 (2003).
- [16] T. Sourmail. Prog. Mater. Sci. **50**, 816 (2005).
- [17] Б.Г. Лященко, Д.Ф. Литвин, Ю.Г. Абов. Кристаллография **6**, 553 (1961).
- [18] A.V. Kovalev. Proc. Moscow Int. Symp. Magnet. MSU, M. (1999). Pt 2. P. 383.
- [19] M. Rahaman, A.V. Ruban, A. Mookerjee, B. Johanson. Phys. Rev. B **83**, 054202 (2011).
- [20] T.B. Massalski. Binary alloy phase diagrams. 2nd ed. ASM International Metals Park, Ohio (1996). V. 2.
- [21] J. Rodrigues-Carvajal. Program FULLPROF. Version 4.00. LLB CEA/Saclay, France (2007).
- [22] G. Gordeyev, A. Okorokov, V. Runov, M. Runova, B. Toperverg, A. Brulet, R. Kahn, R. Papoular, J. Rosset-Mignod, H. Glattly, H. Eckerlebe, R. Kampmann, R. Wagner. Physica B **234–236**, 837 (1997).
- [23] Д.И. Свергун, Л.А. Фейгин. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. Наука, М. (1986). С. 9.
- [24] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. ГИФМЛ, М. (1963). С. 551.