

05,01

Спонтанный спин-переориентационный переход в сплавах (NdSmDy)(FeCo)B

© А.И. Дмитриев

Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: aid@icp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 25 мая 2016 г.
В окончательной редакции 7 июня 2016 г.)

В сплаве (NdSmDy)(FeCo)B при температуре $T = 110$ К обнаружен магнитный переход, сопровождающийся резким уменьшением намагниченности. Установлено, что в образце происходит спин-переориентационный переход, сопровождающийся изменением типа магнитной анизотропии. Высоким температурам $T > 110$ К соответствует анизотропия типа „легкая ось“. При низких температурах $T < 110$ К формируется магнитная структура типа „конус осей легкого намагничивания“.

1. Введение

Одной из ключевых характеристик постоянного магнита является максимальное энергетическое произведение (запасенная магнитная энергия). Эта величина определяется параметрами петли магнитного гистерезиса: намагниченностью насыщения, остаточной намагниченностью и коэрцитивной силой. Теоретическое предельно высокое значение коэрцитивной силы определяется значениями константы магнитной анизотропии K и намагниченности насыщения M_s согласно выражению $H_a = 2K/M_s$ (где H_a — поле магнитной анизотропии). Фундаментальной задачей увеличения коэрцитивной силы является создание магнитных материалов с высокой магнитной анизотропией. В сильно анизотропных магнитных материалах независимо от их формы, размеров и механизмов формирования магнитного гистерезиса имеется принципиальная возможность получить величину коэрцитивной силы, близкую по величине к полю магнитной анизотропии при остаточной намагниченности, равной намагниченности насыщения [1].

В настоящее время среди различных типов коммерческих постоянных магнитов наибольшее значение максимального энергетического произведения имеют редкоземельные магниты типа Nd₂Fe₁₄B (фаза 2-14-1). Сплавы этой серии обладают тем преимуществом, что открывают новые возможности тонкой подстройки магнитных характеристик (поля анизотропии и соответственно коэрцитивной силы) путем варьирования состава (замены редкоземельных и переходных элементов). Конкурирующие вклады в полную магнитную анизотропию сплава нескольких различных ионов могут приводить к спонтанным спин-переориентационным переходам [2]. Температурная манипуляция направлением вектора намагниченности открывает новые возможности для применения сплавов типа Nd₂Fe₁₄B в устройствах нанологистики и спинтроники в условиях сильной анизотропии, когда магнитные поля, требуемые для пере-

ключения направления намагниченности (а значит, изменения битового состояния), становятся неприемлемо большими.

Спин-переориентационный переход в сложных многокомпонентных сплавах (NdSmDy)(FeCo)B обсуждался ранее в работе [2]. Резкое уменьшение магнитного момента и максимум на динамической магнитной восприимчивости в окрестности температуры $T = 110$ К, обнаруженные в [2], сами по себе не свидетельствуют о том, что наблюдаемый магнитный фазовый переход является именно спин-переориентационным. Ссылки на другие работы, приведенные в [2], в данном случае очевидно недостаточны. По мнению авторов [2], „исследование намагниченности сплавов в постоянном магнитном поле несет очень опосредованную, трудно интерпретируемую информацию о магнитной анизотропии и ее вариациях“. Как показано в настоящей работе, строгий анализ полевых и температурных зависимостей намагниченности, измеренных в постоянных магнитных полях, является достаточным для квалификации спин-переориентационного перехода.

Целью работы является установление механизма и закономерностей магнитного фазового перехода, наблюдаемого в многокомпонентных сплавах (NdSmDy)(FeCo)B.

2. Методика

Образцы (Nd_{0.62}Sm_{0.05}Dy_{0.33})_{16.2}(Fe_{0.77}Co_{0.23})_{78.1}B_{5.7} в виде магнитно-текстурированных пластин размером $4 \times 2 \times 0.5$ mm были получены методом прессования и спекания частиц сплава размером $500\text{--}600$ μm в магнитном поле, задающем сонаправленную взаимную ориентацию осей легкого намагничивания отдельных зерен тетрагональной фазы 2-14-1. Легкая ось фазы 2-14-1 совпадает с кристаллографическим направлением [001]. Подробно методика приготовления и аттестации образцов методом микрорентгеноспектрального анализа с помощью анализатора JСМА-733 приведе-

на в работах [3,4]. С помощью СКВИД-магнитометра MPMS 5XL Quantum Design при различных температурах были измерены зависимости магнитного момента от напряженности магнитного поля до 50 кОе. Также была измерена температурная зависимость магнитного момента в диапазоне температур $T = 2-350$ К в магнитном поле 20 Ое. Перед измерением образец охлаждался в нулевом магнитном поле. Во всех экспериментах вектор напряженности магнитного поля был направлен поперек длинного ребра пластины, соответствующего оси легкого намагничивания при комнатной температуре (ось c на вставке к рис. 1). Ось легкого намагничивания образца совпадала с направлением текстуры зерен.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена температурная зависимость намагниченности $M(T)$ образца, охлажденного в нулевом магнитном поле, измеренная в магнитном поле напряженностью 20 Ое. В окрестности температуры $T = 110$ К в образце происходит магнитный фазовый переход, сопровождающийся резким уменьшением намагниченности (рис. 1). Резкое изменение магнитного состояния также отражается на зависимостях намагниченности образца от напряженности магнитного поля $M(H)$ (рис. 2). При высоких температурах ($T > 110$ К) вид зависимостей $M(H)$ близок к линейному, что и следовало ожидать, когда вектор напряженности магнитного поля направлен перпендикулярно оси легкого намагничивания. При низких температурах $T < 110$ К на зависимостях $M(H)$ обнаруживаются перегиб и тенденция к насыщению. Аналогичное поведение зависимостей $M(T)$ и $M(H)$ наблюдалось ранее в окрестности спин-переориентационного

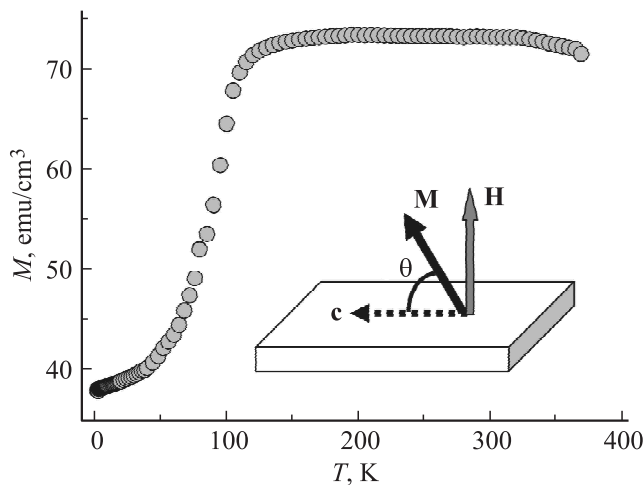


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности образца, охлажденного в нулевом магнитном поле, измеренная в магнитном поле напряженностью 20 Ое. На вставке — схема ориентации образца в экспериментах.

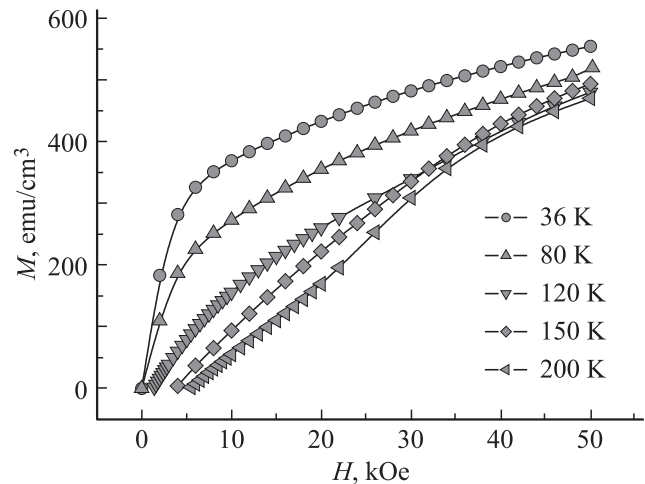


Рис. 2. Зависимости намагниченности образца от напряженности магнитного поля, измеренные при различных температурах.

перехода в нанопроволоках $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$ [5]. Встречаются публикации, в которых обсуждается спин-переориентационный переход в редкоземельных магнитах типа $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ [6,7].

Энергия E магнитно-текстурированного образца, как и монокристалла, описывается выражением

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - M_s H \cos(\varphi - \theta), \quad (1)$$

где первые два слагаемых соответствуют энергии магнитной анизотропии E_a , а последнее слагаемое — магнитостатической энергии. Здесь K_1 — константа магнитной анизотропии первого порядка, K_2 — константа магнитной анизотропии второго порядка, M_s — намагниченность насыщения, θ — угол между осью c и вектором намагниченности (см. вставку на рис. 1), φ — угол между осью c и вектором напряженности \mathbf{H} магнитного поля (в наших экспериментах $\varphi = 90^\circ$). Направление оси легкого намагничивания определяется соотношением констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков. Могут иметь место три случая [8]:

- 1) $K_1 > 0$ — анизотропия типа „легкая ось“;
- 2) $K_1 < 0$, $K_1 + 2K_2 < 0$ — анизотропия типа „легкая плоскость“;
- 3) $K_1 < 0$, $K_1 + 2K_2 > 0$ — анизотропия типа „конус легких осей“, направления осей легкого намагничивания образуют конус с углом раствора 2θ и высотой, ориентированной вдоль оси c .

Рассмотренные выше три случая прямо следуют из минимизации полной энергии образца $\partial E / \partial \theta = 0$:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 2K_1 \sin \theta \cos \theta + 4K_2 \sin^3 \theta \cos \theta - M_s H \sin(\varphi - \theta) = 0. \quad (2)$$

Измеряемая с помощью СКВИД-магнитометра намагниченность образца есть проекция вектора намагниченно-

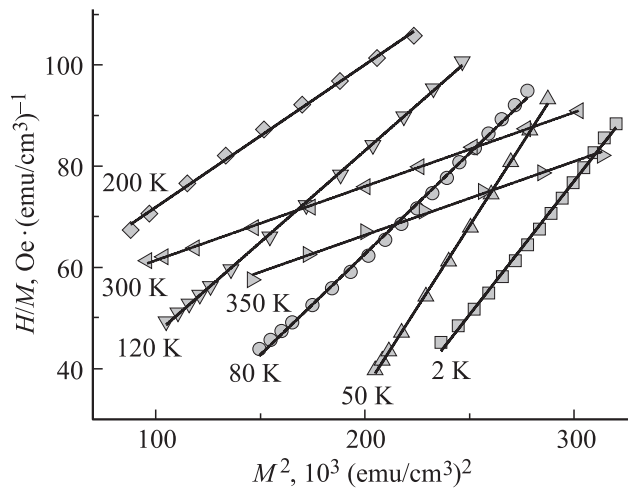


Рис. 3. Зависимости намагниченности образца от напряженности магнитного поля в координатах $H/M - M^2$. Сплошными линиями показаны аппроксимации.

сти насыщения на направление магнитного поля

$$M = M_s \cos(\varphi - \theta). \quad (3)$$

Подстановка (3) в выражение (2) с учетом того, что угол $\varphi = 90^\circ$, приводит к уравнению

$$\frac{4K_2}{M_s^4} M^2 + \frac{2K_1}{M_s^2} = \frac{H}{M}. \quad (4)$$

Из уравнения (4) следует, что зависимость намагниченности образца от напряженности магнитного поля $M(H)$, построенная в координатах $H/M - M^2$, должна быть прямой $y = kx + b$ с угловым коэффициентом $k = 4K_2/M_s^4$, $b = 2K_1/M_s^2$ (здесь $y = H/M$, $x = M^2$) [9].

На рис. 3 приведены зависимости намагниченности образца от напряженности магнитного поля в координатах $H/M - M^2$ при различных температурах. Сплошными линиями показаны аппроксимации уравнением прямой. Из аппроксимации получены коэффициенты k и b , которые затем были пересчитаны в константы магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков для каждой температуры. Температурные зависимости констант магнитной анизотропии изображены на рис. 4. Видно, что в окрестности температуры $T_{SR} = 110$ K константа K_1 меняет знак (рис. 4). Это означает, что при температуре $T_{SR} = 110$ K в образце происходит спонтанный спин-переориентационный переход, связанный с изменением направления оси легкого намагничивания.

Сплошными линиями на рис. 4 показаны аппроксимации температурных зависимостей констант K_1 и K_2 модифицированной формулой Брюхатова–Киренского [10]

$$K_i = K_{0i} \exp(-a_i T^2) + b_i, \quad (5)$$

где значение $i = 1$ соответствует константе анизотропии первого порядка K_1 , а значение $i = 2$ — константе

анизотропии второго порядка K_2 . Здесь K_{0i} , a , b — феноменологические константы (в формуле Брюхатова–Киренского, когда $b = 0$, значение K_{0i} соответствует константе магнитной анизотропии при температуре $T = 0$ K). Из аппроксимации были определены следующие значения этих констант: $K_1 = -2.1 \cdot 10^7$ erg/cm³, $a_1 = 1.0 \cdot 10^4$ K⁻², $b_1 = 6.7 \cdot 10^6$ erg/cm³; $K_2 = 1.1 \cdot 10^7$ erg/cm³, $a_2 = 1.1 \cdot 10^4$ K⁻², $b_2 = 3.1 \cdot 10^6$ erg/cm³. Столь высокие значения констант магнитной анизотропии указывают на то, что преобладающий вклад в магнитную анизотропию вносит кристаллографическая анизотропия. Согласно выражению $4\pi M_s^2$ можно оценить вклад анизотропии формы, который не превышает $6 \cdot 10^4$ erg/cm³. На вставке к рис. 4 показаны схематические изображения эллипсоидов магнитной анизотропии, соответствующих анизотропии типа „легкая ось“ (справа) и „легкая плоскость“ (слева). Строго говоря, при температурах ниже температуры спин-переориентационного перехода T_{SR} направления осей легкого намагничивания образуют конус, так как выполняется условие $K_1 + 2K_2 > 0$. Подтверждают это зависимости энергии магнитной анизотропии E_a от угла между вектором намагниченности образца и осью ϵ (рис. 5). При высоких температурах ($T > 110$ K) зависимость E_a имеет минимум при $\theta = 0^\circ$ (и симметричный ему при $\theta = 180^\circ$) (рис. 5), т.е. в отсутствие внешнего магнитного поля вектор намагниченности лежит вдоль оси ϵ (анизотропии типа „легкая ось“). При низких температурах ($T < 110$ K) минимумов на зависимости E_a становится два: например, при температуре $T = 60$ K при углах $\theta = 38$ и 142° (и симметричные им при $\theta = 218$ и 322°) (рис. 5). Это означает, что направления осей легкого

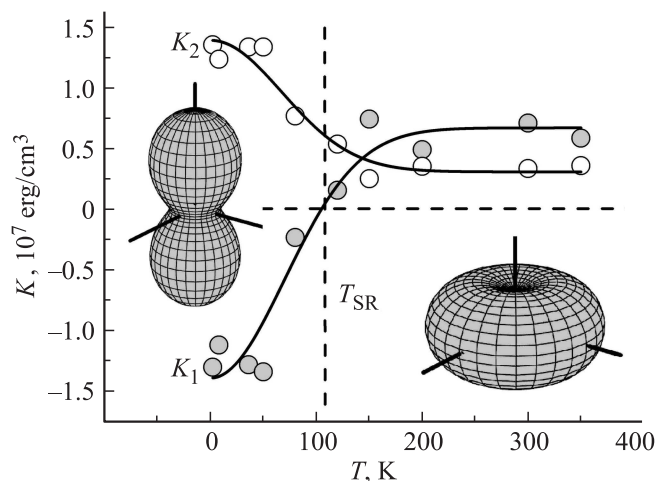


Рис. 4. Температурные зависимости констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков. Вертикальной штриховой линией отмечена температура спонтанного спин-переориентационного перехода T_{SR} . На вставках показаны схематические изображения эллипсоидов магнитной анизотропии, соответствующих анизотропии типа „легкая ось“ (справа) и „легкая плоскость“ (слева).

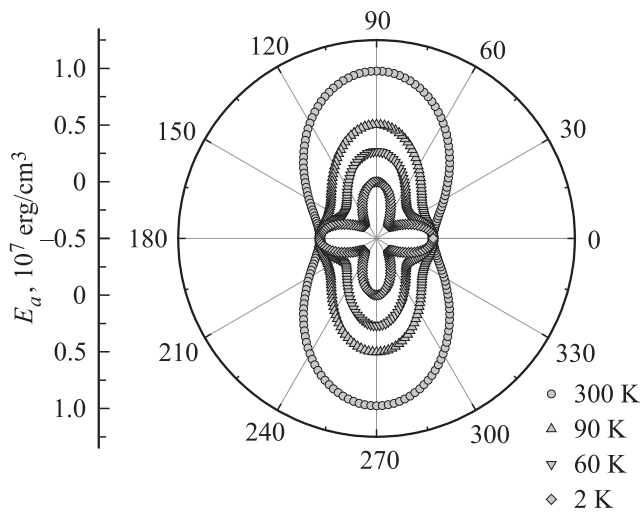


Рис. 5. Зависимости энергии магнитной анизотропии от угла между вектором намагниченности образца и осью c при различных температурах.

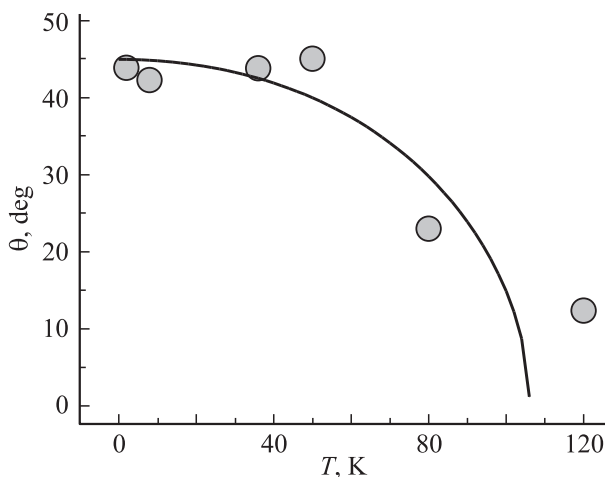


Рис. 6. Температурная зависимость угла между вектором намагниченности образца и осью c . Сплошной линией показана расчетная зависимость.

намагничивания образуют конус с углом раствора 76° (анизотропии типа „конус легких осей“). Анизотропии типа „легкая плоскость“ в таком случае соответствовал бы конус с углом раствора 180° , т.е. когда $\theta = 90^\circ$.

Угол θ определяется из минимизации энергии магнитной анизотропии образца $\partial E_a / \partial \theta = 0$ [11]

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{|K_1|}{2K_2}}. \quad (6)$$

Зная температурные зависимости констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков, можно получить температурные зависимости угла θ (рис. 6). На рис. 6 сплошной линией показана расчетная кривая, полученная с использованием аппроксимирующих

зависимостей (5). Таким образом, рис. 6 позволяет проследить за температурной эволюцией типа магнитной анизотропии в образце.

4. Заключение

Измерены зависимости намагниченности сплава $(\text{NdSmDy})(\text{FeCo})\text{B}$ от температуры $M(T)$ и напряженности магнитного поля $M(H)$. В окрестности температуры $T = 110$ К обнаружен магнитный фазовый переход, сопровождающийся резким уменьшением намагниченности образца. Анализ зависимостей $M(H)$, измеренных при различных температурах, позволил определить температурные зависимости констант анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков. Установлено, что при температуре $T = 110$ К константа K_1 изменяет знак, что позволяет квалифицировать наблюдаемый магнитный переход как спин-переориентационный. Поворот оси легкого намагничивания сопровождается изменением типа магнитной анизотропии. Высоким температурам $T > 110$ К соответствует анизотропия типа „легкая ось“. При низких температурах $T < 110$ К формируется магнитная структура типа „конус осей легкого намагничивания“.

Автор признателен за предоставленные образцы Р.Б. Моргунову — учителю, многолетней работой с которым обусловлен интерес к теме, обсуждаемой в статье, и А.Д. Таланцеву за помощь в исследованиях на СКВИД-магнитометре.

Список литературы

- [1] А.В. Дерягин. УФН **120**, 393 (1976).
- [2] Е.Н. Каблов, О.Г. Оспенникова, В.П. Пискорский, Д.В. Королев, Е.И. Куницына, А.Д. Таланцев, Р.Б. Моргунов. ФТТ **58**, 1278 (2016).
- [3] Е.Н. Каблов, В.П. Пискорский, Л.А. Брук. В сб.: Авиационные материалы. Изд-во МИСиС–ВИАМ, М. (2002). С. 191–197.
- [4] В.П. Пискорский, Р.А. Валеев, Н.В. Назарова, Е.Б. Чабина, Е.А. Давыдова. В сб.: Горный информационно-аналитический бюллетень. Изд-во МГИ, М. (2007). С. 185–191.
- [5] А.И. Дмитриев, О.В. Коплак, А. Namai, Р.Б. Моргунов. ФТТ **56**, 1735 (2014).
- [6] F.E. Pinkerton. J. Appl. Phys. **64**, 5565 (1988).
- [7] M. Foldeaki, L. Koszegi, R.A. Dunlap. J. Appl. Phys. **69**, 5562 (1991).
- [8] К.И. Белов, А.Е. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. УФН **119**, 447 (1976).
- [9] W. Sucksmith, J.E. Thompson. Proc. Roy. Soc. Lond. A **225**, 362 (1954).
- [10] Н.Л. Брюхатов, Л.В. Киренский. ЖЭТФ **6**, 198 (1938).
- [11] K.-D. Durst, H. Kronmuller. J. Magn. Magn. Mater. **59**, 86 (1986).