

07

Переключение бистабильных магнитных состояний сплава (NdSmDy)(FeCo)V вблизи спин-переориентационного перехода

© А.И. Дмитриев¹, С.А. Костюченко²¹ Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

E-mail: aid@icp.ac.ru

Поступило в Редакцию 7 марта 2017 г.

Установлено, что в окрестности спин-переориентационного перехода в сплаве (NdSmDy)(FeCo)V формируются бистабильные магнитные состояния с двумя равновозможными ориентациями вектора намагниченности, соответствующими различной полярности постоянного магнита. Определено критического значения напряженности магнитного поля ~ 1 кОе, в котором происходит переключение бистабильных магнитных состояний образца. Показано, что полярность спеченных магнитов семейства Nd₂Fe₁₄V в окрестности спин-переориентационного перехода может быть стабилизирована небольшим внешним магнитным полем, что открывает новые возможности для применения таких магнитов в криомагнитных системах.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.14.44828.16763

Постоянные магниты семейства Nd₂Fe₁₄V применяются в различных технических устройствах, работающих при комнатной температуре. В настоящее время предпринимаются попытки использовать эти сплавы в системах, работающих при низких температурах [1]. Редкоземельные магниты Nd₂Fe₁₄V охлаждают, чтобы достичь наибольших значений остаточной намагниченности и коэрцитивной силы. В окрестности температуры $T_{SR} = 135$ К в сплавах серии Nd₂Fe₁₄V происходит спонтанное изменение направления вектора намагниченности (изменение полярности магнита), вызванное спин-переориентационным переходом (СПП), что затрудняет их низкотемпературную эксплуатацию [2,3]. СПП в монокристаллических образцах хорошо изучен, поэтому расчет вели-

чины намагниченности и ее направления, хотя и оперирует большим количеством варьируемых независимых параметров (шесть параметров кристаллического поля и один параметр межподрешеточного обменного взаимодействия [4]), все же становится возможным. Однако изготавливаемые промышленностью магниты представляют собой поликристаллы. В этом случае СПП зависит не только от состава сплава, но и от его микроструктуры. Существует очень мало работ, описывающих СПП в поликристаллических магнитах [5,6]. Численных моделей, описывающих пространственное распределение намагниченности поликристаллических образцов в окрестности СПП, не существует вовсе. Цель данной статьи состояла в установлении закономерностей СПП в поликристаллических образцах $(\text{NdSmDy})(\text{FeCo})\text{B}$, а также в поиске влияния магнитного поля на динамику переключения магнитных состояний сплава вблизи СПП.

Образцы $(\text{Nd}_{0.62}\text{Dy}_{0.33}\text{Sm}_{0.05})_{16.2}(\text{Fe}_{0.77}\text{Co}_{0.23})_{78.1}\text{B}_{5.7}$ были получены методом прессования и спекания порошкового сплава. Подробно методики приготовления и аттестации образцов приведены в работах [3,7]. Температурные зависимости намагниченности были измерены с помощью СКВИД-магнитометра MPMS 5XL Quantum Design. На рис. 1, *a* приведены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ образца, измеренные в магнитных полях различной напряженности. Вблизи температуры $T_{SR} = 110\text{ K}$ в образце происходит СПП, при котором в магнитных полях $H < 150\text{ Oe}$ намагниченность уменьшается (рис. 1, *a*). Напротив, в магнитных полях $H > 250\text{ Oe}$ намагниченность увеличивается (рис. 1, *a*).

Положим, что при температурах выше температуры СПП ось легкого намагничивания направлена вдоль оси z (рис. 1, *b*). Энергия E одноосного ферромагнитного образца в магнитном поле $H = (H_x, 0, H_z)$ описывается выражением [8]

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

где первые два слагаемых соответствуют энергии магнитной анизотропии, вторые два слагаемых — 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 легкого намагничивания z и вектором намагниченности (рис. 1, *b*). Минимизация полной энергии $\partial E / \partial \theta = 0$

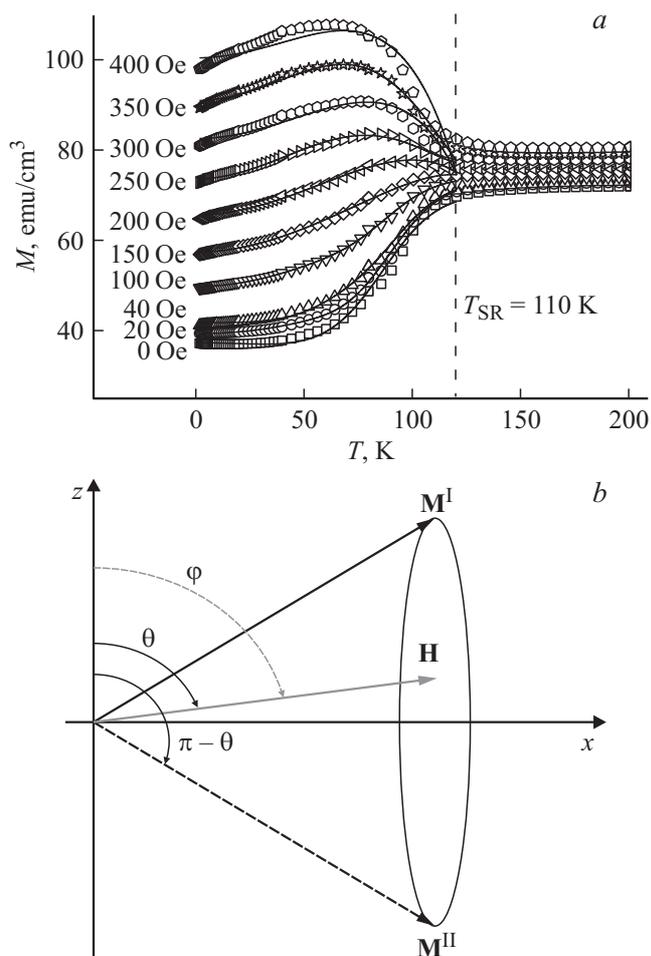


Рис. 1. *a* — температурные зависимости намагниченности образца; *b* — схема ориентации вектора намагниченности относительно осей *z* и *x*.

приводит к алгебраическому уравнению четвертой степени относительно неизвестной $\sin \theta$. В магнитном поле $H = H_x$, приложенном перпендикулярно легкой оси *z*, кривая намагничивания одноосного

ферромагнетика описывается выражением [8]

$$M_x = M_s \sqrt{\frac{2|K_1|}{3K_2}} \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \frac{3M_s \sqrt{\frac{6K_2}{|K_1|}}}{4|K_1|} H_x \right). \quad (2)$$

В магнитном поле $H = H_z$, приложенном вдоль легкой оси z , кривая намагничивания описывается выражением [8]

$$M_z = 2M_s \sqrt{\frac{\frac{2K_2}{|K_1|} - 1}{\frac{6K_2}{|K_1|}}} \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \frac{3M_s \sqrt{\frac{6K_2}{|K_1|}}}{4|K_1| \left(\frac{2K_2}{|K_1|} - 1 \right)^{3/2}} H_z \right). \quad (3)$$

В работе [6] было показано, что температурные зависимости констант магнитной анизотропии сплава (NdSmDy)(FeCo)B описываются формулой Брюхатова–Киренского

$$K_i = K_{0i} \exp(-a_i T^2) + b_i, \quad (4)$$

где значение $i = 1$ соответствует K_1 , значение $i = 2$ соответствует K_2 . Здесь K_0 , a , b — феноменологические константы. На рис. 2 приведены расчетные температурные зависимости согласно уравнениям (2)–(4) обеих проекций намагниченности, нормированных на M_s . Используемые при расчете значения констант K_{0i} , a_i , b_i взяты из работы [6]. Полученные расчетные зависимости M_x и M_z идентичны экспериментальным зависимостям намагниченности монокристалла Nd₂Fe₁₄B, измеренным в работе [3]. Когда магнитное поле \mathbf{H} приложено перпендикулярно к оси легкого намагничивания ($H_x = H$, $H_z = 0$), возникают особые бистабильные магнитные состояния с двумя равновозможными ориентациями вектора намагниченности \mathbf{M} с углами θ и $\pi - \theta$ [9] (рис. 1, *b*). В поликристаллическом образце часть зерен разориентирована. Это означает, что для них имеется ненулевая проекция H_z , что эквивалентно монокристаллу, повернутому относительно магнитного поля \mathbf{H} на некоторый угол φ . Угол φ можно интерпретировать как эффективную меру разориентации отдельных зерен в поликристаллическом образце. В этом случае измеряемая проекция намагниченности на направление магнитного поля складывается из обеих проекций M_x и M_z .

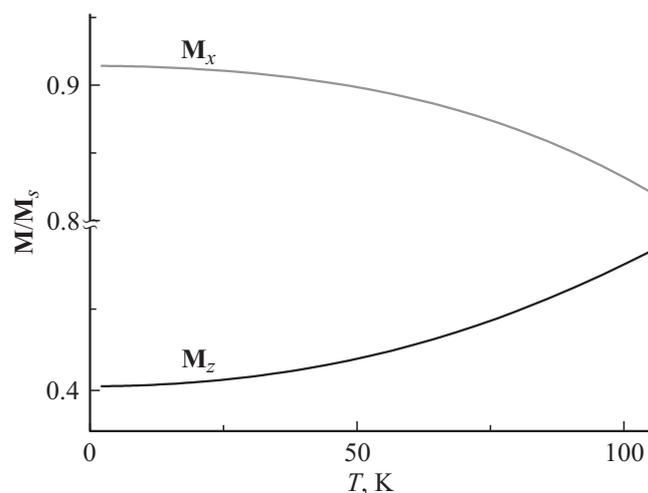


Рис. 2. Расчетные температурные зависимости проекций намагниченности M_x (серая кривая) и M_z (черная кривая).

Легко показать, что одно из рассмотренных выше магнитных состояний, соответствующее углу θ , характеризуется высокой намагниченностью $M^I = M_x \sin \varphi + M_z \cos \varphi$. Оно остается термодинамически вполне устойчиво. Второе магнитное состояние, соответствующее углу $\pi - \theta$, характеризуется низкой намагниченностью $M^{II} = M_x \sin \varphi - M_z \cos \varphi$. Оно становится термодинамически метастабильно. В общем случае в поликристаллическом образце имеет место сосуществование обоих состояний, а кривая намагничивания является суперпозицией величин M^I и M^{II} :

$$M = \frac{pM^I + qM^{II}}{p + q}, \quad (5)$$

где p и q — доли рассмотренных выше магнитных фаз M^I и M^{II} соответственно. При наложении магнитного поля происходит переключение этих состояний. На рис. 1, а сплошными линиями показаны аппроксимации экспериментальных температурных зависимостей намагниченности выражением (5). Из аппроксимации были определены значения p для каждого значения напряженности магнитного поля.

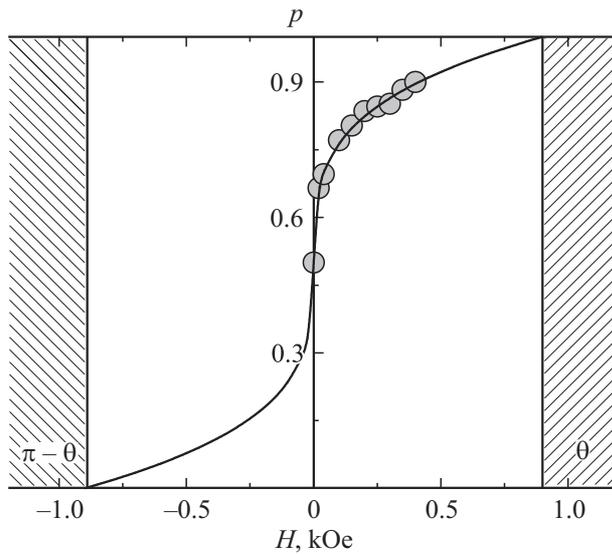


Рис. 3. Фазовая (p, H) -диаграмма образца.

Зависимость $p(H)$ приведена на рис. 3. Сплошной линией показана аппроксимация зависимости $p(H)$ выражением $p_0 + (H/H_0)^{1/3}$. Здесь $p_0 = 0.5$ — значение функции $p(H)$ в нулевом магнитном поле, соответствующее фазовому равновесию; $H_0 = 1$ кОе — критическое значение напряженности магнитного поля, в котором происходит переключение бистабильных магнитных состояний образца. Рис. 3 является фазовой диаграммой в координатах (p, H) , на которой сплошная линия есть линия фазового перехода из состояния с ориентацией вектора \mathbf{M} под углом $\pi - \theta$ в магнитных полях $H < -1$ кОе в состояние с ориентацией вектора \mathbf{M} под углом θ в магнитных полях $H > 1$ кОе.

Таким образом, установлено, что в окрестности СПП в магнитных полях напряженностью $H < 150$ Ое намагниченность сплава $(\text{NdSmDy})(\text{FeCo})\text{В}$ уменьшается при понижении температуры, напротив, в магнитных полях напряженностью $H > 250$ Ое намагниченность образца увеличивается при понижении температуры. Такое поведение зависимостей $M(T)$ обусловлено вкладом в суммарную намагниченность обеих проекций M_x и M_z . Определено критическое значение

напряженности магнитного поля $H_0 = 1$ кОе, в котором происходит переключение бистабильных магнитных состояний образца с двумя равновероятными ориентациями намагниченности. Полярность поликристаллических спеченных магнитов семейства $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ в окрестности спин-переориентационного перехода может быть стабилизирована с помощью внешнего подмагничивающего поля, что открывает возможности для их применения в криомагнитных системах.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-07-00863_а. Авторы признательны Р.Б. Моргунову за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] *Hara T., Tanaka T., Kitamura H. et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2004. V. 7. P. 050702.*
- [2] *Hirosawa S., Matsuura Y., Yamamoto H. et al. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 873–879.*
- [3] *Koon N.C., Das B.N., Rubinstein M. et al. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. P. 4091–4093.*
- [4] *Мушников Н.В., Терентьев П.Б., Розенфельд Е.В. // ФММ. 2007. Т. 103. С. 42–53.*
- [5] *Pinkerton F.E. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 5565–5567.*
- [6] *Дмитриев А.И. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 2361–2364.*
- [7] *Kablov E.N., Ospennikova O.G., Kablov D.E. et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. P. 243903.*
- [8] *Мицек А.И., Колмакова Н.П., Сирота Д.И. // ФММ. 1974. Т. 38. С. 35–47.*
- [9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.*