

07

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

© А.И. Дмитриев<sup>1</sup>, С.А. Костюченко<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка<sup>2</sup> 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 критическое значение напряженности магнитного поля  $\sim 1$  кОе, в котором происходит переключение бистабильных магнитных состояний образца. Показано, что полярность спеченных магнитов семейства Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>V 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 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>V 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 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>V охлаждают, чтобы достичь наибольших значений остаточной намагниченности и коэрцитивной силы. В окрестности температуры  $T_{SR} = 135$  К в сплавах серии Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>V 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-

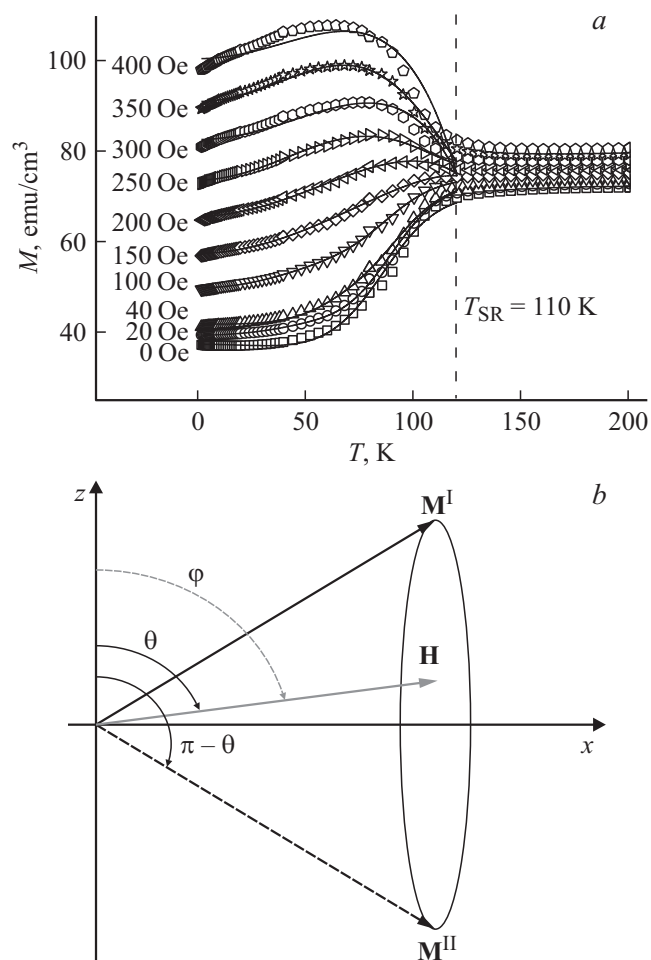
чины намагниченности и ее направления, хотя и оперирует большим количеством варьируемых независимых параметров (шесть параметров кристаллического поля и один параметр межподрешеточного обменного взаимодействия [4]), все же становится возможным. Однако изготавливаемые промышленностью магниты представляют 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,  $\theta$  — 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]

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

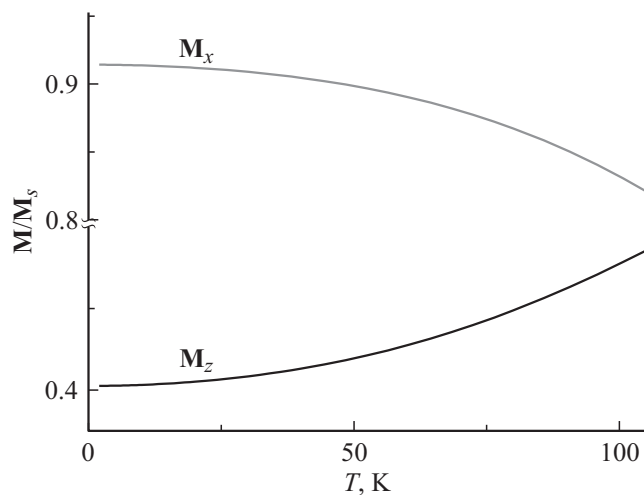
В магнитном поле  $H = H_z$ , приложенном вдоль легкой оси  $z$ , кривая намагничивания описывается выражением [8]

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

В работе [6] было показано, что температурные зависимости констант магнитной анизотропии сплава (NdSmDy)(FeCo)В 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 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B, 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  $\theta$  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  $\varphi$ . Угол  $\varphi$  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  $\theta$ , 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.

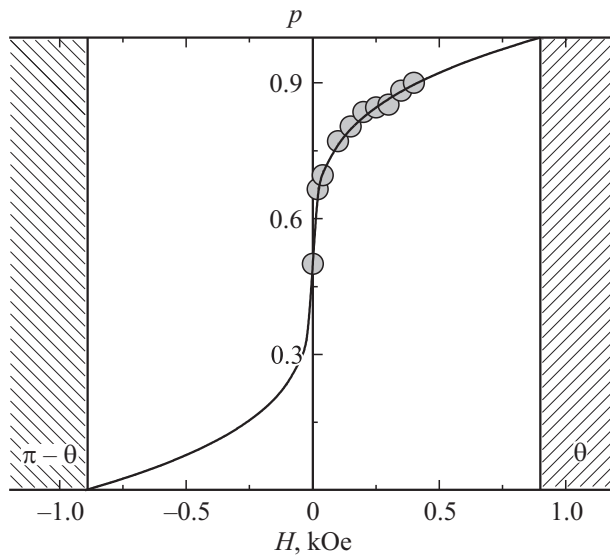


Рис. 3. Фазовая  $(p, H)$ -диаграмма образца.

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  $\theta$  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.*