

УДК 538.245

**АНАЛИЗ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ
СОЕДИНЕНИЙ $RFe_{11}Ti$ ($R=Gd, Er, Ho$) С УЧЕТОМ
МНОГОДОМЕННОГО СОСТОЯНИЯ**

**К.П. Скоков, С.С. Смирнов, О.С. Егоров, Л.В. Лебедева,
Ю.Г. Пастушенков, Ю.Д. Орлов¹**

Тверской государственный университет,
кафедра магнетизма,
¹кафедра общей физики

При исследовании температурной перестройки магнитной доменной структуры (ДС) и изменений магнитной анизотропии соединений $RFe_{11}Ti$ в области спин-переориентационных фазовых переходов (СПП) было обнаружено, что в отдельных случаях температуры СПП, определенных по наблюдениям ДС не совпадают с данными магнитных измерений [1–3]. Эти расхождения были связаны авторами работ с погрешностью в оценках констант магнитокристаллической анизотропии (МКА) данных соединений.

В настоящей работе предлагается метод расчета эффективных констант МКА по кривым намагничивания, измеренным вдоль основных кристаллографических направлений ферро- или ферримагнитного кристалла, учитывающий наличие в образце магнитной доменной структуры. В основе данного метода положен расчет микромагнитного состояния образца, базирующийся на модифицированном методе Нееля [4–9].

В отличие от известного метода Нееля, который требует для магнетиков с различными типами анизотропии индивидуальных схем расчета микромагнитного состояния, вследствие чего она не применима для анализа кривых намагничивания магнетиков с ориентационными фазовыми переходами или комплексным типом МКА (переходы типа FOMP [10]), предлагаемая методика позволяет рассчитывать микромагнитное состояние образца в рамках единого подхода для магнетиков с любым типом МКА.

В основе этой методики лежат следующие допущения.

В отсутствие магнитного поля образец разбит на домены. Во внешнем поле намагничивание происходит как за счет вращения вектора намагниченности, так и за счет смещения доменных границ.

В образце намагничивание происходит таким образом, что не возникает магнитных зарядов ($\text{div}\mathbf{B} = 0$). При этом условия углы между векторами намагниченности различных доменов с осью c кристалла равны между собой. Общая энергия складывается из энергии анизотропии E_a и энергии в магнитном поле E_i , где E_i есть сумма

энергии образца во внешнем поле и энергии собственного размагничивающего поля образца.

При изменении магнитного поля E_i изменяются объемные плотности энергий различных доменов. За счет процессов вращения вектора намагниченности и смещения доменных границ начинает изменяться конфигурация магнитных доменов до выравнивания плотностей энергий различных фаз.

Так как углы между векторами намагниченности различных фаз и осью c равны между собой, то и энергии анизотропии этих фаз равны. Это приводит к тому, что и энергии во внутреннем поле E_i должны быть равны, то есть вектора намагниченности всех фаз должны составлять с вектором магнитного поля в объеме образца один и тот же угол.

Как уже отмечалось, в рамках данной методики домены с одинаковым направлением намагниченности рассматриваются как одна магнитная фаза. Тогда проекции намагниченности i -ой фазы на оси координат можно записать в виде

$$I_x = v_i \sin \theta_i \cos \varphi_i, I_y = v_i \sin \theta_i \sin \varphi_i, I_z = v_i \cos \theta_i, \quad (1)$$

при условии, что $\sum v_i = 1$.

Здесь θ_i, φ_i – полярный и азимутальный углы i -той фазы, v_i – её относительный объем. Если Θ и Φ – полярный и азимутальный углы между вектором внешнего магнитного поля и осью c , то полную энергию образца (для тетрагонального магнетика) можно записать в виде

$$E = (K_1 \sin^2 \theta_i + K_2 \sin^4 \theta_i + K_3 \sin^4 \theta_i \cos 4\varphi_i) v_i + \\ H(I_x \sin \Theta \cos \Phi + I_y \sin \Theta \sin \Phi + I_z \cos \Theta) + \\ (I_x^2 + I_y^2 + I_z^2) N / 2$$

Минимизируя эту энергию, можно найти θ_i, φ_i и v_i , а затем из (1) – проекции намагниченности.

Предлагаемая методика позволяет:

- рассчитать объем, занимаемый доменами с различной ориентацией вектора намагниченности, а также направления намагниченности в каждом типе магнитных доменов;
- детально описать процесс намагничивания для всех типов магнитной анизотропии как в области полей, при которых в образце присутствует доменная структура, так и в случае монодоменного состояния образца;
- моделировать процесс трансформации магнитной доменной структуры при магнитных фазовых переходах, исследовать степень влияния доменной структуры на тип и характер спин-переориентационных переходов;

– рассчитывать полевые и угловые зависимости намагниченности для магнетиков с любым типом магнитной анизотропии в рамках единого подхода.

В данной работе описанная методика использована для определения констант МКА соединений $RFe_{11}Ti$ ($R=Gd, Er, Ho$) из анализа полевых зависимостей намагниченности $I(H)$, измеренных при постоянной температуре в различных кристаллографических направлениях.

На рис. 1, 2 и 3 показаны изотермы намагниченности монокристаллов $GdFe_{11}Ti$, $ErFe_{11}Ti$, $HoFe_{11}Ti$, измеренные на СКВИД-магнитометре вдоль кристаллографического направления $[110]$ в температурном интервале 4,2–300 К. Точками на рисунках показаны экспериментальные значения намагниченности, сплошной линией – результаты расчёта. На рис. 4, 5 и 6 приведены значения констант МКА, при которых получено наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных значений.

Анализ рис. 2 показывает, что соединение $HoFe_{11}Ti$ имеет метастабильный минимум энергии вдоль оси $[110]$, что обнаруживается по характерным изломам на кривых намагничивания (переходы типа FOMP). На рис. 3 представлен температурный ход первой и второй констант магнитной анизотропии этого соединения. Видно, что вторая константа анизотропии при температуре 120 К меняет свой знак с отрицательного на положительный. Это свидетельствует о выходе образца из области анизотропии с метастабильным минимумом энергии МКА в базисной плоскости (направление $[110]$). Выше этой температуры данное соединение имеет МКА типа легкая ось, то есть в соединении $HoFe_{11}Ti$ в интервале температур 10–120 К обнаруживаются индуцированные магнитным полем магнитные фазовые переходы типа FOMP (First Order Magnetization Processes).

Как следует из рис. 1 и 4, соединение $GdFe_{11}Ti$ имеет МКА типа легкая ось во всем температурном интервале магнитного порядка. Это соединение является одноосным и температурный ход констант МКА хорошо согласуется с законом Зинера-Карра

$$K_i(T) = K_i(0) \left(1 - \alpha T/T_c\right) \left(\frac{M(T)}{M(0)}\right)^{i(2i+1)}.$$

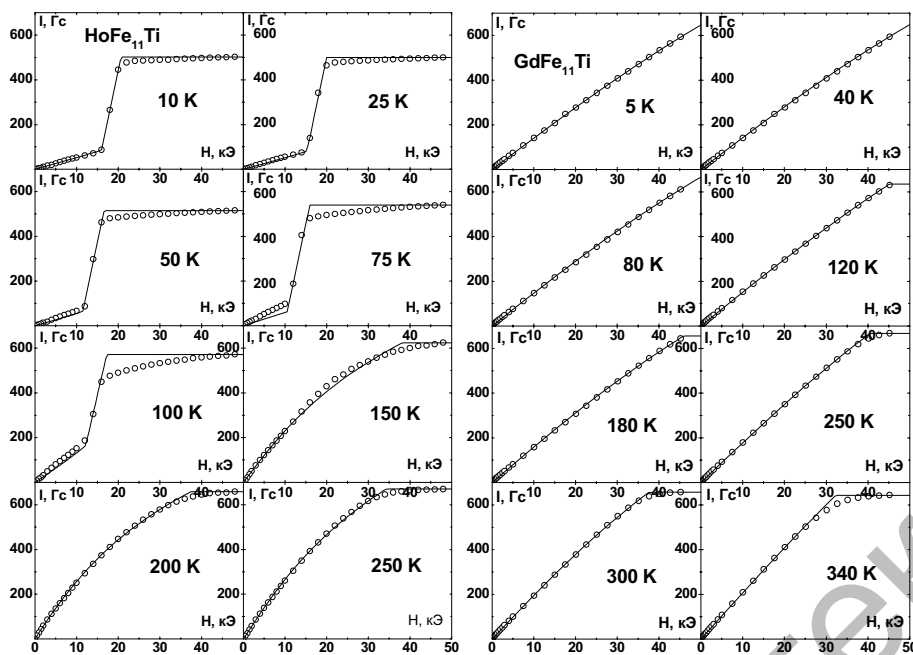


Рис 1. Полевые зависимости намагниченности монокристаллов $GdFe_{11}Ti$ и $HoFe_{11}Ti$, измеренные вдоль направления $[110]$ при различных температурах. Точки – эксперимент, сплошная линия – расчёт.

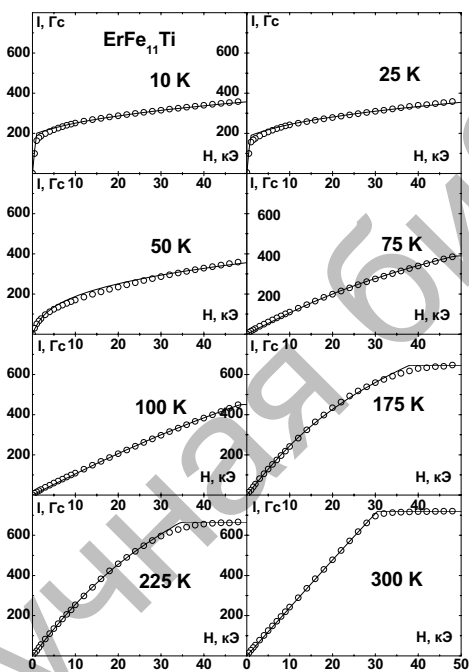


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности монокристалла $ErFe_{11}Ti$ вдоль направления $[110]$ при различных температурах. Точки – эксперимент, сплошные линии – расчёт

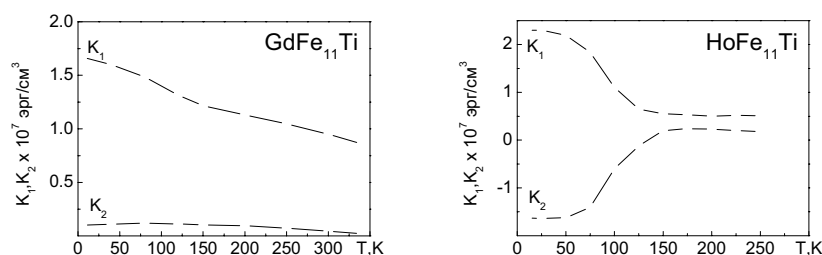


Рис. 3. Температурная зависимость первой и второй констант анизотропии соединений $GdFe_{11}Ti$ и $HoFe_{11}Ti$

На рис. 4 показан температурный ход констант МКА соединения $ErFe_{11}Ti$. Видно, что константа K_1 меняет свой знак при температуре 50 К, что соответствует спин-переориентационному переходу от МКА конус осей легкого намагничивания к анизотропии легкая ось.

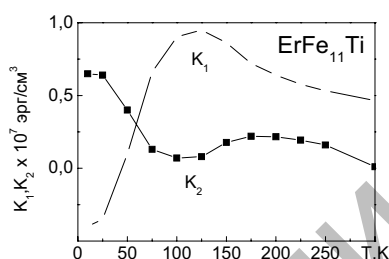


Рис. 4. Первая и вторая константы анизотропии соединения $ErFe_{11}Ti$, определенные из кривых намагничивания

Таким образом, выполненный в настоящей работе анализ данных магнитных измерений с учетом магнитной доменной структуры подтвердил литературные данные о характере температурного поведения МКА этих соединений и позволил уточнить значения первых двух констант МКА этих соединений в интервале температур 4,2–300 К.

Работа выполнена при поддержке НШ-205.2003.02, гранта РФФИ № 05-02-17197 и гранта Минобрнауки России РНП.2.1.1.3674

Список литературы

1. Pastushenkov Yu.G., Suponev N.P. The domain structure of tetragonal RE-3d intermetallic compounds in the spin reorientation region /Proc. Moscow Intern. Symp. Magn. MISM'99. Part 1. P. 384–387.
2. Ivanova T.I., Nikitin S.A., Tokareva T.D.V., Telegina I.V., Pastushenkov Yu.G., Skokov K.P., Suski W., Skourski Yu. The magnetization processes, spin reorientation transitions and magnetic domain structure in $DyFe_{10}CoTi$ single crystal //J. Magn. Magn. Mat. 2002. V. 238. P. 215–220.
3. Pastushenkov Yu.G., Skokov K.P., Skourski Yu., Lebedeva L., Ivanova T., Grushichev A., Mueller K.-H. Magnetocrystalline anisotropy and magnetic DS of $ErFe_{11}Ti$ and $HoFe_{11}Ti$ compounds // J. Magn. Magn. Mat. 2006. V. 300. P. e500–e502.

4. Skokov K.P., Pastushenkov Yu.G., Skoursky Yu., Khokholkov A.G., Lyakhova M.B., Smirnov S.S., Mueller K.-H. First order magnetization processes in R_2Fe_{17} ($R=Tb, Er$) compounds //Proc. 3rd Moscow Intern. Symp. Magnetism. 2005. P.253–256.
5. Хохолков А.Г., Скоков К.П., Бартоломе Х., Пастушенков Ю.Г. Учет многодоменного состояния при расчете температурных зависимостей спонтанного коэффициента Холла соединений $Nd_2Fe_{14}B$ и $Y_2(Fe, Co)_{17}$ /Вестник ТвГУ. Серия «Физика». 2005. Вып.2. №9(15). С.16–18.
6. Смирнов С.С., Ляхова М.Б., Скоков К.П., Пастушенков Ю.Г. Моделирование процессов перемагничивания кубических магнетиков /Вестник ТвГУ. Сер. Физика. №4(6). 2004. С. 43–48.
7. Neel L.J. Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines elementaires d'un monocristal de fer (I) //J. de Phys. Radium.1944. V. 5. P. 241–251.
8. Birss R.R. Martin D.J. The magnetization process in hexagonal ferromagnetic and ferrimagnetic single crystals //J. Phys. C. Sol. State. 1975. V. 8. P.189–210.
9. Asti G. First-order magnetic processes //Ferromagnetic materials. 1990. V.5. P.397–464.
10. Zhang L.Y., Boltich N.B., Sinha V.K., Wallace W.E. Structure and magnetism of the $RFe_{11}Ti$ compounds ($R=Gd, Tb, Dy, Ho$ and Er) //IEEE Trans. Magn. 1989. V.25, N.5.