

Магнитострикция в области спин-переориентационных фазовых переходов в монокристалле DyFe₁₁Ti

© С.А. Никитин, И.С. Терешина, Н.Ю. Панкратов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
E-mail: nikitin@rem.phys.msu.su

(Поступила в Редакцию 17 ноября 1998 г.)

Исследованы полевые, температурные и угловые зависимости продольной λ_{\parallel} и поперечной λ_{\perp} магнитострикций монокристалла DyFe₁₁Ti. Измерения проводились тензометрическим методом в интервале температур от 78 до 300 К в магнитных полях до 12 кОе. Из измерений магнитострикций монокристаллов DyFe₁₁Ti, YFe₁₁Ti и LuFe₁₁Ti следует, что подрешетка 3d переходного металла вносит малый вклад в магнитострикцию соединений RFe₁₁Ti, а основной вклад в магнитострикцию этих соединений вносит подрешетка редкоземельного металла. Основным микроскопическим механизмом магнитострикции является одноионная магнитострикция, обусловленная взаимодействием анизотропного орбитального электронного облака магнитного иона Dy³⁺ с кристаллическим полем решетки.

Явление спиновой переориентации привлекает в последние годы значительный интерес как физиков-теоретиков для проверки основных положений теоретических моделей [1,2], так и физиков-экспериментаторов ввиду возможных технических приложений этого явления. Ранее явление спиновой переориентации изучалось нами в монокристалле DyFe₁₁Ti с помощью измерения угловых и полевых зависимостей механического вращающего момента, действующего на образец, помещенный в магнитное поле [3]. Было показано, что в данном соединении существуют два спин-переориентационных фазовых перехода (СПП): СПП второго рода при $T_1 = 250$ К и СПП первого рода при $T_2 = 122$ К. Эти данные согласуются с результатами работ [4,5].

Новая информация о характере этих переходов может быть получена при исследовании магнитоупругих эффектов. С этой целью мы провели изучение магнитострикции в области СПП на монокристалле DyFe₁₁Ti с использованием тензометрического метода.

1. Методика эксперимента

Технология получения монокристаллов и методика измерений магнитострикции описаны ранее в работе [6]. Измерения температурных, полевых и угловых зависимостей магнитострикции проводились нами на монокристаллических образцах в форме дисков диаметром ~ 4 и толщиной ~ 0.5 мм в направлении кристаллографических осей [001] и [100] в магнитных полях до 13 кОе в интервале температур 78–300 К. Абсолютная погрешность измерений магнитострикции составляла 1×10^{-6} .

2. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости продольной ($\lambda_{\parallel} > 0$) и поперечной ($\lambda_{\perp} < 0$) магнитострикций. Тензодатчик наклеивался на поверхность диска параллельно оси *c*. Магнитное поле прикладывалось

параллельно (λ_{\parallel}) и перпендикулярно (λ_{\perp}) оси *c*. Из рис. 1 видно, что при нагревании образца в интервале температур 78–100 К наблюдается резкий рост $\lambda_{\parallel}(T)$. Максимальное значение магнитострикции достигается в области температур 100–140 К. В этой же области температур наблюдается спин-переориентационный фазовый переход первого рода [3–5]. Согласно нашим данным [3], угол θ (угол между магнитным моментом образца M_x и осью *c*) при $T_2 = 122$ К изменяется скачком от 90° до 45° (см. вставку на рис. 1). При дальнейшем увеличении температуры угол θ изменяется плавно и при $T_1 \geq 250$ К он становится равным нулю. Из рис. 1 видно, что продольная магнитострикция в поле $H \parallel c$ максимальна вблизи T_2 . Здесь эффективное поле магнитной анизотропии мало, и внешнее магнитное поле, приложенное по оси *c*, вызывает поворот магнитных моментов из базисной плоскости ($\theta = 90^\circ$) в направлении магнитного поля, что и приводит к сильному росту магнитострикции. При увеличении поля максимум на кривой $\lambda_{\parallel}(T)$ смещается в сторону более низких темпе-

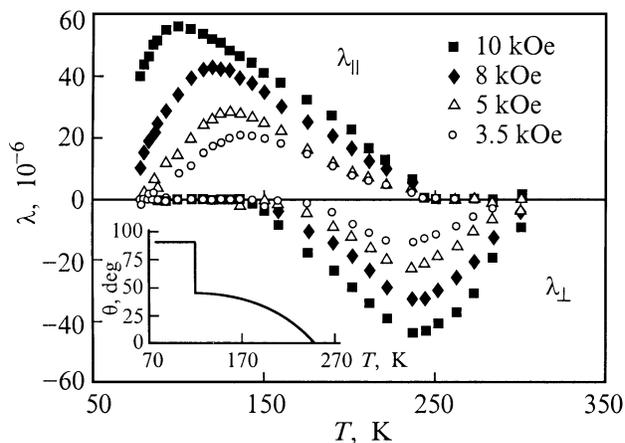


Рис. 1. Температурные зависимости продольной λ_{\parallel} и поперечной λ_{\perp} магнитострикций монокристалла DyFe₁₁Ti в различных магнитных полях.

ратур, вследствие того что температура перехода T_2 , по-видимому, понижается с ростом поля. Из рис. 1 следует, что в поле 3.5 кОе λ_{\parallel} максимальна при 130 К, а в поле $H = 10$ кОе этот максимум наблюдается при $T \sim 100$ К. При нагревании образца при $T > T_2$ происходит плавный спад λ_{\parallel} , который для всех значений приложенного поля заканчивается при температуре $T_1 = 250$ К. В этой области температур угол θ плавно уменьшается (см. вставку на рис. 1), начиная с температуры $T_2 = 122$ К. При температуре $T_1 = 250$ К угол θ становится равным нулю, и λ_{\parallel} принимает очень малые значения при $T > T_1$. Экспериментальные данные (рис. 1) свидетельствуют о фазовом переходе второго рода вблизи T_1 , где магнитные моменты плавно разворачиваются по направлению к оси c . При $T_1 > 250$ К $\mathbf{M}_s \parallel c$, поэтому в поле $\mathbf{H} \parallel c$ процессы вращения магнитного момента не происходят, вследствие чего отсутствует заметный вклад в величину λ_{\parallel} .

Поперечная магнитострикция λ_{\perp} , измеренная вдоль оси c в поле $\mathbf{H} \parallel c$, практически отсутствует в интервале температур 80–140 К (см. рис. 1). Здесь поле, направленное вдоль оси легкого намагничивания, индуцирует только процессы смещения доменных границ 180-градусных доменов, которые не вносят вклада в поперечную магнитострикцию вследствие четного характера этого эффекта. При $T > 140$ К возникает отрицательная магнитострикция λ_{\perp} . Здесь магнитный момент \mathbf{M}_s выходит из базисной плоскости, образуя с ней угол $(\pi/2 - \theta)$. Под действием поля $\mathbf{H} \perp c$ происходит поворот \mathbf{M}_s в направлении базисной плоскости, вследствие чего возникает заметная по величине магнитострикция вращения λ_{\perp} . Она возрастает по абсолютной величине при $T > 140$ К, достигает максимума в области $T \sim 250$ К, а затем плавно уменьшается.

Спонтанная магнитострикция вдоль оси c (самопроизвольная магнитострикционная деформация образца) кристалла с тетрагональной кристаллической решеткой может быть рассчитана по формуле [7]

$$\lambda_c = \lambda_2^{\alpha,0} + \lambda_2^{\alpha,2}(\cos^2 \theta - 1/3), \quad (1)$$

где $\lambda_2^{\alpha,0}$ и $\lambda_2^{\alpha,2}$ — магнитострикционные константы, а θ — угол, который образует магнитный момент \mathbf{M}_s с тетрагональной осью c . В поле $\mathbf{H} \parallel c$ достаточным по величине для ориентации \mathbf{M}_s вдоль оси c , спонтанная магнитострикция становится равной

$$\lambda_c|_{\theta=0} = \lambda_2^{\alpha,0} + 2/3\lambda_2^{\alpha,2}. \quad (2)$$

Следовательно, индуцированная полем продольная магнитострикция вдоль оси c , обусловленная процессами вращения, будет равна

$$\lambda_{\parallel c} = \lambda_c - \lambda_c|_{\theta=0} = -\lambda_2^{\alpha,2}(1 - \cos^2 \theta). \quad (3)$$

Из формулы (1) также следует, что при процессах вращения поперечная магнитострикция λ_{\perp} , измеренная вдоль оси c в поле $\mathbf{H} \parallel c$, равна

$$\lambda_{\perp c} = \lambda_c - \lambda_c|_{\theta=\pi/2} = \lambda_2^{\alpha,2} \cos^2 \theta. \quad (4)$$

Построенные по теоретическим формулам (3) и (4) величины $\lambda_{\parallel c}$ и $\lambda_{\perp c}$ представлены на рис. 2. Значения угла θ принимались равными тем, которые были определены в нашей работе [3]. Видно, что наблюдается соответствие между теорией и экспериментом. Это позволяет сделать вывод о том, что магнитострикция в $\text{DyFe}_{11}\text{Ti}$ в области СПП обусловлена процессами вращения магнитного момента под действием поля. Значение магнитострикционной константы $\lambda_2^{\alpha,2}$, найденное из зависимостей $\lambda_{\parallel c}$ и $\lambda_{\perp c}$ от температуры и угла θ , равно $\lambda_2^{\alpha,2} \sim -1 \cdot 10^{-4}$, что совпадает с результатами ее определения по тепловому расширению [5].

На рис. 3 представлены полевые зависимости продольной магнитострикции $\lambda_{\parallel}(H)$ для соединения $\text{DyFe}_{11}\text{Ti}$.

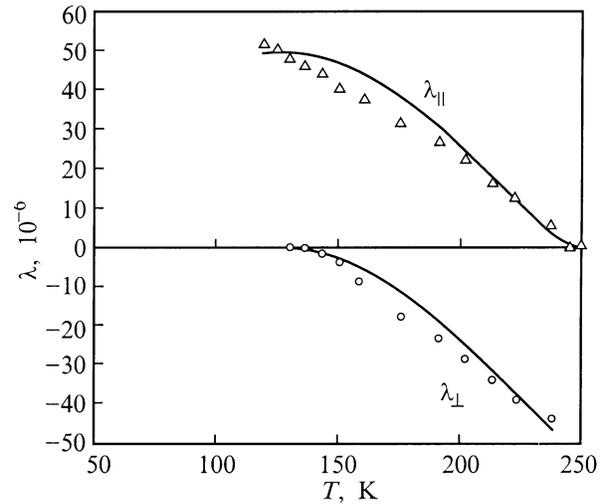


Рис. 2. Температурные зависимости продольной λ_{\parallel} и поперечной λ_{\perp} магнитострикций монокристалла $\text{DyFe}_{11}\text{Ti}$ в магнитном поле $H = 10$ кОе в области СПП и теоретические кривые, полученные по формулам (3) и (4).

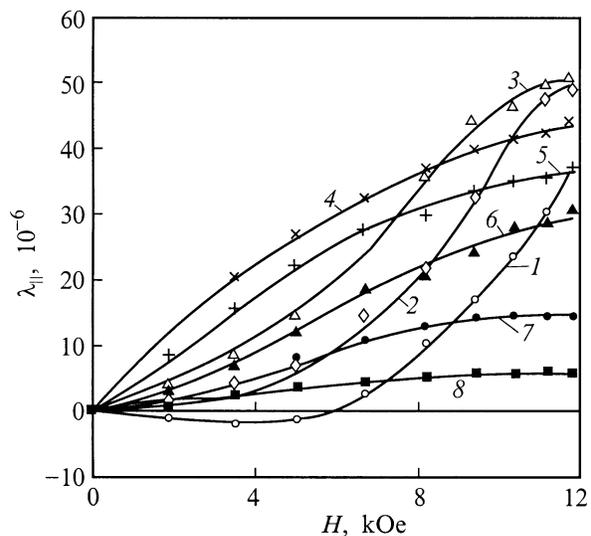


Рис. 3. Изотермы продольной магнитострикции λ_{\parallel} в монокристалле $\text{DyFe}_{11}\text{Ti}$. T , К: 1 — 78, 2 — 86, 3 — 100, 4 — 143, 5 — 158, 6 — 190, 7 — 221, 8 — 236.

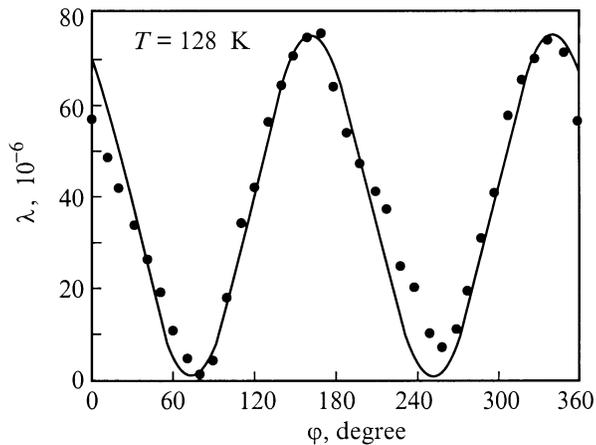


Рис. 4. Угловая зависимость магнитострикции в монокристалле DyFe₁₁Ti в плоскости (100) при T = 128 K, измеренная в магнитном поле H = 11 кОе (черные кружки) и теоретическая кривая, полученная по формуле (5).

Из рис. 3 видно, что при температурах T = 78 и 86 K отсутствует насыщение на изотермах магнитострикции λ_{||}(H), что указывает на большую величину магнитной анизотропии. Далее при T > 120 K в районе СПП, где значение эффективного поля магнитной анизотропии уменьшается, кривые λ_{||}(H) обнаруживают тенденцию к насыщению. Обращает на себя внимание наличие пороговых полей H_{thr}, начиная с которых происходит резкий рост λ_{||}(H) в интервале температур 78–100 K, поскольку при H > H_{thr} магнитный момент M_s соединения начинает отклоняться к оси c. Из рис. 3 видно, что чем выше температура, тем меньше значение порогового поля.

Исследование угловых зависимостей магнитострикции λ(φ), где угол φ — это угол между направлением измерения магнитострикции (датчик наклеен параллельно оси c) и направлением внешнего магнитного поля, показало, что все кривые имеют период, равный π. Однако форма кривых претерпевает существенную трансформацию с изменением температуры и поля. На рис. 4 показана кривая λ(φ), измеренная при температуре T = 128 K в поле H = 11 кОе. Из рисунка видно, что при всех значениях угла φ магнитострикция λ(φ) положительная. При повышении температуры, как показали наши измерения, кривые плавно сдвигаются вниз, а при T > 250 K практически переходят в область отрицательных значений, что хорошо коррелирует с зависимостями λ_{||}(T) и λ_⊥(T). Угловая зависимость магнитострикции λ(φ), измеренной вдоль оси c, может быть описана следующей формулой:

$$\lambda_c(\varphi) = \lambda_2^{\alpha,2} \cos^2 \varphi + \lambda_T(T), \quad (5)$$

где λ_T(T) — величина, зависящая от температуры и учитывающая магнитострикционную деформацию за счет теплового расширения и доменной структуры.

Согласно литературным данным [8,9], соединение DyFe₁₁Ti может быть рассмотрено как двухподрешечный магнетик: при этом обе подрешетки, а именно

подрешетка R3M и подрешетка 3d переходного металла, вносят свои вклады в магнитострикцию. Нами проведены измерения продольной λ_{||}(T, H) и поперечной λ_⊥(T, H) магнитострикций для монокристаллов YFe₁₁Ti, LuFe₁₁Ti. Ионы иттрия и лютеция не имеют магнитного момента, поэтому полученные результаты давали возможность проанализировать магнитострикцию подрешетки 3d переходного металла. Было установлено, что значение магнитострикции λ для соединений YFe₁₁Ti и LuFe₁₁Ti на порядок величины меньше, чем значения для DyFe₁₁Ti. Следовательно, подрешетка железа вносит ничтожно малый вклад в магнитострикцию в RFe₁₁Ti соединениях. Отсюда можно сделать заключение, что магнитострикция в области спиновой переориентации в монокристалле DyFe₁₁Ti действительно обусловлена вращением магнитного момента подрешетки редкоземельного металла. Основным же микроскопическим механизмом магнитострикции, по-видимому, является одноионная магнитострикция, обусловленная взаимодействием анизотропного орбитального электронного облака магнитного иона Dy³⁺ с кристаллическим полем решетки [7,10]. Аналогичные результаты были получены в работах [11,12] для монокристалла TbFe₁₁Ti.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты указывают на существенное влияние СПП и процессов вращения магнитного момента на температурные и полевые и угловые зависимости магнитострикции монокристалла DyFe₁₁Ti.

Работа поддержана Федеральной программой поддержки ведущих научных школ (грант № 96-15-96429) и грантом РФФИ (№ 96-02-18271).

Список литературы

- [1] A.A. Kazakov, N.V. Kudrevatykh. J. Alloys and Comp. **191**, 67 (1993).
- [2] M.D. Kuz'min. Phys. Rev. **B46**, 8219 (1992).
- [3] И.С. Терешина, И.В. Телегина, К.П. Скоков. ФТТ **40**, 4, 699 (1998).
- [4] B.-P. Hu, H.-S. Li, J.M.D. Coey, J.P. Gavigan. Phys. Rev. **B41**, 4, 2221 (1990).
- [5] A.V. Andreev, M.I. Bartashevich, N.V. Kudrevatykh, S.M. Razgonyaev, S.S. Sigaev, E.N. Tarasov. Physica **B167**, 139 (1990).
- [6] V.Yu. Bodriakov, T.I. Ivanova, S.A. Nikitin, I.S. Tereshina. J. Alloys and Comp. **259**, 265 (1997).
- [7] С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. Изд-во МГУ, М. (1989). 248 с.
- [8] X.C. Kou, T.S. Zhao, R. Grossinger, H.R. Kirchmayr, X. Li, F.R. de Boer. Phys. Rev. **B47**, 6, 3231 (1993).
- [9] K.Yu. Guslienko, X.C. Kou, R.J. Grossinger. J. Magn. Magn. Mater. **150**, 383 (1995).
- [10] К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. Наука, М. (1987). 159 с.
- [11] A.A. Kazakov, N.V. Kudrevatykh, P.E. Markin. JMMM **146**, 208 (1995).
- [12] С.А. Никитин, Т.И. Иванова, И.С. Терешина. Неорган. материалы **34**, 5, 1 (1998).