

05,11

Магнитная анизотропия в микропроводах TbFeB и PrDyFeCoB

© В.Л. Сидоров¹, О.В. Коплак¹, Д.В. Королев², В.П. Пискорский², Р.А. Валеев², Р.Б. Моргунов^{1,2,3}

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов Национального исследовательского центра „Курчатовский институт“, Москва, Россия

³ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования „Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта“ Тамбов, Россия

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

Поступила в Редакцию 27 октября 2022 г.

В окончательной редакции 27 октября 2022 г.

Принята к публикации 2 ноября 2022 г.

Методом сверхбыстрого охлаждения расплава получены микропровода Tb₇Fe₉OВ₃ диаметром 50–100 мкм. Установлено, что микропровода содержат тетрагональную фазу Tb₂Fe₁₄B₁ и кубическую фазу TbFe₃. Эти две фазы различаются полями насыщения 100 Ое и 10 кОе соответственно. Анизотропия коэрцитивной силы микропроводов TbFeB также свидетельствует о сосуществовании двух магнитных фаз. Полученные данные сравниваются с магнитными свойствами микропроводов PrDyFeCoB, в которых коэрцитивная сила изотропна, а насыщение намагниченности достигается в меньших полях.

Ключевые слова: магнитная анизотропия, анизотропия формы, одноионная анизотропия, тетрагональная фаза, микропровода.

DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54299.518

1. Введение

Микропровода сплавов RE-TM-B, полученные сверхбыстрым охлаждением расплава, представляют собой объекты с магнитными свойствами, существенно отличающимися от объемных материалов [1–3]. Множество различий связано с тем, что процесс фазообразования и набор стабильных (но не всегда равновесных) фаз в микропроводах существенно отличается от совокупности типичных фаз в объемных редкоземельных магнитах. Высокая скорость охлаждения фиксирует в сплаве неравновесные фазы, а значительные внутренние напряжения, стабилизирующиеся в микропроводах при высокой скорости охлаждения, влияют на намагниченность, потому что сплавы этого типа отличаются аномально высокими магнитоупругими константами [4]. Кроме того, ограничение размеров микропровода в двух направлениях приводит к наличию главной магнитной оси, направленной вдоль оси микропровода и способствует текстурированию микрокристаллического состояния, ограничивая возможные направления роста зерен.

Основная магнитная фаза Tb₂Fe₁₄B обладает тетрагональной симметрией с параметрами кристаллической решетки $a = 58.764 \text{ \AA}$, $c = 12.031 \text{ \AA}$, $c/a = 1.373$ при комнатной температуре и температурой Кюри $T_c = 646 \text{ K}$ [5]. Намагниченность насыщения такой фазы в расчете на элементарную ячейку $14 \mu_B$, что соответствует антипараллельной ориентации магнитных моментов подрешетки ионов тербия Tb³⁺ $4f^8$ (орбитальный

момент $L = 3$, спиновый момент $S = 3$, полный момент $J = 6$) и подрешетки ионов железа. Поле аксиальной одноионной анизотропии иона Tb³⁺ составляет 140 кОе при 300 К, что является наиболее высоким полем анизотропии среди редкоземельных ионов.

Одноионная анизотропия редкоземельных ионов в составе упомянутых сплавов возникает вследствие расщепления уровней энергии иона кристаллическим полем, ориентирующим орбитальный момент магнитного иона Tb, Dy, Pr и др. с эллипсоидной формой $4f$ -электронной оболочки [6,7]. Известно, что терфенол TbFe₂ обладает одной из самых сильных положительных магнитострикций при комнатной температуре [8,9], однако, в силу высокой одноионной анизотропии кубических фаз Лавеса тербия, для достижения магнитного насыщения и максимальной магнитострикции это проявляется лишь в довольно высоких магнитных полях [8].

Кубическая фаза Лавеса $ReFe_2$, где Re — редкоземельные элементы, обычно проявляет гигантскую магнитострикцию при комнатной температуре из-за большого спин-орбитального взаимодействия между спином электрона и пространственно-анизотропным $4f$ -электронным облаком [10]. Эта фаза в макроскопических образцах обычно обладает высокой магнитокристаллической анизотропией, что приводит к весьма высоким магнитным полям, необходимым для насыщения намагниченности и магнитострикции [10]. Магнитострикция насыщения фаз TbFe₃, TbFe₂, известных, как вариации терфенола, упоминается в литературе, как одна из самых высоких среди всех материалов [10].

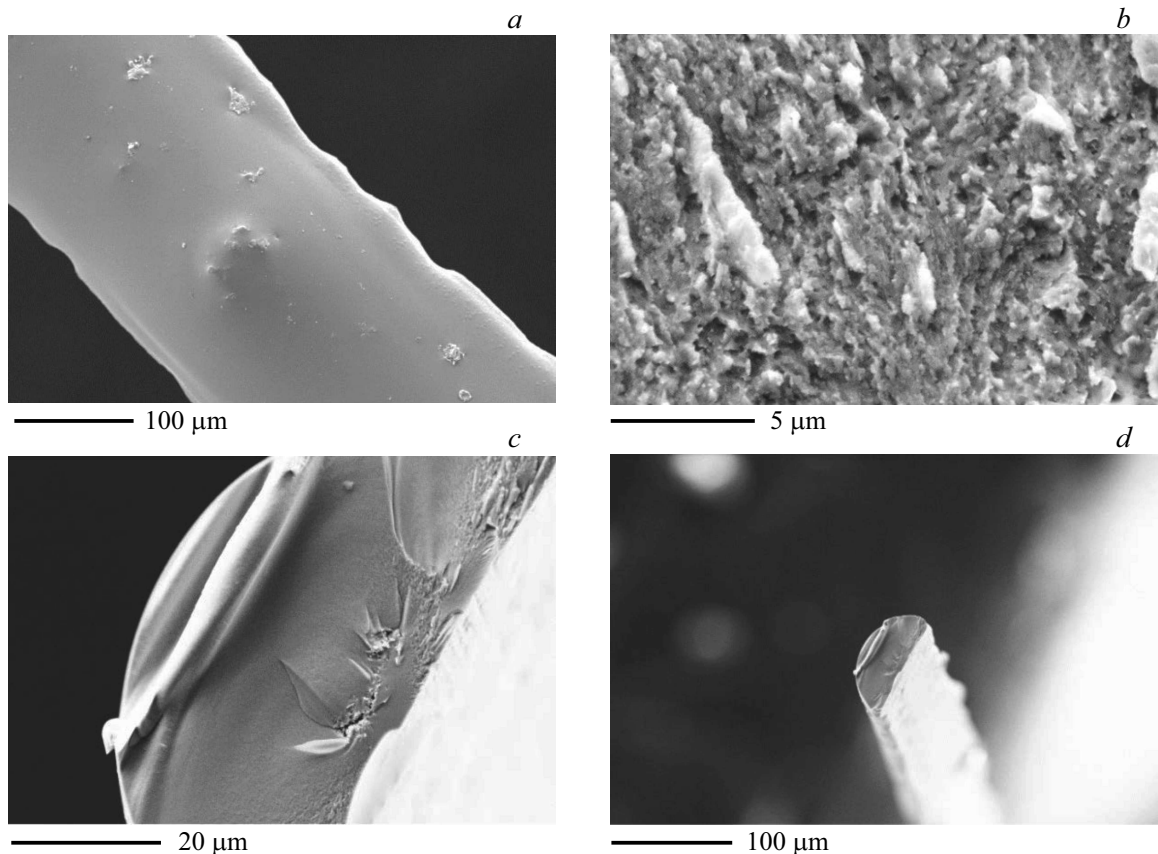


Рис. 1. Изображения СЭМ микропровода TbFeV.

В [11] получены температурные зависимости намагниченности в аморфных сплавах $Tb_x(Fe_{82}B_{18})_{100-x}$, $x = 0-50$ at.%. Было установлено, что температура замерзания спинового стекла варьируется в диапазоне 70–140 К и температура Кюри такого сплава варьируется в диапазоне 291–600 К, в зависимости от концентрации тербия. В волокнах состава $Tb_x(Fe_{82}B_{18})_{100-x}$, полученных методом экстракции висячей капли расплава, повышенное содержание тербия ($x = 30$) обеспечивало значительную по величине магнитострикцию и преобладание одноосной анизотропии [11]. При малом содержании тербия ($x = 10$ at.%) магнитострикционные напряжения были невелики, и преобладала кубическая симметрия.

В работе [12] были исследованы наночастицы TbFeV размерами от 8 до 80 нм. Установлено, что в крупных частицах с размерами 50–80 нм коэрцитивная сила достигает 22.1 кОе, в то время как уменьшение размера частиц до 8 нм приводит к падению коэрцитивной силы до 400 Ое. Было показано, что это различие в коэрцитивной силе вызвано переходом от многодоменной системы в крупных частицах к однодоменным частицам с небольшим размером.

Цель настоящей работы заключалась в создании микропроводов TbFeV, в определении их фазового и химического состава, а также в исследовании их магнитной

анизотропии и ее сравнении с анизотропией в ранее полученных микропроводах PrDyFeCoB с близким типом редкоземельных ионов Dy^{3+} и Pr^{3+} .

2. Методика экспериментов и образцы

Микропровода TbFeV были получены методом экстракции висящей капли расплава. Расплав создавали при разогреве торца спеченного магнита $Tb_7Fe_{90}B_3$ электронным пучком. Капля расплава захватывалась быстро вращающимся водоохлаждаемым латунным цилиндром, который вытягивал ее в длинную нить. Скорость охлаждения при термическом контакте с цилиндром составляла около $\sim 10^5$ К/с. При высоких скоростях вращения цилиндра $\sim 40-50$ м/с образуются микропровода диаметром 50–100 μm и длиной 5–10 мм (рис. 1, *a-d*). Микропровода имеют форму полуцилиндра. Используемый в опытах микропровод имел длину 2 мм и диаметр полуцилиндра 88 μm .

Магнитный момент микропроводов, m , измеряли с помощью магнитометра MPMS XL Quantum Design в магнитных полях $H = 0-50$ кОе. Внешнее магнитное поле было направлено вдоль и перпендикулярно оси микропровода. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ были получены при медленном изотермическом нарастании магнитного поля, так что каждая из них

измерялась при фиксированной температуре криостата. Изображения микропроводов в сканирующем электронном микроскопе (SEM) были получены с помощью комплекса сверхвысокого разрешения Tescan Clara при ускоряющем напряжении 15 kV на поперечном срезе, подготовленном ионным травлением и полировкой в комплексе Technoorg Linda SEMPrep2. Рентгеноструктурный анализ микропроводов проводили на автоматизированном рентгеновском дифрактометре ДРОН-УМ2 с медной трубкой (линия $\text{CuK}\alpha$).

Структурный и химический анализ микропроводов PrDyFeCoB , использованных в настоящей работе для сравнения, представлен в работах [13,14].

3. Экспериментальные результаты

3.1. Структура и химический состав микропроводов

Фрагмент микропровода TbFeB и спектр энергодисперсионного анализа (EDX) приведены на рис. 2, *a* и *b* соответственно. Анализ спектра EDX позволил определить химический состав микропровода вблизи поверхности образца (таблица). Видно, что основными элементами в микропроводе являются Fe, Tb, B (концентрация последнего была определена по его атомной доле в образце перед экстракцией, так как методом EDX этот элемент не определяется). Остальные элементы Pr, Dy, Fe, Cu, Ni были найдены в очень маленьких количествах $< 0.1\%$.

На рис. 3 приведены результаты энергодисперсионного химического анализа (EDX) микропровода TbFeB в виде распределений химических элементов Pr, Dy, Tb, Fe, Cu, Ni, полученных на выделенном участке микропровода (рис. 3, *a–f*). Увеличение яркости соответствует увеличению концентрации каждого элемента. Основные элементы Fe и Tb относительно равномерно распределены в сканируемой области. Те элементы, которые обнаружены в следовых количествах, распределены неравномерно (кроме Dy). Вероятнее всего, Ni, Cu, Pr находятся на границах зерен размерами $\sim 50\text{--}100\ \mu\text{m}$, судя по величине обедненных этими элементами областей (рис. 3, *b–d*).

Содержание химических элементов в микропроводе, определенное методом EDX

Element	Atomic, %
Fe	90.69
Tb	6.62
Cu	0.02
Ni	0.04
Pr	0.13
Dy	0.02
B	2.48
Total	100

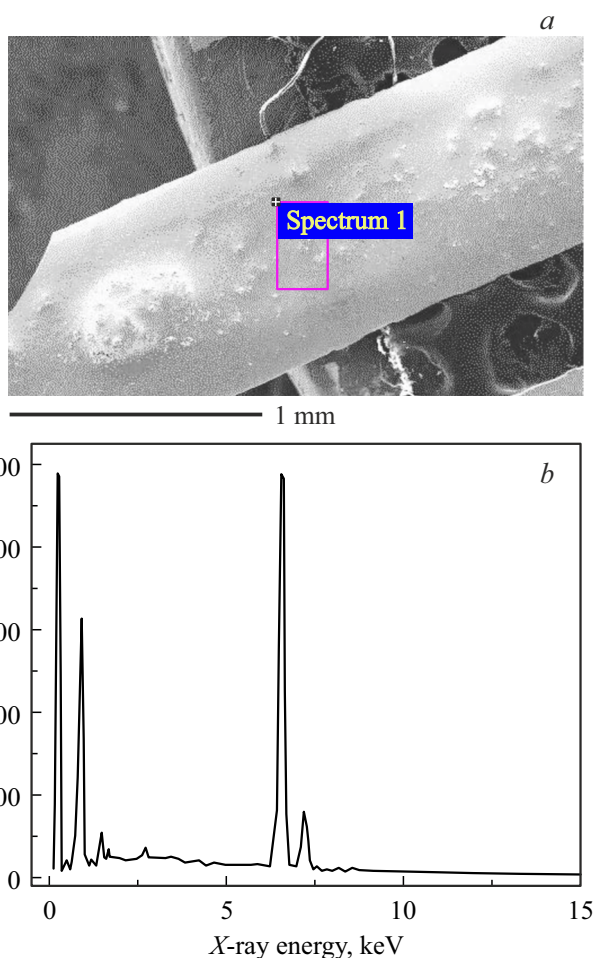


Рис. 2. (а) Фрагмент СЭМ-изображения микропровода с указанием области проведения EDX-анализа; (б) EDX-спектр микропровода TbFeB .

На рис. 4 для сравнения представлены рентгенограммы для микропроводов Tb-Fe-B в нашей работе (рис. 4, *a*), а также для хлопьев Tb-Fe-B размером $\sim 80\ \text{nm}$, исследованных в работе [12] (рис. 4, *b*), и для объемных образцов TbFe_3 (рис. 4, *c*) [15]. В обоих случаях большое количество пиков, указывает на то, что микропровода и хлопья являются поликристаллическими. При этом в микропроводах не наблюдается уширения линий, характерного для наноструктурированного материала. Из сравнения рис. 4, *a* с рис. 4, *b*, соответствующим тетрагональной фазе 2-14-1, видно, что тетрагональная кристаллическая структура $\text{Tb}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ присутствует в исследуемых микропроводах, хотя пики немного смещены относительно соответствующих максимумов в работе [12]. Помимо тетрагональной фазы в образцах присутствует фаза TbFe_3 (рис. 4, *c*) [15], которая дает пики при углах $2\theta > 45^\circ$, соответствующие структуре с симметрией $R3m$ с параметрами кристаллической решетки $c = 2.463\ \text{nm}$ и $a = 0.514\ \text{nm}$. Сколь-нибудь заметного содержания аморфной части сплава

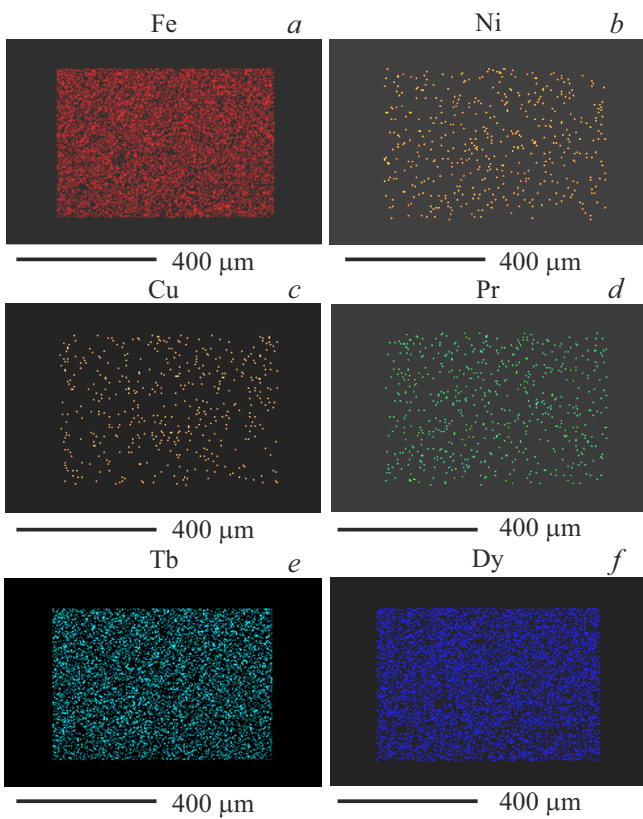


Рис. 3. Распределения химических элементов на фрагменте микропровода TbFeB, полученные методом EDX.

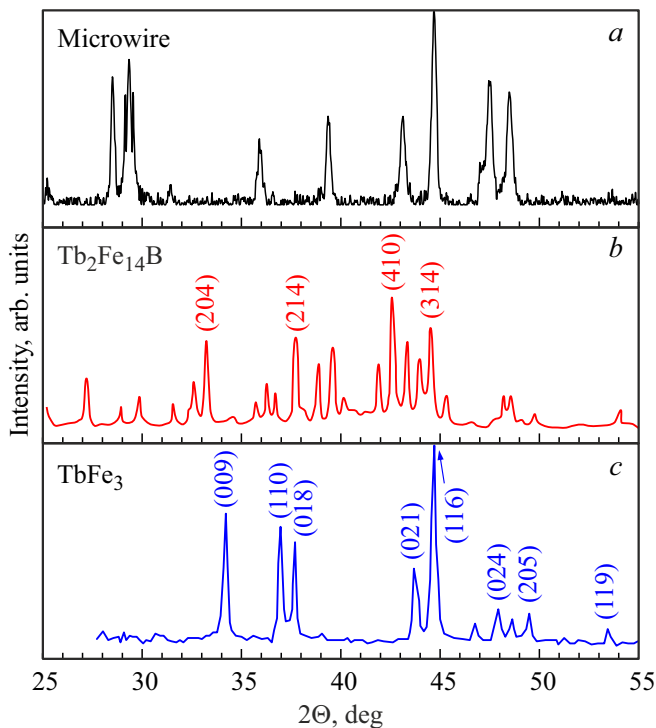


Рис. 4. Рентгеновские дифракционные спектры микропроводов TbFeB в нашей работе (черная линия) (a), для тетрагональной фазы Tb₂Fe₁₄B по данным [12] (красная линия) (b), для фазы TbFe₃ (синяя линия) в [15] (c).

не было зарегистрировано, так как на дифрактограмме отсутствует соответствующий уширенный фон.

3.2. Магнитные свойства микропроводов

Зависимости магнитного момента микропровода TbFeB от поля $m(H)$ представлены на рис. 5, a для серии

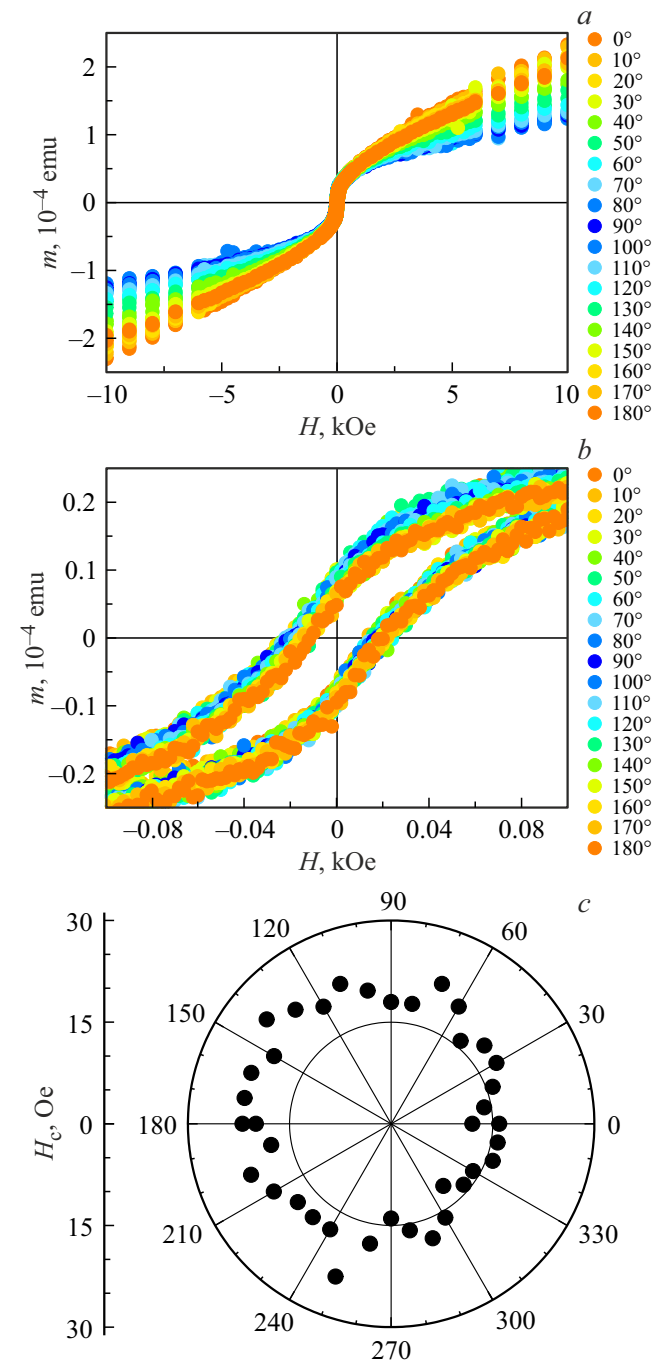


Рис. 5. Зависимости магнитного момента m микропровода TbFeB при 300 К от магнитного поля H , показанные в разных диапазонах поля 10 kOe (a), и 0.1 kOe (b); зависимость coercitive силы микропроводов H_c от угла α между магнитным полем и осью микропровода (c).

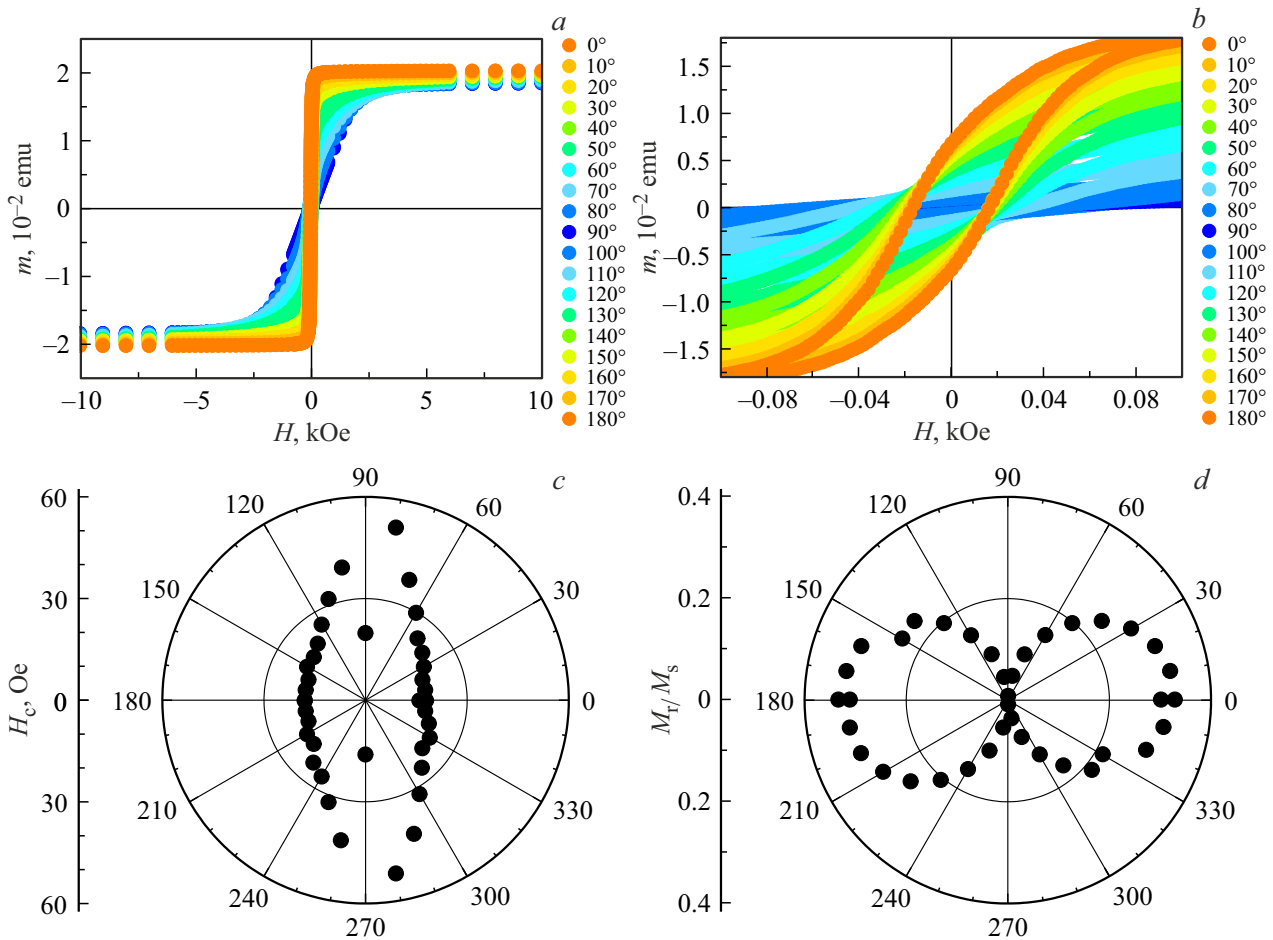


Рис. 6. Зависимости магнитного момента m микропровода DyPrFeCoB при 300 К от магнитного поля H , показанные в разных диапазонах поля 10 кОе (а), и 0.1 кОе (б); зависимость коэрцитивной силы микропроводов H_c от угла между магнитным полем и осью микропровода (с); зависимость отношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения M_r/M_s от угла α между магнитным полем и осью микропровода (д).

углов α между полем и микропроводом при $T = 300$ К. Видно, что низкополевая часть быстро выходит на уровень, одинаковый для всех углов, а далее наблюдается квазилинейный рост m с ростом поля, при том, что наклон этого участка зависимости $m(H)$ в сильных полях значительно зависит от угла α . Обычно такой вид полевой зависимости говорит о наличии фазы 1 с малым полем насыщения и фазы 2 с большим полем насыщения. На рис. 5, б показан фрагмент зависимостей $m(H)$ в малых полях. Видно, что вращение микропровода приводит к небольшим вариациям коэрцитивной силы H_c . Угловая зависимость $H_c(\alpha)$ представлена на рис. 5, с. Из нее следует, что вариации коэрцитивной силы при изменении угла близки к погрешности, возникающей при повороте образца. Следовательно, коэрцитивная сила характеризует скорее изотропную фазу 1, в то время, как анизотропная фаза 2 не проявляет заметной коэрцитивной силы.

Таким образом, полученные данные об угловой зависимости гистерезиса намагниченности микропровода TbFeB позволяют предполагать, что в микропроводе

имеются две магнитные фазы, которые различаются тем, что в фазе 1 насыщение намагниченности достигается при 300–400 Ое, и имеется магнитный гистерезис с коэрцитивной силой H_c . Намагниченность, при которой происходит схлопывание петли гистерезиса и коэрцитивная сила фазы 1 не зависят от угла α между полем и осью микропровода. Фаза 2, скорее всего, характеризуется значительно меньшей коэрцитивной силой, однако она демонстрирует очень высокое значение поля насыщения и, соответственно, сильного поля магнитной анизотропии H_A . В этой фазе наблюдается сильная анизотропия поля насыщения, которое не достигается в доступном нам интервале изменения поля до 1–2 Т при 300 К.

Для сравнения были получены полевые зависимости и гистерезисы магнитного момента $m(H)$ в микропроводах PrDyFeCoB (рис. 6, а). В этих микропроводах, приготовленных в тех же условиях, что и TbFeB, насыщение достигалось уже при небольших полях ~ 200 Ое. При этом наблюдался гистерезис магнитного момента в малых полях (рис. 6, б). В отличие от микропроводов

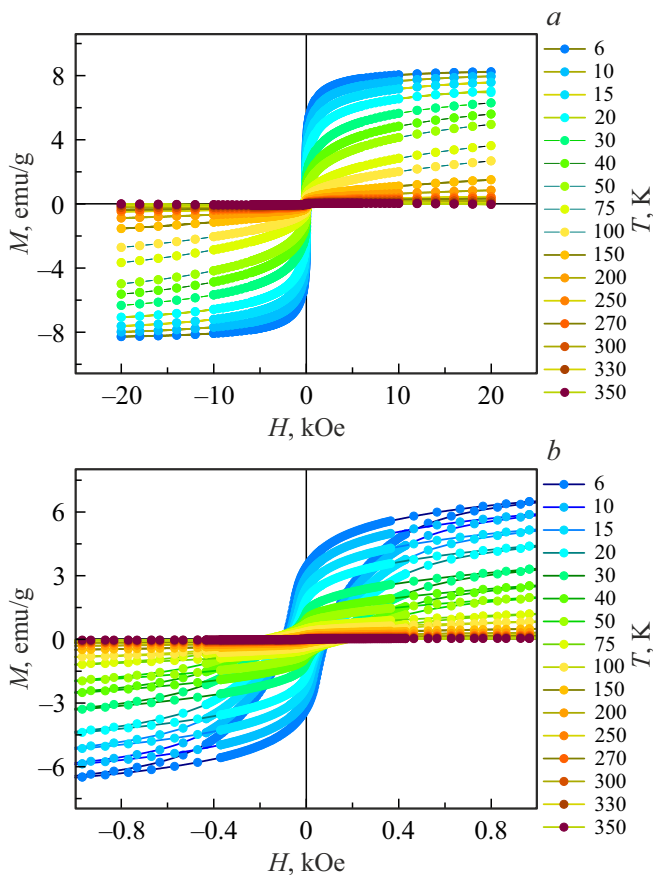


Рис. 7. Серия петель $M(H)$ микропровода TbFeV в диапазоне температур 6–350 К. *a* — петли $M(H)$ полного диапазона (± 20 kOe), *b* — те же данные в области слабых полей (от -150 Oe до $+150$ Oe). Магнитное поле прикладывалось вдоль оси микропровода.

TbFeV, в образцах PrDyFeCoV коэрцитивная сила была существенно анизотропна и варьировалась от минимального значения 15 Oe в поле, направленном вдоль оси микропровода, до максимального значения 60 Oe в поле, направленном перпендикулярно микропроводу. При этом наблюдалось небольшое отклонение от строго перпендикулярного направления на 10° , что связано с конкуренцией магнитокристаллической анизотропии и анизотропии формы (рис. 6, *c*). Возможность достижения намагниченности насыщения позволила построить зависимость отношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения M_r/M_s от угла α между магнитным полем и осью микропровода PrDyFeCoV (рис. 6, *d*). Этот параметр также был анизотропен. Полученные данные свидетельствуют о том, что главная ось намагниченности лежит вдоль оси микропровода (направление с наименьшим значением H_c и наибольшим значением параметра M_r/M_s). Ранее было показано, что в микропроводах есть наноструктурированная фаза 2-14-1 и аморфная фаза [14].

Была получена серия петель гистерезиса намагниченности микропроводов TbFeV при разных температурах

в диапазоне 6–350 К в магнитном поле, направленном вдоль оси микропровода (рис. 7, *a, b*). Из рис. 8, *a* видно, что коэрцитивная сила H_c немонотонно изменяется при увеличении температуры в TbFeV. Имеется низкотемпературный участок спада H_c в диапазоне 6–15 К. Затем коэрцитивная сила растет вплоть до 95 К, а потом снова уменьшается в диапазоне температур 100–350 К. Рост температуры вызывает монотонное уменьшение остаточной намагниченности M_r и намагниченности насыщения M_s (рис. 8, *b, c* соответственно). При этом насыщение намагниченности при низких температурах достигается в значительно меньших полях, чем при высоких температурах. При 6 К намагниченность насыщения $M_s = 8.3$ emu/g имеет место уже в 5 kOe в микропроводах TbFeV.

4. Обсуждение

Полевые зависимости намагниченности микропроводов TbFeV при 300 К характеризуются отсутствием насыщения M_s даже в сравнительно высоких магнитных полях (рис. 5). В то же время, наблюдается резкое изменение наклона зависимостей $m(H)$ в поле ~ 100 –200 Oe, при котором „схлопывается“ петля магнитного гистерезиса. Это говорит о сосуществовании двух фаз 1 и 2, магнитные вклады которых формируют петлю гистерезиса. Первая фаза характеризуется низким значением $M_s \sim 100$ –200 Oe, а во второй фазе M_s превышает 10 kOe при 300 К. При этом видно, что во второй фазе магнитный момент стремится к насыщению быстрее, когда магнитное поле направлено вдоль оси микропровода, чем в перпендикулярной ориентации поля и микропровода. Это означает, что легкая ось намагниченности фазы 2 направлена вдоль оси микропровода. В фазе 1 выход магнитного момента на насыщение практически не зависит от ориентации магнитного поля по отношению к микропроводу. Пользуясь максимально достижимой намагниченностью микропровода $M(1\text{ T}) = m/V = 2.1 \cdot 10^{-4}$ emu/ $6 \cdot 10^{-6}$ cm³ = 35 emu/cm³ в поле 1 Т, можно рассчитать соответствующее поле анизотропии формы по приближенной формуле для цилиндра $H_{sh} \sim 2\pi M(1\text{ T}) = 219$ Oe. Этим значением поля анизотропии формы не может объясняться наблюдаемая анизотропия намагниченности в высоких полях при температурах 300–350 К.

Величина коэрцитивной силы ~ 200 Oe (рис. 5) значительно ниже, чем в ранее исследованных сплавах Tb₂Fe₁₄V. В [12] величина H_c сплава с доминирующей фазой Tb₂Fe₁₄V зависела от размера частиц и была максимальной при их размере 30 nm, а при размерах более 100 nm коэрцитивная сила снижалась до 2–3 kOe. Поэтому естественно полагать, что измеряемая коэрцитивная сила и полевая зависимость магнитного момента микропровода определяются суперпозицией соответствующих коэрцитивных сил H_{c1} и H_{c2} и полевых зависимостей этих фаз.

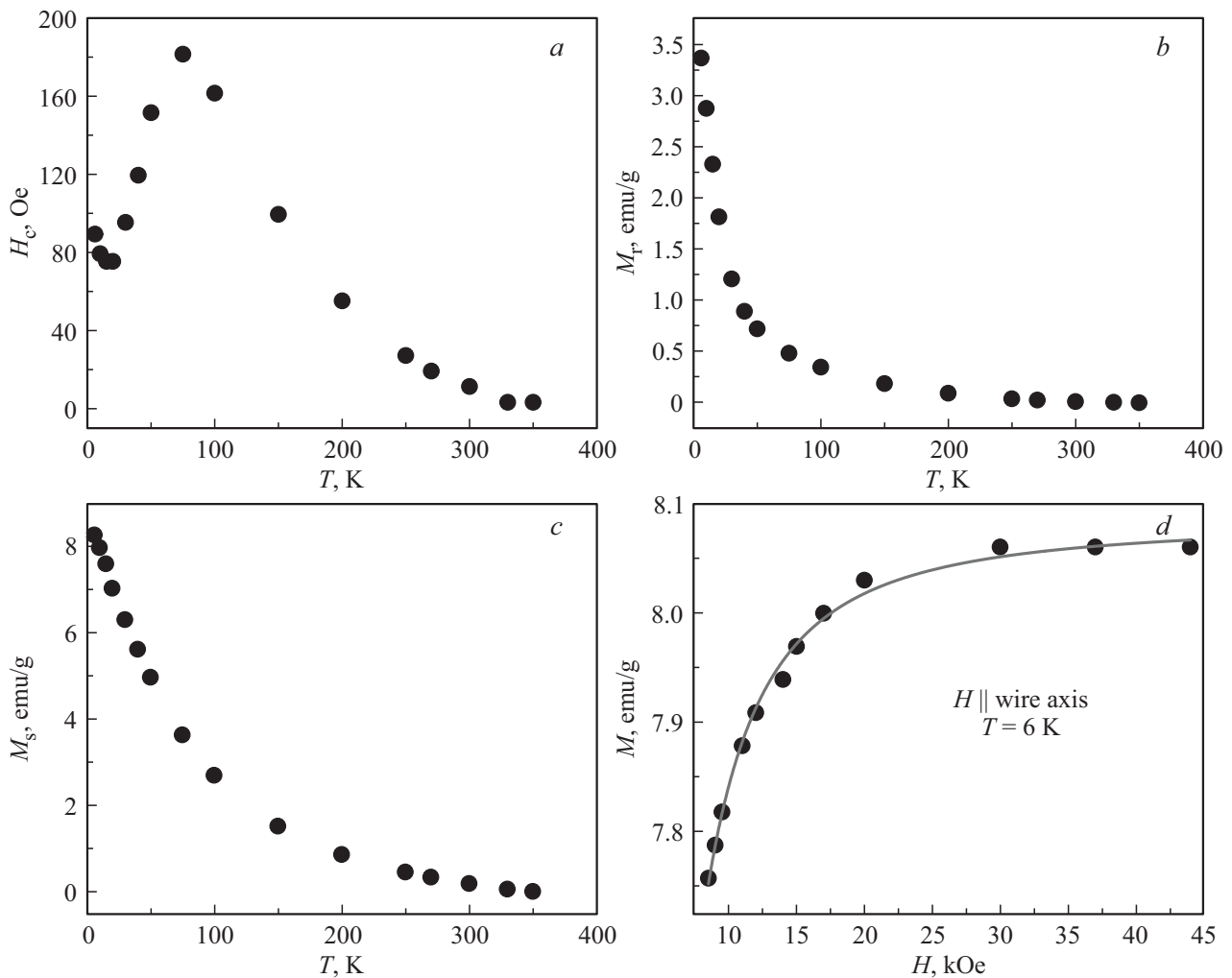


Рис. 8. Температурные зависимости параметров петель гистерезиса намагниченности образца TbFeB: коэрцитивной силы H_c (a), остаточной намагниченности M_r (b) намагниченности насыщения M_s (c). Высокополевого участка петли $M(H)$ микропровода TbFeB при 6 К, аппроксимированный с помощью формулы Акулова [16,17] (d).

Сравнение магнитных свойств образцов TbFeB с микропроводами PrDyFeCoB показывает, что в TbFeB фаза 1 с насыщением в низком поле и гистерезисом аналогична наноструктурированной фазе 2-14-1 в PrDyFeCoB. Эта фаза идентифицирована и на дифрактограмме (рис. 4). Низкие значения коэрцитивной силы означают, что эта фаза представлена в микропроводе в виде наноразмерных зерен. Следовательно, крупные зерна, о размерах которых можно судить по распределению химических элементов на рис. 3, вероятнее всего, являются зернами фазы TbFe₃. Эта фаза, как хорошо известно, обладает очень высоким полем насыщения, что соответствует полученным экспериментальным данным (рис. 5).

Вариации параметров петель гистерезиса намагниченности микропроводов TbFeB с температурой (рис. 8, a–c) можно объяснить конкуренцией различных видов магнитной анизотропии. Поскольку намагниченность насыщения микропроводов TbFeB при охлаждении от 300 до 6 К возрастает от 0.056 emu/g до 8.3 emu/g, т. е.

в ~ 15 раз, поле анизотропии формы также возрастает прямо пропорционально. С учетом оценки, сделанной выше, оно становится равным 3.3 kOe, что вполне может быть сравнимо с полем объемной анизотропией сплава H_A .

Чтобы оценить величину поля кристаллической магнитной анизотропии микропроводов TbFeB, при 6 К была произведена аппроксимация полевой зависимости намагниченности $M(H)$ в нарастающем поле формулой Акулова [16,17]:

$$M(H) = M_s \left(1 - 4K_1^2 / 15M_s^2 H^2 - 64K_1 K_2 / 105M_s^2 H^2 - 128K_2^2 / 315M_s^2 H^2 \right) + \chi H, \quad (1)$$

Аппроксимация формулой (1) показана на рис. 8, d сплошной линией для температуры 6 К. Из нее получены константы магнитной анизотропии $K_1 = 5.3 \cdot 10^5$ erg/cm³ первого и $|K_2| = 3.8 \cdot 10^5$ erg/cm³ второго порядка. Значение константы анизотропии

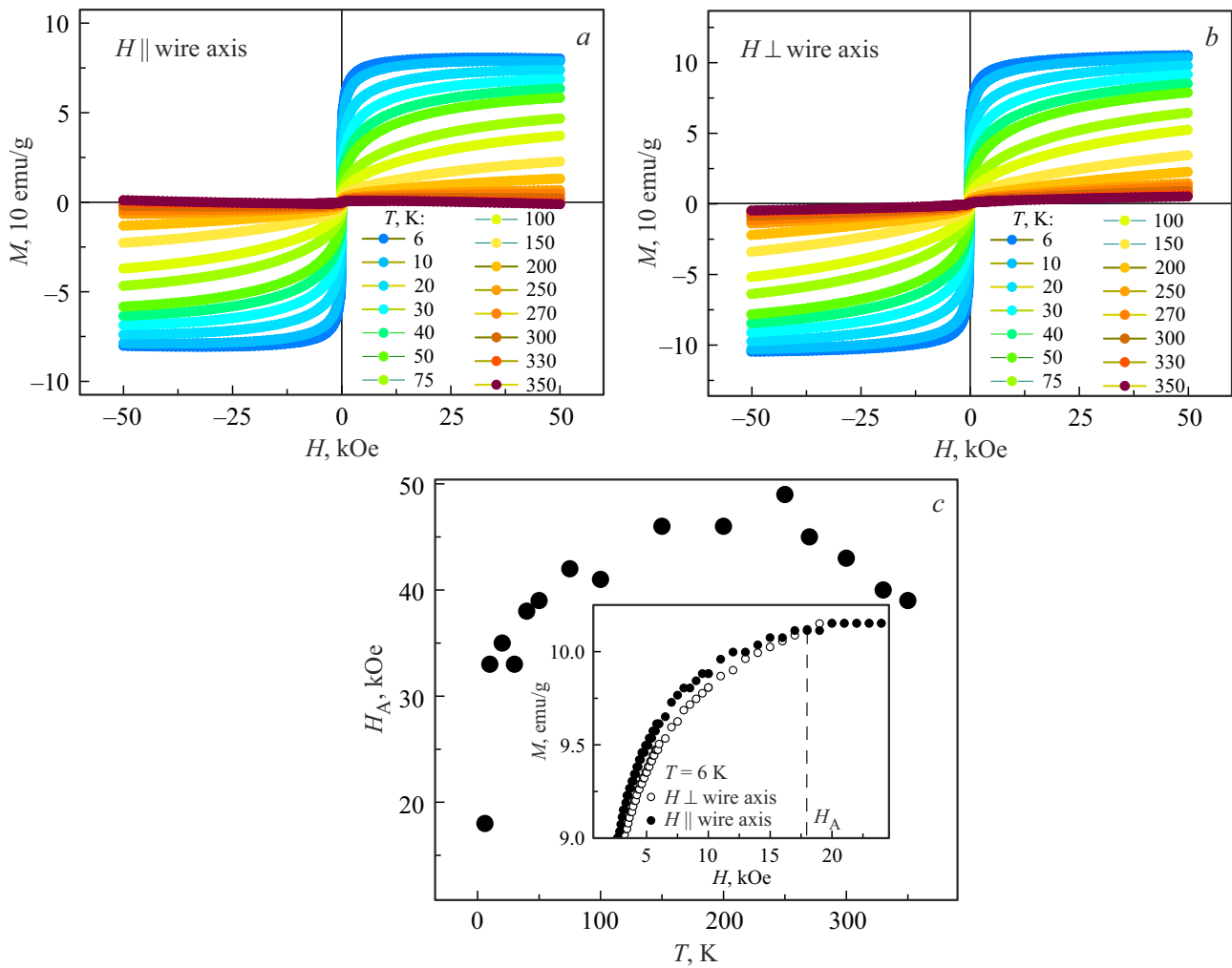


Рис. 9. Высокополевые зависимости намагниченности микропровода TbFeB при параллельной (a) и перпендикулярной (b) ориентации поля H . Температурная зависимость поля анизотропии H_A для микропровода TbFeB (c). На вставке показаны отнормированные кривые намагниченности при параллельной и перпендикулярной ориентации внешнего поля относительно длинной оси микропровода при температуре $T = 6$ К. Значение H_A определялось по точке пересечения кривых.

первого порядка согласуется с литературными данными для терфенола $K_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ [18,19]. При намагниченности насыщения $M_s = 8.0745 \text{ emu/g}$ поле анизотропии $H_A = 2K_1/M_s = 17.4 \text{ kOe}$ в микропроводах TbFeB, при 6 К.

Другим методом определения поля анизотропии является сравнение зависимостей $M(H)$ записанных при двух взаимно перпендикулярных ориентациях поля по отношению к микропроводу. Поэтому нами были получены высокополевые зависимости $M(H)$ микропровода TbFeB при параллельной и перпендикулярной ориентации поля H при разных температурах (рис. 9, a, b). После определения точек пересечения этих зависимостей при разных температурах (см. пример для 6 К на вставке к рис. 9, c), была построена температурная зависимость поля анизотропии $H_A(T)$ (рис. 9, c). При 6 К пересчет полученного поля анизотропии $H_A = 18 \text{ kOe}$, в константу анизотропии дает $K_1 = 5.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, что

сходится со значением, полученным формулой Акулова для микропровода TbFeB.

5. Заключение

Методом сверхбыстрого охлаждения расплава TbFeB получены микропровода, в которых идентифицированы две магнитные фазы. Фаза Tb₂Fe₁₄B обладает низким полем насыщения ~ 200 Oe и изотропной коэрцитивной силой 15 Oe. Низкая коэрцитивная сила этой фазы свидетельствует о том, что она представлена в виде наноразмерных зерен. Другая фаза TbFe₃ обладает высоким полем насыщения, превышающим доступное в экспериментах поле 1 Т, и нулевой коэрцитивной силой. Размеры зерен этой фазы составляют 200–300 μm . Сильная одноионная анизотропия тербия приводит к очень высоким значениям поля анизотропии в микропроводах

TbFeV по сравнению со значением этого параметра в микропроводах PrDyFeCoB.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии АААА-А19-119092390079-8 (грант РФФИ № 22-19-20157 и грант в виде субсидии из бюджета Калининградской области № 06-С/2022, <https://rscf.ru/project/22-19-20157/>, № 22-19-20157).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.Y. Kang, S.R. Lee, S.H. Lim. *IEEE Trans. Magn.* **35**, 5, 3826 (1999). <https://doi.org/10.1109/20.800678>
- [2] Z. Ren, L. Chen, S. Li, H. Liu, Z. Lu. *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* **103**, 012006 (2015). <https://doi.org/10.1088/1757-899X/103/1/012006>
- [3] S. Zhang, M. Zhang, Y. Qiao, X. Gao, D. Ling, S. Zhou. *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 16, 2304 (2010). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.02.031>
- [4] H. Chiriac, T.-A. Óvári, A. Zhukov. *J. Magn. Magn. Mater.* **254–255**, 469 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00875-2](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00875-2)
- [5] A.T. Pedziwiatr, H.Y. Chen, W.E. Wallace. *J. Magn. Magn. Mater.* **67**, 3, 311 (1987). [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(87\)90189-2](https://doi.org/10.1016/0304-8853(87)90189-2)
- [6] J. Bland. *A Mössbauer Spectroscopy and Magnetometry Study of Magnetic Multilayers and Oxides*. University of Liverpool (2002).
- [7] J.D. Rinehart. *Long. Chem. Sci.* **2**, 11, 2078 (2011). <https://doi.org/10.1039/C1SC00513H>
- [8] T. Shima, H. Yokoyama, H. Fujimori. *J. Alloys Compd* **258**, 1–2, 149 (1997). [https://doi.org/10.1016/S0925-8388\(97\)00058-3](https://doi.org/10.1016/S0925-8388(97)00058-3)
- [9] G.J. Bowden, P.A.J. de Groot, J.D. O’Neil, B.D. Rainford, A.A. Zhukov. *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 13, 2437 (2004). <https://doi.org/10.1088/0953-8984/16/13/021>
- [10] J.-C. Shih, S.-Y. Hsu, L.-J. Chao, T.-S. Chin. *J. Appl. Phys.* **88**, 6, 3541 (2000). <https://doi.org/10.1063/1.1286469>
- [11] S.J. Clegg, R.D. Greenough, W.E. Hagston. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 5589 (1993). <https://doi.org/10.1063/1.353660>
- [12] R.M. Liu, M. Yue, W.Q. Liu, D.T. Zhang, J.X. Zhang, Z.H. Guo, W. Li. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 16, 162510 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3653256>
- [13] Д.В. Королев, Р.А. Валеев, В.П. Пискорский, О.В. Коплак, О.С. Дмитриев, А.Д. Таланцев, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **63**, 8, 1098 (2021). <http://dx.doi.org/10.21883/FTT.2021.08.51160.077>
- [14] Е.В. Дворецкая, В.Л. Сидоров, О.В. Коплак, Д.В. Королев, В.П. Пискорский, Р.А. Валеев, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **64**, 8, 984 (2022). <http://dx.doi.org/10.21883/FTT.2022.08.52694.373>
- [15] S.F. Cheng, R. Segnan, J.R. Cullen, A.E. Clark, M.Q. Huang. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 5733 (1993). <https://doi.org/10.1063/1.353607>
- [16] Е.Н. Каблов, О.Г. Оспенникова, В.П. Пискорский, Д.В. Королев, Е.И. Куницына, А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов. *Физика низких температур* **42**, 1, 60 (2016).
- [17] Е.И. Куницына, В.П. Пискорский, Д.В. Королев, Р.А. Валеев, В.В. Кучеряев, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **60**, 12, 2384 (2018). <http://dx.doi.org/10.21883/FTT.2018.12.46728.128>
- [18] J.B. Thoele. *Magnetization and magnetostriction in highly magnetostrictive materials*. United States (1993). <https://doi.org/10.2172/10190712>
- [19] Y.V. Yang, Y.Y. Huang, Y.M. Jin. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 1, 012503 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3533910>

Редактор Т.Н. Василевская