05,07

Особенности процессов намагничивания и фазовые диаграммы редкоземельных ферримагнетиков $RFe_{11}TiN_x$ (R = Tm, $x = 0$ и 1) со структурой $ThMn_{12}$ в сверхсильных магнитных полях

© В.В. Дорофеев[1,2], Н.В. Костюченко[2,3], Д.И. Плохов[1,2,4], И.С. Терёшина[2,5]

[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия
[2] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия
[3] Московский физико-технический институт,
Долгопрудный, Россия
[4] Российский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы,
Москва, Россия
[5] Физический факультет
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: dmitry@plokhov.ru

Поступила в Редакцию 16 марта 2025 г.
В окончательной редакции 23 марта 2025 г.
Принята к публикации 24 марта 2025 г.

Исследован процесс полного намагничивания ферримагнетика $TmFe_{11}Ti$, а также его нитрида $TmFe_{11}TiN_1$, в магнитном поле с индукцией до 100 T. Показано, что внешнее магнитное поле индуцирует переориентацию подрешеток железа и тулия, приводя в сверхсильном поле к реализации неколлинеарной и ферромагнитной фаз. На основе имеющихся экспериментальных данных даны оценки эффективных полей межподрешеточного обмена и констант магнитокристаллической анизотропии. Получены фазовые диаграммы в переменных „поле–температура“.

Ключевые слова: редкоземельные интерметаллиды, сверхсильные магнитные поля, магнитные фазовые переходы, процесс полного намагничивания.

DOI: 10.61011/FTT.2025.03.60262.52-25

1. Введение

Общеизвестно, что в настоящее время постоянные магниты имеют чрезвычайно широкую область практического применения. Они необходимы для функционирования самых разных устройств [1]: устройств генерации электроэнергии, в том числе возобновляемой, электродвигателей всевозможных транспортных средств, медицинской аппаратуры, устройств хранения информации и т. д.

Одним из значительных прорывов в области создания эффективных постоянных магнитов стало использование редкоземельных интерметаллических магнитных материалов, начавшееся с соединения $SmCo_5$ в 1966 году [2]. Позднее, с 1982 года, наиболее эффективным среди магнитотвердых материалов становится интерметаллид состава $Nd_2Fe_{14}B$ [3], который остается лидером по ряду важнейших характеристик уже более сорока лет. Однако получение и оптимизация высокоэффективных постоянных магнитов по-прежнему остается актуальной задачей для современного технологического развития.

Важнейшими характеристиками, определяющими качество сильного постоянного магнита, являются температура Кюри, намагниченность насыщения и магнитокристаллическая анизотропия [4–6]. При достижении температуры Кюри материал теряет свои ферромагнитные свойства, поэтому необходимо, чтобы как можно более высокие ее значения обеспечивали возможность использования магнитов в условиях высоких температур (от 400 °C и выше), что критично, например, для электродвигателей и электрогенераторов.

В последние десятилетия особый интерес вызывают редкоземельные магнитотвердые материалы на основе железа с общей формулой $RFe_{11}X$ (R — редкоземельный элемент, X — переходный элемент), имеющие тетрагональную структуру типа $ThMn_{12}$ [7,8], например, $RFe_{11}Ti$. Они являются объектами интенсивных исследований как экспериментальными методами [13–15], так и с помощью подходов теоретического моделирования [1,9–12,16], что вызвано их выдающимися физическими свойствами. Они имеют высокую температуру Кюри T_c, достаточно высокую намагниченность насыщения M_s, а некоторые из них — большую величину константы магнитокристаллической анизотропии K_1 [17–19]. Эти материалы относятся к важному классу магнитных интерметаллических соединений, играющих существенную роль в создании высокоэффективных по-

стоянных магнитов и внедрении новых инновационных технологий [1,20].

Основным практическим стимулом для изучения этих соединений является высокая стоимость и стратегическая значимость редкоземельных элементов и кобальта, а также потребность в эффективных постоянных магнитах с пониженным содержанием редкоземельных элементов [17,19,21]. Соединения $RFe_{11}X$ характеризуются наименьшим отношением редкоземельных элементов к переходным металлам по сравнению с другими редкоземельными интерметаллидами, в частности $Nd_2Fe_{14}B$, при этом их магнитные свойства можно значительно улучшить за счет введения легких элементов, таких как водород или азот [18,22–24].

Основными параметрами для редкоземельных магнитотвердых материалов являются высокая энергия магнитной анизотропии, обеспечиваемая редкоземельными ионами, в сочетании с высокой намагниченностью и температурой Кюри, связанными с подрешеткой переходных металлов, обычно содержащими железо и/или кобальт [25,26]. Переходные металлы вносят незначительный вклад в анизотропию, поскольку их спин-орбитальное взаимодействие невелико, и их направление намагничивания определяется взаимодействием с редкоземельным ионом. Все тяжелые редкоземельные элементы (некоторые из которых весьма дорогие [27]) имеют магнитные моменты, ориентированные противоположно магнитному моменту переходного металла, что снижает общую намагниченность материала.

Соединения $RFe_{11}Ti$, обладают важным преимуществом: за счет уменьшения содержания редкоземельных элементов (включая тяжелые) увеличивается процентная доля железа в составе и, следовательно, повышается намагниченность в расчете на один редкоземельный ион. Однако снижение концентрации редкоземельных элементов может оказать влияние на их вклад в общую магнитную анизотропию. Интерметаллические соединения $RFe_{11}Ti$, содержащие железо и редкоземельный элемент, представляют собой, по большей части, материалы с ярко выраженной одноосной магнитной анизотропией, обусловленной кристаллической структурой подрешетки железа [28,29]. Примером такого материала является соединение $YFe_{11}Ti$, для которого первая константа магнитокристаллической анизотропии $K_1 = 0.89\,\mathrm{MJ/m^3}$ при комнатной температуре [22,23].

С исследовательской точки зрения соединения $RFe_{11}Ti$ вызывают большой интерес как объекты для комплексной модификации с целью значительного повышения их характеристик и улучшения их свойств [13], а также для детального понимания вклада редкоземельной подрешетки, так как в отличие, например, от соединений $R_2Fe_{14}B$ в соединениях $RFe_{11}Ti$ имеется только одно положение редкой земли, что упрощает прояснение поведения и свойств именно редкоземельной подсистемы [12,30].

В настоящей работе на основе модели двухподрешеточного ферримагнетика [31,32] теоретически исследованы процессы намагничивания монокристаллического интерметаллида $TmFe_{11}Ti$ и его нитрида $TmFe_{11}TiN_1$ в магнитных полях до 100 T, а также получены магнитные фазовые диаграммы этих соединений в переменных „индукция поля–температура“. Выбор соединения обусловлен, главным образом, наличием высокополевых экспериментальных данных для кривых намагничивания в магнитном поле приложенном как вдоль легкого направления (кристаллографической c-оси), так и в ab-плоскости [6]. Это особенно важно, так как, несмотря на все возможности современных экспериментальных технологий, каждый высокополевой эксперимент является уникальным.

Исследование магнитных фазовых диаграмм для соединений, на основе которых могут быть созданы постоянные магниты, является актуальным потому, что для многих практических приложений, например, электромоторов, важно, чтобы материал намагничивался постепенно, т. е. находился в одной магнитной фазе в широком диапазоне внешних магнитных полей, чему способствуют большие величины обменных полей, обычно 50−70 T для составов $RFe_{11}Ti$ [5,6]. С фундаментальной точки зрения и с точки зрения более отдаленных практических приложений необходимо детально исследовать все магнитные фазы, что, в том числе, помогает прояснить ключевые особенности поведения обоих подрешеток: как редкоземельной, так и железной.

2. Модель двухподрешеточного ферримагнетика

Кристаллическая структура соединений $RFe_{11}Ti$ характеризуется наличием одной уникальной позиции $2a$ (симметрия $4/mmm$) для атома редкоземельного элемента и трех различных позиций для атомов железа ($8i$, $8j$ и $8f$). Важно отметить, что позицию $8i$ занимают не только атомы железа, но и атомы титана. В случае модификации атомами легких элементов (при гидрировании или азотировании) атомы водорода или азота занимают в кристаллической решетке позицию $2b$ [5] (рис. 1). Это приводит к заметному изменению магнитных свойств материала. Атомы редкоземельных элементов и атомы железа формируют две магнитные подрешетки, которые могут быть либо ферромагнитно упорядоченными (параллельная ориентация спинов) в случае легких редкоземельных элементов, либо ферримагнитно ориентированными (антипараллельная ориентация спинов) для тяжелых редкоземельных элементов.

Для исследования особенностей процесса намагничивания рассматриваемых соединений в сильных и сверхсильных магнитных полях воспользуемся термодинамической моделью двухподрешеточного ферримагнетика, ранее уже показавшей свою эффективность [31,32]. В рамках модели решается задача нахождения равновесных ориентаций намагниченности подрешеток в условиях наложения магнитного поля путем минимизации свободной энергии кристалла.

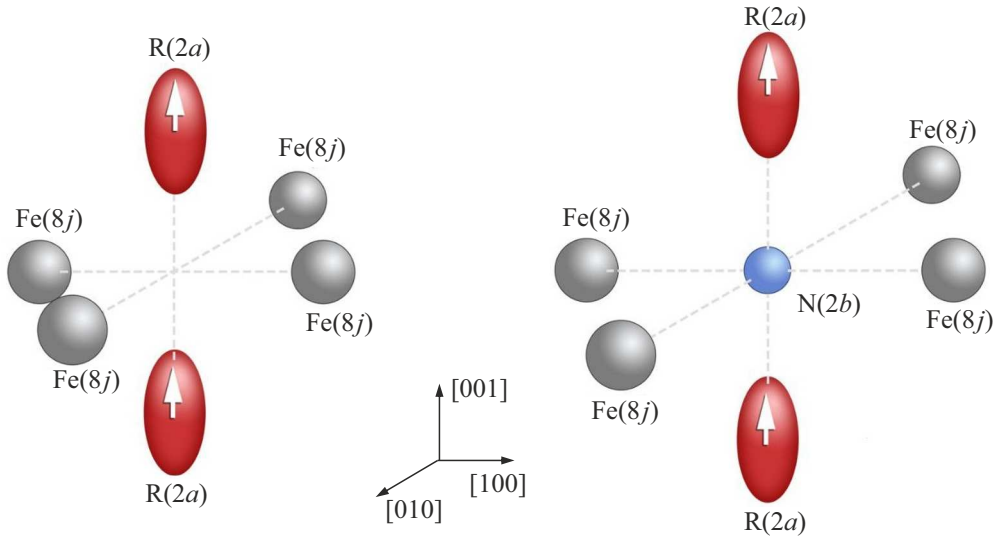


Рис. 1. Схематическое изображение расположения атомов редкоземельных элементов (красные), атомов железа (серые), атомов азота (голубой) в соединениях $RFe_{11}Ti$ и $RFe_{11}TiN_1$ по отношению к кристаллографическим осям: слева — для исходного состава, справа — для нитрида. Стрелки внутри редкоземельных атомов указывают направление их магнитных моментов [5].

Основными вкладами в свободную энергию кристалла являются вклад от действия внешнего магнитного поля на магнитные моменты редкоземельной и железной подрешеток, вклад от обменного взаимодействия между ними, а также вклад от наличия магнитокристаллической анизотропии. Выражение для свободной энергии $\mathscr{F}$, рассчитанной на единицу объема, можно [32] представить в виде

$$\mathscr{F} = -\mathbf{M}_F\mathbf{B} - \int_0^{B_R} M_R(T, B'_R)\, dB'_R + W_A. \qquad (1)$$

Первое слагаемое здесь описывает действие внешнего магнитного поля с индукцией $\mathbf{B}$ на подрешетку железа, причем намагниченность M_F железной подрешетки считается постоянной, не зависящей ни от температуры, ни от внешнего магнитного поля, ввиду очень сильного обменного взаимодействия между атомами железа. Второе слагаемое в выражении (1) определяет энергию взаимодействия редкоземельной подрешетки, имеющей намагниченность M_R, и эффективного магнитного поля B_R. Важно отметить, что для рассматриваемых соединений $M_R < M_F$. Наконец, третье слагаемое W_A представляет собой вклад магнитокристаллической анизотропии.

Поскольку для редкоземельных ионов энергия их обменного взаимодействия с ионами железа велика по сравнению с энергией магнитной анизотропии [33], редкоземельную подрешетку можно рассматривать как совокупность магнитных моментов, выстраивающихся вдоль направления эффективного магнитного поля $\mathbf{B_R}$, включающего внешнее магнитное поле $\mathbf{B}$ и обменное поле $\mathbf{B}_{ex}$:

$$\mathbf{B}_R = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{ex} = \mathbf{B} - \mu_0\lambda\mathbf{M}_F, \qquad (2)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, $\lambda > 0$ — константа обменного взаимодействия. Следует заметить, что рассматриваемая модель не учитывает обменное взаимодействие между ионами редкоземельной подрешетки, поскольку в ряду обменных взаимодействий оно является наиболее слабым: $R-R \ll R-Fe \ll Fe-Fe$.

Зависимость намагниченности $M_R(T, B_R)$ редкоземельной подрешетки от температуры T и индукции B_R эффективного магнитного поля, вообще говоря, определяется действием на редкоземельный ион кристаллического поля. Как известно, в случае рассматриваемых интерметаллических соединений в сверхсильных магнитных полях вклад кристаллического поля не является ведущим [34]. Сделать подобный вывод позволяет также то, что расчеты кривых намагничивания $TmFe_{11}Ti$ при $T = 4.2\,\mathrm{K}$, получаемых в рамках рассматриваемой теории и при моделировании с учетом действия на ионы тулия кристаллического поля [5], приводят к очень близким результатам.

Указанное обстоятельство свидетельствует в пользу применимости используемой нами более простой модели для описания процесса полного намагничивания как инструмента для выполнения простых и быстрых оценок параметров исследуемых соединений, в том числе для получения магнитных фазовых диаграмм. В рамках модели двухподрешеточного ферримагнетика зависимость $M_R(T, B_R)$ может быть выражена с помощью функции Бриллюэна:

$$M_R(T, B_R) = M_{0R} \cdot B_J\left(\frac{\mu_R B_R}{k_B T}\right), \qquad (3)$$

где k_B — постоянная Больцмана, M_{0R} — намагниченность редкоземельной подрешетки при нулевой температуре, J — квантовое число полного углового момента

основного мультиплета редкоземельного иона, а μ_R — величина магнитного момента редкоземельного иона. Основным мультиплетом рассматриваемых ионов Tm^{3+} является $^3H_6$, для которого $\mu_R = 7\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора).

Известно [35], что экспериментально наблюдаемые значения μ_R в рассматриваемой системе $RFe_{11}TiN_x$ ($x = 0$ или 1) близки к их теоретическим значениям, характерным для свободного редкоземельного иона R^{3+}, что указывает на высокую степень локализации $4f$-электронов в узлах подрешетки редкой земли и допустимость использования модели локализованных магнитных моментов при описании магнитных свойств интерметаллических соединений $RFe_{11}Ti$ и их нитридов.

Выражение для энергии анизотропии W_A кристалла в целом может быть представлено в одноионном приближении, когда железная и редкоземельная подрешетки вносят независимые вклады. В случае рассматриваемых одноосных кристаллов в выражении для энергии анизотропии в первом приближении можно ограничиться ведущим слагаемым

$$W_A(\theta, \varphi) = K_1 \sin^2 \theta, \tag{4}$$

записанным в системе координат, оси x и z которой направлены соответственно вдоль кристаллографических осей a и c. Заметим, что константа анизотропии K_1 положительна.

3. Процессы полного намагничивания и магнитные фазовые диаграммы

Исследование процесса полного намагничивания сводится к определению равновесных ориентаций намагниченностей подрешеток кристалла при различных значениях внешнего магнитного поля и температуры путем минимизации выражения (1) для свободной энергии. В настоящей работе будут рассматриваться два случая ориентации внешнего магнитного поля: вдоль кристаллографической c-оси (продольное поле) и вдоль кристаллографической a-оси (поперечное поле).

Для случая продольного поля $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ имеем

$$\frac{\partial \mathscr{F}}{\partial \theta} = M_F B \sin\theta - M_R \frac{\partial B_R}{\partial \theta} + K_1 \sin 2\theta = 0,$$

$$B_R = \sqrt{B^2 + B_{ex}^2 - 2BB_{ex}\cos\theta}, \quad \partial^2\mathscr{F}/\partial\theta^2 > 0, \tag{5}$$

а для случая поперечного поля $\mathbf{B} = (B, 0, 0)$ имеем

$$\frac{\partial \mathscr{F}}{\partial \theta} = -M_F B \cos\theta - M_R \frac{\partial B_R}{\partial \theta} + K_1 \sin 2\theta = 0,$$

$$B_R = \sqrt{B^2 + B_{ex}^2 - 2BB_{ex}\sin\theta}, \quad \partial^2\mathscr{F}/\partial\theta^2 > 0. \tag{6}$$

При записи уравнений (5) и (6) использована введенная выше система координат, в которой углом θ задается ориентация намагниченности железной подрешетки по отношению к кристаллографической c-оси. В свою очередь, ориентация намагниченности редкоземельной подрешетки, задаваемая углом θ_R, как уже упоминалось при описании модели, определяется условием $\mathbf{M}_R \parallel \mathbf{B}_R$.

Перейдем теперь к анализу особенностей процесса полного намагничивания ферримагнетика $TmFe_{11}Ti$ и его нитрида $TmFe_{11}TiN_1$. Целесообразно рассматривать отдельно случаи продольного и поперечного направления приложения внешнего магнитного поля. Также необходимо сделать оговорку, что в настоящей работе не ставится цель изучения деталей процесса намагничивания при малых величинах индукции внешнего магнитного поля. При рассмотрении процесса полного намагничивания предполагается, что кристалл находится в состоянии ферримагнитного насыщения уже в нулевом поле.

3.1. Процесс полного намагничивания в продольном поле

Нетрудно видеть, что в сравнительно слабом внешнем магнитном поле при низких температурах уравнение (5) имеет решения $\theta = 0$ и $\theta = \pi$, реализующие минимум свободной энергии (1). При этом, соответственно, $\theta_R = \pi$ и $\theta_R = 0$, т.е. кристалл находится в состоянии ферримагнитного упорядочения. Напротив, в очень сильном внешнем магнитном поле, энергетически выгодным становится ферромагнитное упорядочение, когда $\theta = 0$ и $\theta_R = 0$. Переход из ферримагнитной фазы в ферромагнитную фазу происходит через т.н. угловую (неколлинеарную) промежуточную фазу [32], в которой намагниченности подрешеток отклоняются от направления приложенного магнитного поля, при этом $\theta \neq 0$ и $\theta_R \neq 0$.

Границы области реализации неколлинеарной фазы по индукции магнитного поля и температуре могут быть установлены, если в уравнении (5) положить $\cos\theta = 1$. Подробный анализ показывает [32], что существует некоторая температура $T_{\max}$, ниже которой есть два критических значения индукции магнитного поля, зависящих от температуры: нижнее $B_1 = B_1(T)$ и верхнее $B_2 = B_2(T)$.

Если индукция B внешнего магнитного поля не превышает нижнего критического значения B_1, то соединение находится в ферримагнитном состоянии, когда намагниченности редкоземельной и железной подрешеток противонаправлены, а намагниченность всего образца $M_{\text{ferri}} = M_F - M_R$. При достижении нижней критической индукции поля происходит фазовый переход второго рода, реализуется неколлинеарная фаза, в которой намагниченности подрешеток отклоняются от оси ферримагнитного насыщения, совершая переориентацию к вынужденному ферромагнитному упорядочению, реализующемуся при индукции поля, превышающей верхнее критическое значение B_2. Намагниченность образца достигает максимально возможного значения $M_{\text{ferro}} = M_F + M_R$. Описанный процесс является процессом полного намагничивания.

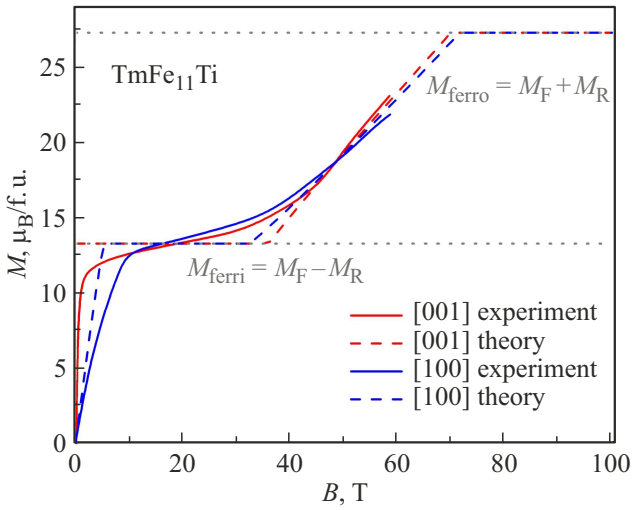


Рис. 2. Экспериментальные [5] кривые намагничивания (сплошные линии) монокристалла $TmFe_{11}Ti$, полученные при температуре 4.2 K в магнитных полях, приложенных вдоль кристаллографических осей [0 0 1] и [1 0 0]. Теоретические кривые намагничивания (штриховые линии) получены в настоящей работе в рамках модели двухподрешеточного ферримагнетика.

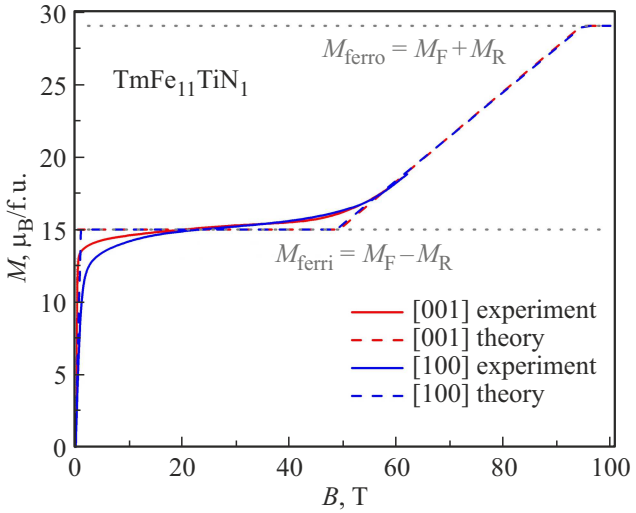


Рис. 3. Экспериментальные [5] кривые намагничивания (сплошные линии) порошкового ориентированного образца $TmFe_{11}TiN_1$, полученные при температуре 4.2 K в магнитных полях, приложенных вдоль кристаллографических осей [0 0 1] и [1 0 0]. Теоретические кривые намагничивания (штриховые линии) получены в настоящей работе в рамках модели двухподрешеточного ферримагнетика.

Данные измерений [5] кривых полного намагничивания в сильных магнитных полях позволяют выполнить оценку величин критических полей. На рис. 2 и 3 представлены полученные экспериментально кривые намагничивания соответственно рассматриваемого соединения и его нитрида при температуре 4.2 K в диапазоне внешних магнитных полей до 60 T. Штриховые линии отражают теоретический ход кривой намагничивания во

Характеристики ферримагнетиков

Соединение	μ_F/μ_B	μ_R/μ_B	B_{ex}, T	K_1, MJ/m^3
$TmFe_{11}Ti$	1.85	7.0	52.7	1.79
$TmFe_{11}TiN_1$	2.00	7.0	71.9	0.71

всех трех реализуемых фазах: горизонтальные участки отвечают ферри- и ферромагнитной фазам, а наклонный участок — неколлинеарной фазе. Точки излома (в реальности — резкого изменения наклона кривых) соответствуют критическим полям B_1 и B_2.

По данным эксперимента возможно с достаточной точностью рассчитать значения констант исследуемого материала и его нитрида: магнитные моменты атомов железа μ_F и редкой земли μ_R (в магнетонах Бора μ_B), величину индукции эффективного обменного поля B_{ex} и константу магнитокристаллической анизотропии K_1 (см. таблицу). Обращает на себя внимание то, что введение атома легкого элемента заметно изменяет свойства материала. Так, увеличивается намагниченность железной подрешетки и существенно усиливается межподрешеточное обменное взаимодействие. Кажущееся уменьшение магнитокристаллической анизотропии объясняется тем, что кристаллиты порошкового образца нитрида предварительно не были полностью ориентированы вдоль c-оси легкого намагничивания (на это также указывает значительная схожесть кривых намагничивания в продольном и поперечном магнитных полях).

Аналитическое выражение для величин критических полей B_1 и B_2 можно легко получить в предельном случае $T \to 0$:

$$B_{1,2} = \frac{B_{ex}}{2}\left(1 \mp \frac{M_R}{M_F}\right) - \frac{K_1}{M_F} + \sqrt{\left(\frac{B_{ex}}{2}\left(1 \mp \frac{M_R}{M_F}\right) - \frac{K_1}{M_F}\right)^2 + \frac{2K_1 B_{ex}}{M_F}}$$

$$\approx B_{ex}\left(1 \mp \frac{M_R}{M_F}\right) \pm \frac{2K_1 M_R}{M_F(M_F \mp M_R)}.$$

Для конечных температур приходится прибегать к численному решению уравнений (5). Графики зависимостей $B_1(T)$ и $B_2(T)$ показаны на рис. 4. Заметим, что по мере повышения температуры нижнее критическое поле возрастает, а верхнее поле убывает, и они становятся равными друг другу при $T \to T_{\max}$. Фактически графики зависимостей $B_1(T)$ и $B_2(T)$ представляют собой фазовую диаграмму исследуемых соединений $RFe_{11}TiN_x$ ($x = 0$ или 1) в сверхсильных магнитных полях в переменных „индукция поля–температура“.

3.2. Процесс полного намагничивания в поперечном поле

Очевидно, в очень сильном поперечном магнитном поле (более 80 T) также реализуется состояние вынуж-

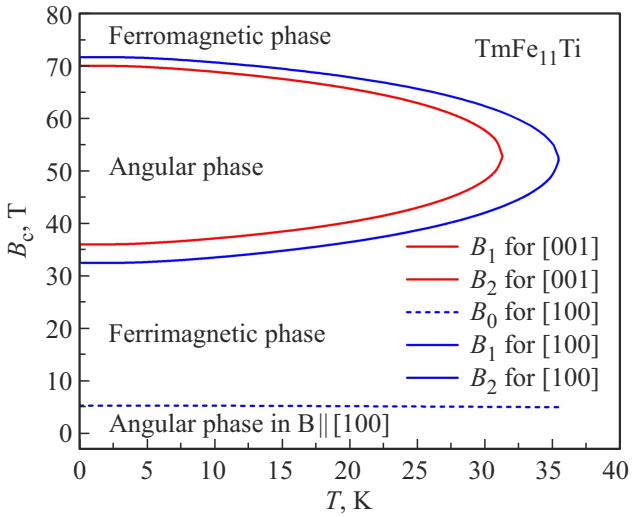


Рис. 4. Магнитная фазовая диаграмма монокристаллического $TmF_{11}Ti$ в магнитных полях, приложенных вдоль кристаллографических осей [0 0 1] и [1 0 0]. Расчет дан в рамках теории двухподрешеточного ферримагнетика.

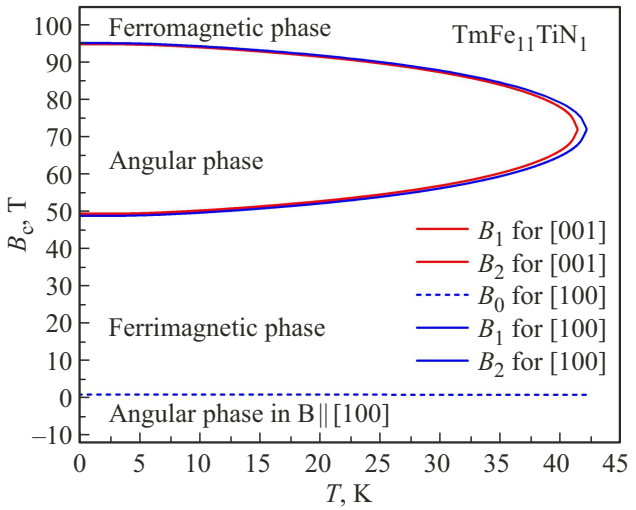


Рис. 5. Магнитная фазовая диаграмма порошкового ориентированного образца $TmF_{11}TiN_1$ в магнитных полях, приложенных вдоль кристаллографических осей [0 0 1] и [1 0 0]. Расчет дан в рамках модели двухподрешеточного ферримагнетика.

денного ферромагнитного упорядочения, когда намагниченности подрешеток выстраиваются вдоль направления внешнего магнитного поля в базовой (ab)-плоскости, перпендикулярной c-оси легкого намагничивания. Однако, процесс полного намагничивания поперечном поле отличается от процесса полного намагничивания в продольном поле.

Главное отличие состоит в том, что под действием сравнительно слабого поперечного магнитного поля образец из состояния ферримагнитного насыщения с намагниченностью $\mathbf{M}_{\text{ferri}} \parallel [0\,0\,1]$ переходит в состояние ферримагнитного насыщения с намагниченностью $\mathbf{M}_{\text{ferri}} \parallel [1\,0\,0]$. В процессе такой переориентации от легкой оси к базовой плоскости намагниченности подрешеток неколлинеарны, поэтому реализуется дополнительная угловая фаза. Такое поведение образца обуславливается наличием магнитокристаллической анизотропии, стремящейся „удержать“ намагниченности подрешеток в направлении легкой c-оси.

Дальнейший ход процесса полного намагничивания протекает в общих чертах так же, как и в случае продольного поля: при $B_0 < B < B_1$ образец находится в ферримагнитной фазе, с намагниченностью $M_{\text{ferri}} = M_F - M_R$, направленной вдоль поля; при $B_1 < B < B_2$ реализуется неколлинеарная фаза с отклонением намагниченностей подрешеток от направления внешнего магнитного поля; наконец, при $B > B_2$ формируется вынужденное ферромагнитное состояние, в котором намагниченность образца достигает предельно возможного значения $M_{\text{ferro}} = M_F + M_R$, будучи направленной вдоль внешнего магнитного поля. Подобное сходство процессов полного намагничивания в продольном и поперечном полях вполне объяснимо: по мере возрастания индукции внешнего поля увеличивается вклад в свободную энергию от его взаимодействия с подрешетками, при этом относительный вклад магнитокристаллической анизотропии становится все менее заметным. Вместе с тем, благодаря наличию анизотропии, значения критических полей B_1 и B_2 в случае поперечного поля все же не совпадают с B_1 и B_2 для продольного поля:

$$B_0 = \frac{B_{ex}}{2}\left(1 - \frac{M_R}{M_F}\right) + \frac{K_1}{M_F}$$
$$- \sqrt{\left(\frac{B_{ex}}{2}\left(1 - \frac{M_R}{M_F}\right) + \frac{K_1}{M_F}\right)^2 - \frac{2K_1 B_{ex}}{M_F}} \approx \frac{2K_1}{M_F - M_R},$$

$$B_{1,2} = \frac{B_{ex}}{2}\left(1 \mp \frac{M_R}{M_F}\right) + \frac{K_1}{M_F}$$
$$+ \sqrt{\left(\frac{B_{ex}}{2}\left(1 \mp \frac{M_R}{M_F}\right) + \frac{K_1}{M_F}\right)^2 - \frac{2K_1 B_{ex}}{M_F}}$$
$$\approx B_{ex}\left(1 \mp \frac{M_R}{M_F}\right) \mp \frac{2K_1 M_R}{M_F(M_F \mp M_R)}.$$

Температурные зависимости $B_0(T)$, $B_1(T)$ и $B_2(T)$ также были получены путем решения уравнения (6) с использованием набора материальных констант, представленных в таблице. Графики этих зависимостей показаны на рис. 4 и 5.

4. Заключение

Основные результаты и выводы данной работы могут быть сформулированы следующим образом: на основе выполненных измерений высокополевых зависимостей намагниченности редкоземельного ферримагнетика

$TmFe_{11}Ti$ и нитрида $TmFe_{11}TiN_1$ дано количественное описание процесса полного намагничивания в сверхсильных внешних магнитных полях, направленных как вдоль оси легкого намагничивания (кристаллографическая c-ось), так и перпендикулярно ей (ab-плоскость). Анализ экспериментальных кривых намагничивания позволил определить значения критических полей, индуцирующих переориентационные магнитные фазовые переходы в рассматриваемых соединениях. В рамках модели двухподрешеточного ферримагнетика удалось получить оценки материальных констант рассматриваемых соединений (величину B_{ex} эффективного поля межподрешеточного обменного взаимодействия и константу K_1 магнитокристаллической анизотропии), а также рассчитать магнитные фазовые диаграммы исследуемых соединений в переменных „индукция поля–температура“.

Проведенные измерения позволили экспериментально наблюдать индуцированный магнитным полем фазовый переход из исходного ферримагнитного состояния в неколлинеарное состояние. Показано, что для завершения процесса полного намагничивания и наблюдения соединений в в индуцированным полем ферромагнитном состоянии необходимы магнитные поля мегагауссного диапазона.

Достоинством использованной теоретической модели полного намагничивания является ее простота, при этом модель позволила описать ключевые особенности этого процесса в сверхсильных магнитных полях и оценить характеристики процесса и параметры изучаемых соединений. Разработанная модель с незначительными модификациями может быть использована для изучения магнитных свойств различных типов редкоземельных магнитных материалов как в сильных, так и в сверхсильных магнитных полях.

Финансирование работы

Настоящее исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (НЦФМ), проект „Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях“ (шифр „НЦФМ-7-2325“). Работа Н.В. Костюченко выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект ФСМГ-2025-0005). Публикация выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства Российского университета дружбы народов им. Патриса Лумумбы (РУДН).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.M.D. Coey. Eng. J. **6**, *2*, 119 (2020).
[2] K. Strnat. IEEE Trans. Magn. **6**, *2*, 182 (1970).
[3] J.F. Herbst. Rev. Mod. Phys. **63**, 819 (1991).
[4] A.V. Andreyev, A.N. Bogatkin, N.V. Kudrevatykh, S.S. Sigaev, Y.N. Tarasov. Phys. Met. Metallogr. **68**, *1*, 68 (1989).
[5] I.S. Tereshina, N.V. Kostyuchenko, E.A. Chitrova-Tereshina, Y. Skourski, M. Doerr, I.A. Pelevin, A.K. Zvezdin, M. Paukov, L. Havela, H. Drulis. Sci. Rep. **8**, 3595 (2018).
[6] N.V. Kostyuchenko, I.S. Tereshina, E.A. Tereshina-Chitrova, A.K. Zvezdin. J. Low. Temp. Phys. **200**, 164 (2020).
[7] D.B. De Mooij, K.H.J. Buschow. J. Less Common Metals **136**, *2*, 207 (1988).
[8] C. Xu, L. Wen, A. Pan, L. Zhao, Y. Liu, X. Liao, Y. Pan, X. Zhang. Crystals **14**, *6*, 5071 (2024).
[9] W.Körner, G. Krugel, C. Elsässer. Sci. Rep. **6**, 24686 (2016).
[10] Y. Harashima, K. Terakura, H. Kino, S. Ishibashi, T. Miyake. Phys. Rev. B **92**, 184426 (2015).
[11] R. Skomski, J.M.D. Coey. Scr. Mater. **112**, 3 (2016).
[12] D. Fruchart. In: Magnetic and Superconducting Materials. World Scientific (2000). P. 737.
[13] D.S. Neznakhin, S.V. Andreev, M.A. Semkin, N.V. Selezneva, M.N. Volochaev, A.S. Bolyachkin, N.V. Kudrevatykh, A.S. Volegov. J. Magn. Magn. Mater. **484**, 212 (2019).
[14] I. Ryzhikhin, S. Andreev, M. Semkin, N. Selezneva, A. Volegov, N. Kudrevatykh. J. Phys.: Conf. Series **1389**, 012117 (2019).
[15] B.-P. Hu, H.-S. Li, J.P. Gavigan, J.M.D. Coey. J. Phys.: Condens. Matter **1**, *4*, 755 (1989).
[16] S. Erdmann, T. Klüner, H.I. Sözen. J. Magn. Magn. Mater. **572**, 170645 (2023).
[17] A.M. Gabay, R. Cabassi, S. Fabbrici, F. Albertini, G.C. Hadjipanayis. J. Alloys Compd. **683**, 271 (2016).
[18] X.-D. Zhang, B.-P. Cheng, Y.-C. Yang. Appl. Phys. Lett. **77**, *24*, 4022 (2000).
[19] C. Zhou, K. Sun, F.E. Pinkerton, M.J. Kramer. J. Appl. Phys. **117**, *17*, 17A741 (2015).
[20] O. Gutfleisch, M.A. Willard, E. Brück, C.H. Chen, S.G. Sankar, J.P. Liu. Adv. Mater. **23**, *7*, 821 (2011).
[21] J. Shehu, I. Shetinin. SSRN preprints. https://ssrn.com/abstract=4557924
[22] I.S. Tereshina, P. Gaczyński, V.S. Rusakov, H. Drulis, S.A. Nikitin, W. Suski, N.V. Tristan, T. Palewski. J. Phys.: Condens. Matter **13**, *35*, 8161 (2001).
[23] W. Suski. Handb. Phys. Chem. Rare Earths **22**, 143 (1996).
[24] S.A. Nikitin, I.S. Tereshina, V.N. Verbetsky, A.A. Salamova. J. Alloys Compd. **316**, *1–2*, 46 (2001).
[25] H.-S. Li, J.M.D. Coey. Handb. Magn. Mater. **28**, 87 (2019).
[26] A.A. Makurenkova, M.V. Zhelezny, N.Y. Pankratova, E.S. Kozlyakova, I.S. Tereshina, S.A. Nikitin. Bull. of the Russian Academy of Sciences: Physics **87**, *4*, 420 (2023).
[27] www.compoundchem.com
[28] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.
[29] H.C. Herper, K.P. Skokov, S. Ener, P. Thunström. Acta Materialia **242**, 118473 (2023).
[30] C. Abadía, P.A. Algarabel, B. García-Landa, M.R. Ibarra, A. del Moral, N.V. Kudrevatykh, P.E. Markin. J. Phys.: Condens. Matter **10**, *2*, 349 (1998).
[31] Н.В. Костюченко, Д.И. Плохов, В.В. Дорофеев, М.Д. Коляденко, Е.Н. Сёмушкина, А.К. Звездин. Инж. физ. *5*, 12 (2024).

[32] Н.В. Костюченко, Д.И. Плохов, И.С. Терёшина, Г.А. Политова, Ю.Б. Кудасов, В.В. Платонов, О.М. Сурдин, Д.А. Маслов, И.С. Стрелков, Р.В. Козабаранов, П.Ю. Катенков, А.С. Коршунов, И.В. Макаров, А.И. Быков, А.В. Филиппов, Е.А. Бычкова, П.Б. Репин, В.Д. Селемир, А.А. Горбацевич, А.К. Звездин. ЖЭТФ **166**, *6*, 846 (2024).
[33] В.И. Силантьев, А.И. Попов, Р.З. Левитин, А.К. Звездин. ЖЭТФ **78**, *2*, 640 (1980).
[34] C. Piquer, F. Grandjean, O. Isnard, G.J. Long. J. Phys.: Condens. Matter. **18**, *1*, 221 (2006).
[35] И.С. Терёшина. Физика редкоземельных интерметаллических соединений, их гидридов и нитридов. Изд-во физ. ф-та МГУ, М. (2020). 232 с.

Редактор Т.Н. Василевская