

Индукцированные магнитным полем фазовые переходы в интерметаллических редкоземельных ферримагнетиках с точкой компенсации

Ч.К. Сабденов¹, М.Д. Давыдова¹, К.А. Звездин^{1,2}, Д.И. Горбунов^{3,4},
И.С. Терешина⁵, А.В. Андреев³, А.К. Звездин^{2,6}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)
Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, 141700, Московская область, Россия
E-mail: xbyubp@sibmail.com; davydova@phystech.edu

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, г. Москва, 119991, Россия

³Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, 182 21 Prague, Czech Republic

⁴Dresden High Magnetic Field Laboratory (HLD-EMFL)
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany

⁵МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, ГСП-1, г. Москва, 119991, Россия

⁶Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, ГСП-1, г. Москва, 119991, Россия

Статья поступила в редакцию 5 октября 2016 г., опубликована онлайн 24 марта 2017 г.

Изучено поведение сильно анизотропных ферримагнетиков ($f-d$)-типа в сильных магнитных полях. В качестве примера были использованы соединения $\text{HoFe}_x\text{Al}_{12-x}$, $x = 5, 6$, которые при $x = 5$ имеют температуру компенсации $T_{\text{comp}} > 0$, а при $x = 6$ температура компенсации составляет $T_{\text{comp}} \approx 0$ К. В рамках модели двухподрешеточного ($f-d$)-ферримагнетика с точкой компенсации были построены и проанализированы магнитные фазовые диаграммы для этих веществ с учетом обменного взаимодействия и анизотропии. Особое внимание уделяется влиянию редкоземельной анизотропии на вид и свойства фазовых диаграмм.

Вивчено поведінку сильно анізотропних ферримагнетиків ($f-d$)-типу з точкою компенсації в сильних магнітних полях. Як приклад було використано рідкоземельні інтерметаліди $\text{HoFe}_x\text{Al}_{12-x}$, $x = 5, 6$, які при $x = 5$ мають температуру компенсації $T_{\text{comp}} > 0$, а при $x = 6$ температура компенсації складає $T_{\text{comp}} \approx 0$ К. У рамках моделі двохграткового ($f-d$)-ферримагнетика з точкою компенсації було побудовано та проаналізовано магнітні фазові діаграми для цих речовин з урахуванням обмінної взаємодії і магнітної анізотропії. Особливу увагу приділяється впливу рідкоземельної анізотропії на вигляд і властивості фазових діаграм.

PACS: 75.30.Gw Магнитная анизотропия;
75.30.Kz Магнитные фазовые границы;
75.40.Cx Статические свойства;
75.50.Gg Ферримагнетики.

Ключевые слова: магнитные фазовые переходы, редкоземельные интерметаллиды, точка компенсации, магнитная анизотропия, сильные магнитные поля.

1. Введение

В 70-х годах прошлого века было проведено большое количество исследований, касающихся магнитных свойств слабоанизотропных ферримагнетиков, таких как редкоземельные феррит-гранаты и некоторые интерметаллиды RE–TM, где RE (P3) — редкоземельный, а TM

(ПМ) — переходный металл. Были подробно изучены редкоземельные феррит-гранаты со слабой анизотропией, и менее подробно — сильно анизотропные, а также интерметаллические соединения. Первые теоретические работы по неколлинеарным ферримагнетикам были написаны в пятидесятых годах XX века С.В. Тябликовым и А.А. Гусевым[1,2]. Более основательное теоретическое

рассмотрение они получили в работах Шлеманна [3] и, в особенности, Кларка и Каллена [4]. Примерно в это же время были получены и первые экспериментальные результаты — Роде и Ведяевым в 1964 г. [5] и группой харьковских (Еременко, Харченко и др. [6,7]) и московских (К.П. Белов и др. [8,9]) ученых.

Большой объем исследований [10] был проведен по изучению неколлинеарных магнитных структур в редкоземельных феррит-гранатах $R_3Fe_5O_{12}$ (где R — редкоземельный элемент). Монокристаллы этих соединений обладают естественной кубической анизотропией [11]. Позже были получены фазовые диаграммы для кубических ферримагнетиков с двумя и тремя подрешетками (Еременко и др. [12]). В пленках этих материалов, между тем, присутствует наведенная одноосная анизотропия [13], обуславливающая появление магнитных фазовых переходов, изученных Гнатченко и др. [14]. Кроме того, проводились тщательные измерения полного процесса намагничивания в феррит-гранатах $R_xY_{3-x}Fe_5O_{15}$ для R = Gd [15], а также R = Ho [16] и R = Tb [17], отличающихся более сильной анизотропией. В то же время в феррит-гранатах с R = Ho, Tb, Dy было обнаружено [18] и получило теоретическое описание [19] явление преобразования из ферримагнитной в ферромагнитную структуру не через угловую фазу, как в $Gd_3Fe_5O_{15}$, а со скачками намагниченности в связи с пересечением энергетических уровней (кроссовером) в ионе R^{3+} [20].

В работах [21–23] была разработана теория происхождения фазовых переходов между неколлинеарной и коллинеарной фазами в редкоземельных феррит-гранатах, в которой главный акцент делался на роль магнитной анизотропии. Последняя оказывает принципиальное влияние на характеристики $H-T$ фазовых диаграмм, в особенности вблизи точки компенсации (на них возникают переходы I рода, трикритические и критические точки типа «пар–жидкость» с соответствующими гистерезисами по полю и температуре).

Эффективным методом изучения образования и поведения коллинеарных фаз в доменной структуре в контексте индуцированных полем фазовых переходов оказалось использование эффекта Фарадея для визуальных наблюдений. Большой объем работ в этом направлении был проделан Харченко, Гнатченко и др. [7,10,24,25], Лисовским и др. [26,27]. В частности, особое внимание было уделено поведению системы вблизи T_{comp} [28–32].

Кроме того, в контексте индуцированных полем фазовых переходов изучалась также доменная структура [9,22,33]. В дальнейшем были проведены экспериментальные исследования в сильных магнитных полях [34], а также множество исследований в эпитаксиальных пленках из феррит-гранатов [14,27,35].

В последние годы большое внимание в физике материалов и магнетизме уделяется другому классу материалов, а именно редкоземельным интерметалли-

дам. Благодаря сильной анизотропии, высоким температурам магнитного упорядочения и большой суммарной намагниченности, эти материалы являются перспективными с точки зрения практических применений [36–38], постоянно ведется исследование новых материалов и обнаружение новых свойств (см., например, [39]). В первые годы типичными для исследований были материалы из семейств RCO_2 , $Y_xR_{1-x}Co_2$ и $Y_xR_{1-x}Co_yAl_{2-y}$ [40,41], а также изучались материалы со слабой анизотропией [42,43]. В последнее время внимание снова вернулось к этой теме, и на сегодняшний день активно изучаются перспективные материалы $RFe_{11}Ti$ [44,45], $RFe_{12-x}Al_x(H)$ [46], $YMn_{12-x}Fe_x$ [47] (и много других), имеющие многообещающий набор свойств. В частности, некоторые редкоземельные интерметаллиды могут быть применимы в качестве постоянных магнитов (например, $R_2Fe_{14}B$, см. [48]). С другой стороны, эти соединения интересны также с фундаментальной точки зрения (см. [49]). В этом свете оказывается важным изучение магнитных фазовых переходов в таких материалах. Исследование магнитных свойств этих материалов даст намного лучшее понимание природы анизотропии и роли редкой земли. Таким образом, можно будет обрисовать пути для улучшения этих материалов с целью применения в нанотехнологиях и, в перспективе, в квантовых технологиях.

В настоящей работе изучается поведение редкоземельных интерметаллидов типа RE–TM (редкая земля–переходный металл) в сильных магнитных полях. Отдельное внимание было уделено случаю, когда присутствует температура компенсации $T_{comp} \geq 0$ К. Вблизи точки компенсации T_{comp} обычно наблюдается ряд особенностей в фазовых диаграммах, таких как линии перехода I и II рода, критические точки типа жидкость–пар, трикритические точки (см. [21–23]). Фазовая диаграмма в этой области будет выглядеть особенно сложно. Она представляет интерес с экспериментальной точки зрения, так как в ней будут наблюдаться сопряженные аномальные поведения различных физических величин. Так, например, ранее исследовались аномалии, происходящие в окрестности фазового перехода I рода [22,50,51] а также аномалии, связанные с внутренним трением [52] и т.д.

В нашей работе в качестве примера были выбраны соединения $HoFe_xAl_{12-x}$. Это новые и перспективные материалы, которые активно исследуются сегодня [53]. Был проведен ряд исследований магнитных и магнитоэластических свойств для $HoFe_5Al_7$ [54], измерения намагниченности и скорости ультразвука в импульсных сверхсильных магнитных полях (до 60 Тл), и, в частности, под гидростатическим давлением до полей порядка 7 Тл [55]. Для $HoFe_6Al_6$ и его гидроксида были проведены подобные исследования, а также измерения в импульсных сверхсильных магнит-

ных полях, до 60 Тл [56–58]. Поведение ферримагнетиков типа RE–ТМ в магнитном поле сильно зависит от отношения магнитных моментов двух подрешеток. Таким образом, при $x \leq 5$ присутствует $T_{\text{comp}} > 0$ К, а при $x = 6$ температура компенсации $T_{\text{comp}} \approx 0$ К. Эти материалы имеют кристаллическую структуру типа ThMn_{12} (пространственная группа $I4/mmm$). Кроме того, в этих материалах можно легко управлять магнитным моментом Fe-подрешетки при помощи добавления третьего элемента, в данном случае Al. Гидрирование [58] также меняет ее магнитный момент, но, кроме того, ощутимо влияет и на другие магнитные свойства, такие как величина магнитной анизотропии и величина обменного взаимодействия между подрешетками.

В настоящей работе были построены и проанализированы магнитные фазовые диаграммы для этих веществ. Нашей целью было провести численное моделирование фазовых диаграмм, поэтому некоторые особенности диаграмм пока остались не до конца исследованы аналитически. В этой работе исследуется влияние анизотропии редкоземельной подрешетки на магнитные свойства и, в частности, на вид фазовых переходов и магнитную фазовую диаграмму в целом. Было найдено, что в редкоземельных интерметаллидах с сильной анизотропией со стороны РЗ подрешетки качественно меняется тип фазовых диаграмм по сравнению со случаем, когда основная анизотропия связана с подрешеткой железа. Так, трикритические точки, возникающие, когда магнитное поле направлено по оси легкого намагничивания [110], доходят до высоких полей, и в целом соответствующая диаграмма приобретает новый характер. В случае промежуточной оси, [100], наблюдается критическая точка типа «пар–жидкость», на положение которой также сильно влияет редкоземельная анизотропия.

2. Основная часть

Мы используем модель f - d ферримагнетика, в которой суммарная намагниченность складывается из намагниченностей двух подрешеток — железа и гольмия. В силу большой величины внутреннего обменного поля при фиксированной температуре железная подрешетка насыщена и обладает намагниченностью, зависящей только от температуры, а подрешетка редкоземельного металла рассматривается как парамагнетик, помещенный в суперпозицию внешнего, обменного и кристаллического полей [21]. Была учтена магнитная анизотропия, произведена оценка констант анизотропии и учтена их зависимость от температуры. Этот вопрос мы подробно не освещаем, так как он связан со спецификой отдельного материала, а остановимся на более общих вопросах. Термодинамический потенциал в этой модели приобретает вид [22]

$$\begin{aligned} \Phi(H, T, \theta_{\text{Fe}}, \varphi_{\text{Fe}}, \theta_{\text{Ho}}, \varphi_{\text{Ho}}) = \\ = -\mathbf{M}_{\text{Fe}}(T)\mathbf{H} - \int_0^{\mathbf{H}_{\text{eff}}} (\mathbf{M}_{\text{Ho}}(\mathbf{h}, T), d\mathbf{h}) + \\ + E_a^{\text{Ho}}(T, \theta_{\text{Ho}}, \varphi_{\text{Ho}}) + E_a^{\text{Fe}}(T, \theta_{\text{Fe}}, \varphi_{\text{Fe}}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\theta_{\text{Fe}}, \varphi_{\text{Fe}}$ и $\theta_{\text{Ho}}, \varphi_{\text{Ho}}$ — полярный и азимутальные углы, задающие ориентацию векторов намагниченности подрешеток Fe и Ho соответственно, \mathbf{H}_{eff} — эффективное поле, в котором находится редкоземельный ион, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} - \lambda \mathbf{M}_{\text{Fe}}$. Здесь λ — константа обменного взаимодействия Ho–Fe, $E_a^{\text{Ho, Fe}}$ — энергия магнитной анизотропии подрешеток РЗ и железа. Интеграл в (1) можно упростить следующим образом:

$$\int_0^{\mathbf{H}_{\text{eff}}} (\mathbf{M}_{\text{Ho}}(\mathbf{h}, T), d\mathbf{h}) = \int_0^{H_{\text{eff}} \cos \alpha} g_J J \mu_B B_J \left(\frac{g_J J \mu_B h}{kT} \right) dh$$

где α — результирующий угол между намагниченностью \mathbf{M}_{Ho} и направлением внешнего эффективного поля, $B_J(x)$ — функция Бриллюэна, в случае гольмия $J = 8$, $g_J = 1,25$ — фактор Ланде. В этой модели предполагается, что характерная энергия анизотропии много меньше обменного взаимодействия ($E_a \ll \lambda M_{\text{Fe}} M_{\text{Ho}}$), что позволяет рассматривать магнитную анизотропию в качестве отдельного слагаемого в термодинамическом потенциале.

В этой модели не предполагается, что термодинамический потенциал определяется приближением среднего поля (в последнем случае намагниченность РЗ подрешетки была бы всегда направлена по эффективному полю \mathbf{H}_{eff}). Поэтому в модели возникает две пары параметров порядка, $\theta_{\text{Fe}}, \varphi_{\text{Fe}}$ и $\theta_{\text{Ho}}, \varphi_{\text{Ho}}$. В каждом из трех рассмотренных направлений внешнего магнитного поля, количество параметров порядка удастся свести к двум, в то время как с использованием приближения среднего поля в результате остался бы один параметр.

Тетрагональная структура кристалла подразумевает следующий вид энергии анизотропии:

$$\begin{aligned} E_a^{\text{Ho}}(T, \theta_{\text{Ho}}, \varphi_{\text{Ho}}) = K_1^{\text{Ho}}(T) \sin^2(\theta_{\text{Ho}}) + \\ + (K_2^{\text{Ho}}(T) + K_{21}^{\text{Ho}}(T) \cos(4\varphi_{\text{Ho}})) \sin^4(\theta_{\text{Ho}}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} E_a^{\text{Fe}}(T, \theta_{\text{Fe}}, \varphi_{\text{Fe}}) = K_1^{\text{Fe}}(T) \sin^2(\theta_{\text{Fe}}) + \\ + (K_2^{\text{Fe}}(T) + K_{21}^{\text{Fe}}(T) \cos(4\varphi_{\text{Fe}})) \sin^4(\theta_{\text{Fe}}). \end{aligned} \quad (3)$$

Мы допускаем, что зависимость констант анизотропии от температуры имеет следующий вид (формула Акулова–Зинера [59]):

$$K_1^{\text{Ho}} = K_{1,0}^{\text{Ho}} \left(B_J \left(\frac{g_J J \lambda M_d(T)}{k_B T} \right) \right)^3,$$

$$K_2^{\text{Ho}} = K_{2,0}^{\text{Ho}} \left(B_J \left(\frac{g_J J \lambda M_d(T)}{k_B T} \right) \right)^{10}.$$

Для константы $K_{21}^{\text{Ho}}(T)$ были сделаны поправки в степени для наилучшего совпадения с экспериментом.

Опишем использованный способ нахождения фазовых диаграмм для трех направлений внешнего магнитного поля.

2.1. Внешнее поле $\mathbf{H} \parallel [001]$

В этом случае поворот векторов намагниченности \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_{Ho} происходит в плоскости (1–10), т.е. их ориентация целиком задается углами θ_{Fe} и θ_{Ho} . Для этого направления существуют только две фазы: угловая и коллинеарная, и переход между ними является фазовым переходом II рода.

Условие для определения линии этого фазового перехода имеет, с учетом $(\partial^2 \Phi / \partial \theta_{\text{Fe}}^2) > 0$, такой вид (также является условием потерь устойчивости коллинеарной фазы):

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta_{\text{Fe}}^2}(0,0) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta_{\text{Ho}}^2}(0,0) - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta_{\text{Ho}} \partial \theta_{\text{Fe}}}(0,0) \right)^2 = 0. \quad (4)$$

На рис. 1 и 2 показаны магнитные фазовые диаграммы для интерметаллидов HoFe_6Al_6 с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К и HoFe_5Al_7 с $T_{\text{comp}} \approx 65$ К для направления [001]. Это направление соответствует оси тяжелого намагничивания для рассматриваемых соединений. На диаграмме присутствуют две фазы: неколлинеарная и коллинеарная (ферромагнитная), реализующаяся при больших полях и температурах. Синей кривой AA' на рисунках

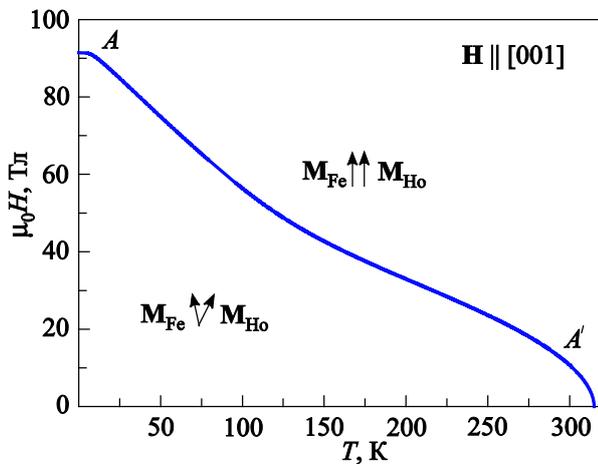


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Фазовая диаграмма ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К для направления [001].

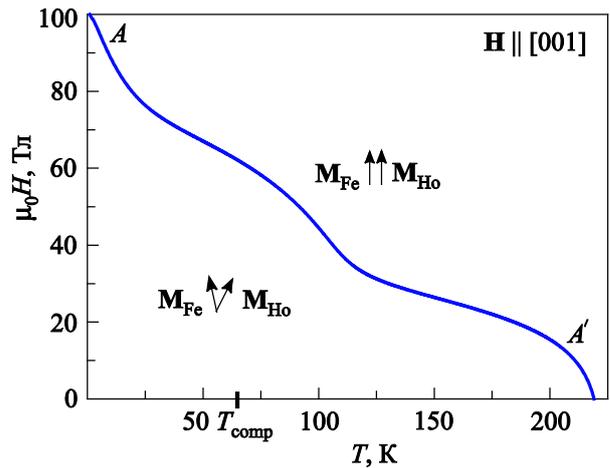


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Фазовая диаграмма ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 65$ К для направления [001].

обозначен фазовый переход второго рода между этими фазами.

В качестве примера приведем график намагничивания, полученный при помощи минимизации термодинамического потенциала (1). Как видно на рис. 3, в данном случае модель дает хорошее согласие с экспериментом [57].

2.2. Внешнее поле $\mathbf{H} \parallel [100]$

В этом случае поворот векторов намагниченности \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_{Ho} происходит в плоскости (001), и поэтому в качестве параметров порядка мы выбираем ϕ_{Fe} и ϕ_{Ho} .

На диаграмме будут присутствовать две угловые фазы, которые определяются из условия равновесия (условия минимума термодинамического потенциала). Назовем условно пары углов, соответствующих этим фазам, $(\phi_{\text{Fe}}^*, \phi_{\text{Ho}}^*)$ и $(\phi_{\text{Fe}}^{**}, \phi_{\text{Ho}}^{**})$.

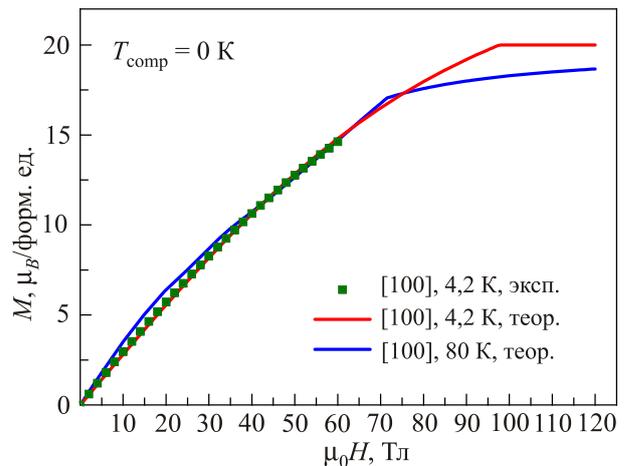


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Кривая намагничивания ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К для направления [001].

Обе фазы могут существовать до кривых, каждая из которых определяется следующим условием:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}} = 0, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}} = 0, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}} \partial \varphi_{\text{Ho}}} \right)^2 = 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}^2} > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Решение последней системы при $(\varphi_{\text{Fe}}, \varphi_{\text{Ho}}) = (\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*)$ или $(\varphi_{\text{Fe}}^{**}, \varphi_{\text{Ho}}^{**})$ задает кривые потери устойчивости соответствующих угловых фаз.

Между двумя угловыми фазами имеет место фазовый переход I рода, определяемый системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}}(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*) = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}}(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*) = 0, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}}(\varphi_{\text{Fe}}^{**}, \varphi_{\text{Ho}}^{**}) = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}}(\varphi_{\text{Fe}}^{**}, \varphi_{\text{Ho}}^{**}) = 0, \\ \Phi(\varphi_{\text{Fe}}^{**}, \varphi_{\text{Ho}}^{**}) = \Phi(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*), \\ (\varphi_{\text{Fe}}^{**}, \varphi_{\text{Ho}}^{**}) \neq (\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*). \end{cases} \quad (6)$$

На рис. 4 и 5 показаны магнитные фазовые диаграммы для интерметаллидов HoFe_6Al_6 с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К и HoFe_5Al_7 с $T_{\text{comp}} \approx 65$ К для направления [100]. В данном случае диаграммы имеют более сложный вид. Основной чертой обеих диаграмм является наличие двух различных угловых фаз (всего на диаграмме существуют 3 неколлинеарные фазы), между которыми присутствует фазовый переход I рода, проходящий по линии T_{comp} P (см. рис. 4 и 5). Этот фазовый переход оканчивается в критической точке P типа пар-жидкость. Это важная черта обеих диаграмм, так как в ок-

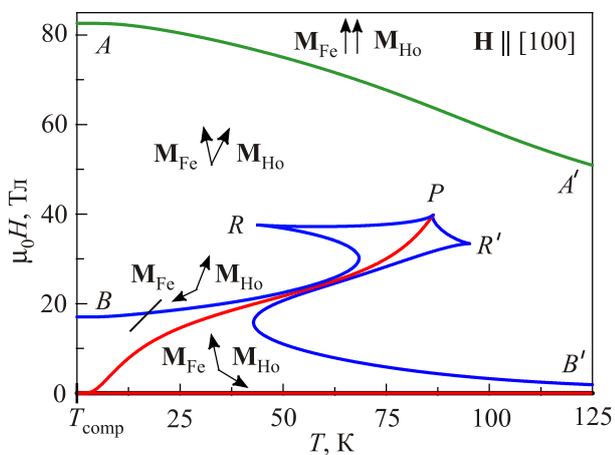


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Фазовая диаграмма ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К для направления [100].

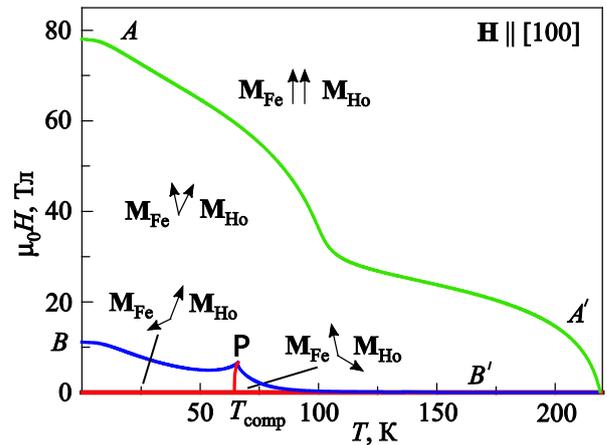


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Фазовая диаграмма ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 65$ К для направления [100].

рестности точки P, как это было сказано выше, наблюдается целый ряд аномалий различных физических величин. Относительное расположение намагниченностей подрешеток при условии, что вектор внешнего магнитного поля направлен «вверх», показано схематически в соответствующих областях.

Еще одной особенностью является положение критической точки P для случая $T_{\text{comp}} \approx 0$ К на рис. 4. Обычно температура, соответствующая такой критической точке, слабо отличается от температуры компенсации [20], т.е. линия фазового перехода I рода проходит из точки T_{comp} в точку P практически вертикально, как это реализуется на рис. 5, а поведение в этой окрестности значительно определяется магнитной анизотропией. В случае, показанном на рис. 4, ход кривой, соответствующей фазовому переходу I рода, также определяется анизотропией в плоскости, однако точка P находится значительно правее, чем точка компенсации. Кроме того, при определенных значениях анизотропии фазовый переход I рода может доходить до кривой AA', и оканчиваться уже в трикритической точке. Такая ситуация, например, реализуется в иттербиевых феррит-гранатах (см. [23]). Из эксперимента известно [57], что теоретически предсказанное поведение кривой T_{comp} P соответствует действительности, однако измерения пока были проведены до температуры 80 К, в связи с чем неизвестно, действительно ли присутствует в этом соединении критическая точка типа пар-жидкость.

Отдельный интерес вызывает форма линий потери устойчивости BRP и PRB' на рис. 4. На рис. 6 приведены кривые намагничивания для этого соединения при 50 и 70 К, на которых видно, что область гистерезиса увеличилась при возрастании температуры. Приведем поясняющий график (рис. 7) зависимости угла, определяющего направление намагниченности железной подрешетки, от поля при намагничивании. Как видно на графике, при растущем поле с приближением к линии

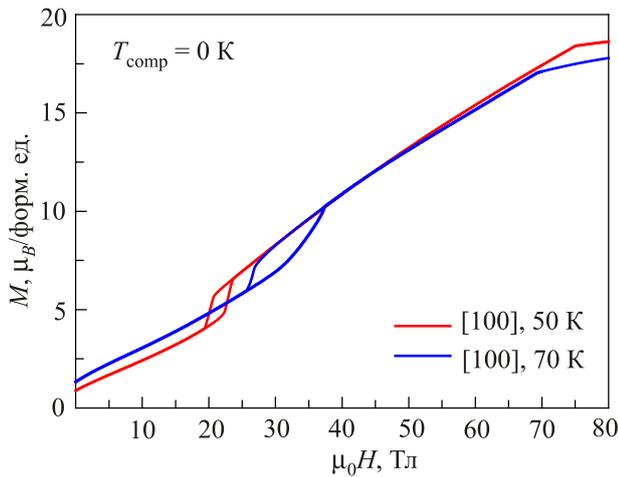


Рис. 6. (Онлайн в цвете) График кривых намагничивания ферромагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К для направления [100].

RP угол между намагниченностью железа и внешним полем пересекает 0. Кроме того, между точками R и R' величина намагниченности железной подрешетки такова, что в этой области модуль молекулярного поля примерно равен модулю внешнего поля. Поэтому когда в метастабильной угловой фазе между R и фазовым переходом I рода намагниченность железной подрешетки практически выстраивается по полю, эффективное поле становится близким к нулю. Такое особое поведение метастабильной угловой фазы наблюдается вдоль кривой, проходящей между R и R' , и это приводит к «вытягиванию» области ее существования по направлению к этим точкам.

Синими линиями на рис. 4, 5 обозначаются фазовые переходы II рода между различными угловыми фазами. Также на этих рисунках присутствует коллинеарная (ферромагнитная) фаза, переход II рода в которую из угловой фазы происходит на линии AA' (зеленого цвета).

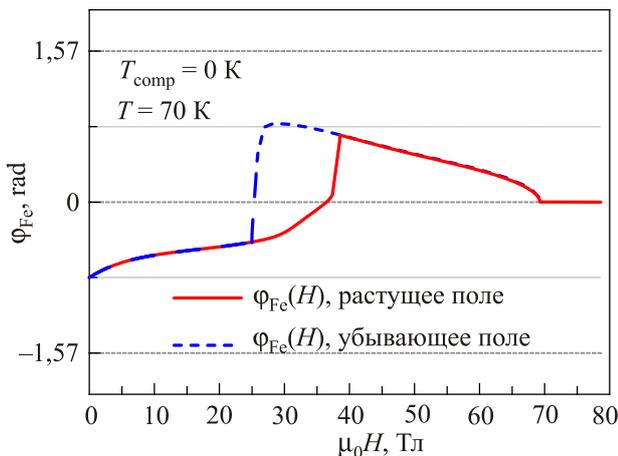


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Зависимость угла φ_{Fe} от магнитного поля при изотермическом намагничивании с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К для направления [100].

2.3. Внешнее поле $\mathbf{H} \parallel [110]$

В этом случае поворот векторов намагниченности и \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_{Ho} происходит также в плоскости (001), и поэтому в качестве параметров порядка мы выбираем φ_{Fe} и φ_{Ho} . Построение фазовых диаграмм для данного направления осуществляется аналогично прошлому случаю, с добавлением нескольких элементов.

Линии потери устойчивости ферромагнитной и антиферромагнитной коллинеарных фаз задаются условиями

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}} \partial \varphi_{\text{Fe}}} \right)^2 = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}^2} > 0, \quad \varphi_{\text{Fe}} = \frac{\pi}{4}, \quad \varphi_{\text{Ho}} = \frac{\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}.$$

Кроме того, на диаграмме будет присутствовать одна угловая фаза, которая определяется из условия равновесия (условия минимума термодинамического потенциала). Назовем условно пару углов, соответствующих неколлинеарной фазе (φ_{Fe}^* , φ_{Ho}^*). Линия потери устойчивости этой фазы задается условиями

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}} = 0, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}} = 0, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}} \partial \varphi_{\text{Ho}}} \right)^2 = 0. \end{cases} \quad (8)$$

Кроме того, имеют место фазовые переходы I рода между угловой и коллинеарными фазами. Система, решая которую, можно получить условие на эти кривые, записывается следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}}(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*) = 0, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Ho}}}(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*) = 0, \\ \Phi(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*) = \Phi\left(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}\right), \quad \Phi(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_{\text{Ho}}^*) = \Phi\left(\frac{\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}\right). \end{cases} \quad (9)$$

На рис. 8 и 9 показаны магнитные фазовые диаграммы для интерметаллидов HoFe_6Al_6 с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К и HoFe_5Al_7 с $T_{\text{comp}} \approx 65$ К для направления [110]. Это направление соответствует оси легкого намагничивания, и для него фазовые диаграммы имеют наиболее сложный вид. В обоих случаях имеет место фазовый переход I рода (между неколлинеарной и коллинеарной антиферромагнитной фазами), который выходит из T_{comp} и доходит до точки P , которая является трикритической точкой, и определяется сходимостью кривых потери ус-

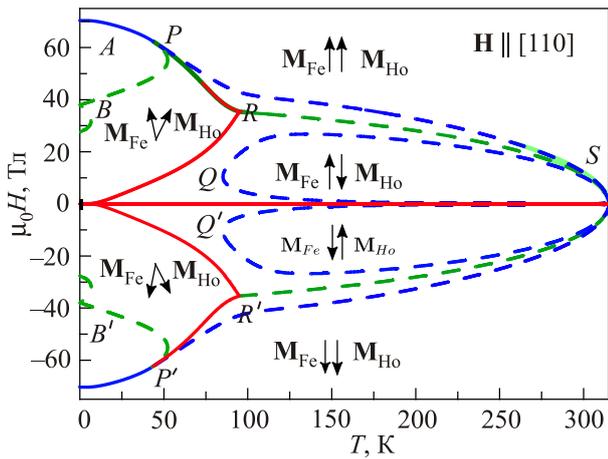


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Фазовая диаграмма ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 0$ К для направления [110]

тойчивости угловой и коллинеарной (антиферромагнитной) фаз и фазового перехода I рода. Это — важнейшая особенность диаграмм на рис. 8 и 9 для данного направления. Из трикритической точки выходит линия PA , описывающая фазовый переход II рода. На диаграмме на рис. 9 существуют 3 коллинеарные фазы: две антиферромагнитные (по разные стороны от температуры компенсации) и одна ферромагнитная. Одна из ферромагнитных фаз существует под кривой BT_{comp} , соответствующей фазовому переходу I рода, над которой реализуется угловая фаза. Кривые, на которых теряет устойчивость коллинеарная антиферромагнитная фаза, реализующаяся при высоких температурах, обозначены зелеными пунктирными линиями $BP(B'P)$ (рис. 8) и линией $BB'B'P$ (рис. 9). Другая зеленая пунктирная линия RS обозначает на обоих рисунках условный переход при больших температурах между коллинеарными антиферромагнитной и ферромагнитной фазами.

Интересной особенностью обеих диаграмм является высокое положение трикритической точки P по магнит-

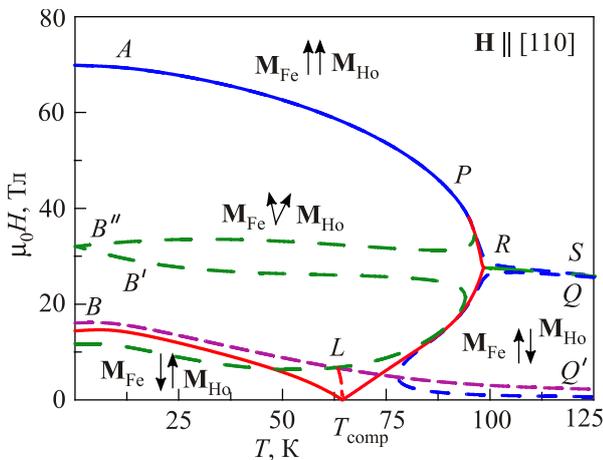


Рис. 9. Фазовая диаграмма ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 65$ К для направления [110].

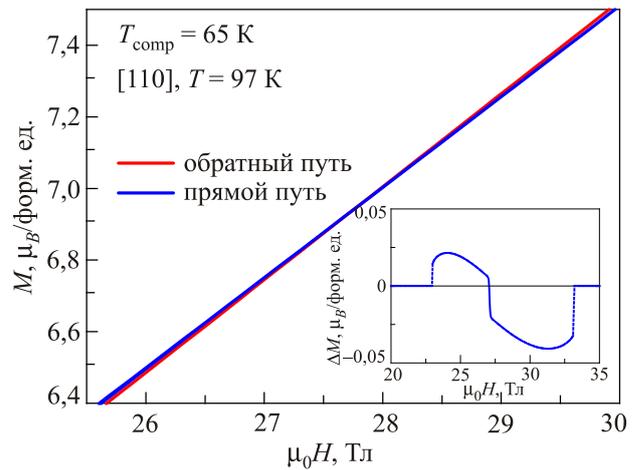


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Участок кривой намагничивания ферримагнетика с $T_{\text{comp}} \approx 65$ К для направления [110]. На вставке показана разность намагниченностей в зависимости от поля.

ному полю, и, кроме того, то, что она находится при $T > T_{\text{comp}}$, в то время как вся кривая BT_{comp} от $T = 0$ К до T_{comp} соответствует фазовому переходу I рода. В то же время для материалов с определяющей анизотропией железной подрешетки трикритическая точка обычно находится при температуре, меньшей, чем температура компенсации [20]. Также стоит заметить, что у кривой, соответствующей фазовому переходу I рода на обоих рисунках, наблюдается излом в точке R . Для иллюстрации поведения магнитной системы в этой окрестности приводим увеличенное изображение гистерезиса намагниченности при намагничивании с $T = 97$ К (эта температура незначительно ниже температуры в точке R) на рис. 10. В целом, в окрестности точки R наблюдаемый гистерезис оказывается слабым для обоих соединений.

Синие пунктирные линии PS и QQ' обозначают потерю стабильности угловой фазы на обеих диаграммах. Кроме того, на диаграмме рис. 9 присутствует фиолетовая пунктирная кривая BLQ' , соответствующая потере стабильности коллинеарной ферромагнитной фазы, которая существует ниже температуры компенсации. В области, где равновесной является угловая фаза, присутствует пунктирная кривая $T_{\text{comp}}L$, описывающая фазовый переход I рода между двумя коллинеарными фазами. Обе коллинеарные фазы в окрестности этой линии являются метастабильными.

2.4. Обсуждение других эффектов, связанных с анизотропией редкоземельной подрешетки

Выше обсуждались некоторые особенности фазовых диаграмм, к которым относятся необычная форма фазового перехода II рода на рис. 2, форма кривых потери устойчивости угловой фазы (синие кривые на рис. 4 и 5), ход линии фазового перехода I рода на рис. 8 и 9. Некоторые из этих особенностей уже наблюдались в

эксперименте [54,55,58], однако их механизм и происхождение пока не обсуждались. В результате проведенных исследований появилось основание полагать, что подобные эффекты возникают в условиях большой анизотропии РЗ, которая позволяет критическим точкам достичь больших полей, в которых эти эффекты проявляются. Кроме того, как известно, магнитокристаллическая анизотропия ответственна за поведение системы при малых магнитных полях в окрестности температуры компенсации. Например, превалирование анизотропии РЗ над анизотропией железной подрешетки приводит к тому, что на фазовых диаграммах с точкой компенсации $T_{\text{comp}} > 0$ К точка P находится при температуре большей, чем температура компенсации, в то время как при доминировании анизотропии железной подрешетки эта точка имела бы температуру ниже T_{comp} . Покажем это на примере более простой модели, в которой считается, что намагниченность редкоземельной подрешетки зависит только от температуры; это приближение имеет место при не слишком высоких температурах. Мы исходим из термодинамического потенциала следующего вида (индекс R обозначает редкую землю):

$$\Phi = -\mathbf{M}_{\text{Fe}}\mathbf{H} - \mathbf{M}_R\mathbf{H} + \lambda\mathbf{M}_R\mathbf{M}_{\text{Fe}} + E_R^a + E_{\text{Fe}}^a. \quad (10)$$

Рассмотрим случай ферримагнетика с $T_{\text{comp}} > 0$ К, когда внешнее магнитное поле приложено по оси [100]. Поворот намагниченностей будет происходить в плоскости (001), и поэтому в качестве параметров порядка выступают углы φ_R и φ_{Fe} . Таким образом, упрощенное выражение для термодинамического потенциала для системы с тетрагональной симметрией имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi = & -M_{\text{Fe}}(T)H \cos \varphi_{\text{Fe}} - M_R(T)H \cos \varphi_R + \\ & + \lambda M_R(T)M_{\text{Fe}}(T) \cos(\varphi_R - \varphi_{\text{Fe}}) + \\ & + K_{21}^R(T) \cos 4\varphi_R + K_{21}^{\text{Fe}}(T) \cos 4\varphi_{\text{Fe}} \end{aligned} \quad (11)$$

В отсутствие магнитного поля благодаря обмену будет реализован антиферромагнитный порядок, при котором углы, задающие положение намагниченности, определяются анизотропией. В пределе малых магнитных полей будет реализовываться угловая фаза, в которой углы будут направлены в одном из «легких» направлений ($\pi/4$, $3\pi/4$, $5\pi/4$ или $7\pi/4$), однако конкретный выбор направления определяется тем, намагниченность какой из подрешеток больше. Обычно $M_R(T < T_{\text{comp}}) > M_{\text{Fe}}(T < T_{\text{comp}})$, поэтому без ограничения общности остановимся на этом случае. Таким образом, при $T < T_{\text{comp}}$ углы будут составлять $\varphi_{\text{Fe}} \approx 3\pi/4$, а $\varphi_R \approx 7\pi/4$. Аналогично, в пределе малых магнитных полей при $T > T_{\text{comp}}$ будет реализовываться угловая фаза, в которой $\varphi_{\text{Fe}} \approx \pi/4$, а $\varphi_R \approx 5\pi/4$. При температурах, близких к температуре компенсации, будет проис-

ходить фазовый переход I рода между этими фазами (см. рис 5). Выпишем систему уравнений, определяющую углы в соответствующих угловых фазах:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_{\text{Fe}}} = & HM_{\text{Fe}}(T) \sin \varphi_{\text{Fe}} - \lambda M_{\text{Fe}}(T)M_R(T) \times \\ & \times \sin(\varphi_{\text{Fe}} - \varphi_R) - 4K_{21}^{\text{Fe}}(T) \sin(4\varphi_{\text{Fe}}) = 0, \quad (12) \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi_R} = & HM_R(T) \sin \varphi_R + \lambda M_{\text{Fe}}(T)M_R(T) \times \\ & \times \sin(\varphi_{\text{Fe}} - \varphi_R) - 4K_{21}^R(T) \sin(4\varphi_R) = 0, \end{aligned}$$

при условии, что соответствующая квадратичная форма положительно определена. Из этой системы находятся углы $\varphi_{\text{Fe}}^* = 3\pi/4 + \delta\varphi_{\text{Fe}}^*$, $\varphi_R^* = 7\pi/4 + \delta\varphi_R^*$ для фазы слева от T_{comp} и $\varphi_{\text{Fe}}^{**} = \pi/4 + \delta\varphi_{\text{Fe}}^{**}$, $\varphi_R^{**} = 5\pi/4 + \delta\varphi_R^{**}$ для фазы правее T_{comp} . Раскладывая систему 12 по степеням малости отклонений углов от начальных, получим, что $\delta\varphi_{\text{Fe}}^* = \delta\varphi_{\text{Fe}}^{**}$ и $\delta\varphi_{\text{Fe}}^* = \delta\varphi_R^{**}$. Пользуясь этим, получим условие на линию фазового перехода I рода в окрестности T_{comp} :

$$\begin{aligned} \Phi(\varphi_{\text{Fe}}^*, \varphi_R^*) = \Phi(\varphi_{\text{Fe}}^{**}, \varphi_R^{**}) \Rightarrow \\ \Rightarrow M_R(T) \cos \delta\varphi_R = M_{\text{Fe}}(T) \cos \delta\varphi_{\text{Fe}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из второго уравнения в (13) следует, что на кривой, описывающей фазовый переход I рода в окрестности T_{comp} , отношение намагниченностей равно $M_{\text{Fe}}/M_R = \cos \delta\varphi_R / \cos \delta\varphi_{\text{Fe}}$. Если $M_{\text{Fe}}/M_R > 1$, то кривая идет вправо от температуры компенсации, а если $M_{\text{Fe}}/M_R < 1$, то кривая идет влево. Разложим это отношение по степеням малости отклонений углов от начальных в фазах: $M_{\text{Fe}}/M_R \approx 1 + (\delta\varphi_{\text{Fe}}^2 - \delta\varphi_R^2)$. Следовательно, поведение линии фазового перехода I рода определяется знаком разности $\delta\varphi_{\text{Fe}}^2 - \delta\varphi_R^2$. Решая линейаризованную систему уравнений (13), получаем соотношение $\delta\varphi_{\text{Fe}}^2 - \delta\varphi_R^2 \propto K_{21}^R - K_{21}^{\text{Fe}}$.

Таким образом, при преобладании редкоземельной анизотропии фазовый переход I рода между неколлинеарными фазами, который происходит в направлении [100], идет от температуры компенсации к большим температурам. И наоборот, если анизотропия редкоземельной подрешетки мала по сравнению с анизотропией железной подрешетки, то этот переход будет идти в сторону низких температур.

Заключение

В настоящей работе было проведено теоретическое исследование магнитных фазовых диаграмм сильно анизотропных металлических ферримагнетиков в двухподрешеточной модели $f-d$ ферримагнетика со слабым обменным взаимодействием и анизотропией. В качестве примера были построены и проанализированы $H-T$ фазовые диаграммы для соединений HoFe_6Al_6 с $T_{\text{comp}} = 0$ К

и HoFe_5Al_7 с $T_{\text{comp}} = 65$ К. Было исследовано поведение намагниченности в сильных магнитных полях для кристаллографических направлений [001], [100] и [110]. Изучено влияние анизотропии редкоземельной подрешетки и в связи с этим обнаружены новые характерные черты фазовых H - T диаграмм. Так, трикритические и критические точки в целом располагаются при более высоких полях, меняется их температура по сравнению со случаем, когда преобладает анизотропия железа, появляется новая, характерная форма кривых потери устойчивости неколлинеарных фаз, меняется также ход кривой, описывающей фазовый переход между коллинеарной и ферримагнитными фазами. Важным свойством фазовых диаграмм для направления легкого намагничивания [110] является наличие трикритических точек и их положение на фазовой диаграмме. Следует отметить, что трикритические точки в рассмотренных примерах характеризуются большим (порядка 50 Тл) магнитным полем. В случае, когда поле направлено вдоль промежуточной оси [100], диаграмма приобретает более сложный вид и возникает критическая точка типа «пар–жидкость». В отличие от большинства ранее исследованных соединений, в этом случае ее температура больше температуры компенсации и значительно превышает температуру компенсации для соединений с точкой компенсации, близкой к нулю. Обнаруженные эффекты, несомненно, представляют большой интерес с фундаментальной точки зрения.

Мы надеемся, что эти результаты помогут улучшить понимание поведения магнитной подсистемы в сильно анизотропных металлических ферримагнетиках, в особенности для случаев, связанных с анизотропией и поведением в высоких магнитных полях.

Работа была поддержана проектами РФФИ (№15-02-08509, №16-29-14037), Чешским Научным Фондом (№16-03593S) и лабораторией HLD (Hochfeld-Magnetlabor Dresden, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf), члена European Magnetic Field Laboratory (EMFL). Измерения были частично проведены в Лаборатории приготовления и измерения материалов (<http://mgml.eu/>).

1. С.В. Тябликов, *ФММ* **3**, №3, 3 (1956).
2. С.В. Тябликов, А.А. Гусев, *ФММ* **2**, №3, 385 (1956).
3. E. Schlömann, *Solid State Phys. Electron. Telecommun.* **3**, 322 (1960).
4. A.E. Clark and E. Callen, *J. Appl. Phys.* **39**, 5972 (1968).
5. V.E. Rode and A.V. Vedyayev, *JETP* **18**, 286 (1964).
6. N.F. Kharchenko, V.V. Eremanko, and L.I. Belyi, *Sov. Phys. JETP* **28**, 219 (1969).
7. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, С.А. Гнатченко, *ЖЭТФ* **69**, 1697 (1975).
8. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).

9. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, *УФН* **119**, 447 (1976).
10. С.Л. Гнатченко, Н.Ф. Харченко, *ЖЭТФ* **70**, 1379 (1976).
11. R.F. Pearson, *J. Appl. Phys.* **33**, 1236 (1962).
12. V.V. Eremanko and N.F. Kharchenko, *Phase Trans.* **1**, 61 (1979).
13. H. Callen, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 311 (1971).
14. S.L. Gnatchenko, N.F. Kharchenko, O.M. Kononov, and V.M. Puzikov, *Ukr. Phys. Zh.* **22**, 555 (1977).
15. K.G. Gurtovoy, A.S. Lagutin, and V.I. Ozhogin, *JETP* **78**, 847 (1980).
16. A.S. Lagutin and A.V. Dmitriev, *Sov. Solid. State Phys.* **32**, 762 (1990).
17. A.S. Lagutin and R.F. Druzhinina, *J. Magn. Magn. Mater.* **90**, 85 (1990).
18. V.G. Demidov and R.Z. Levitin, *JETP* **72**, 1111 (1977).
19. A.K. Zvezdin, A.A. Mukhin, and A.I. Popov, *JETP* **72**, 1097 (1977).
20. A.K. Zvezdin, *Handbook Magn. Mater.* **9**, 405 (1995).
21. B.P. Goranskii and A.K. Zvezdin, *JETP* **30**, 299 (1969).
22. A.K. Zvezdin and V.M. Matveev, *JETP* **35**, 140 (1972).
23. R. Alben, *Phys. Rev. B* **2**, 2767 (1970).
24. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, Л.И. Белый, *ЖЭТФ* **55**, 419 (1968).
25. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, С.Л. Гнатченко, Л.И. Белый, К.М. Кабанова, *ЖЭТФ* **68**, 1073 (1975).
26. F.V. Lisovsky, E.G. Mansvetova, and V.I. Shapovalov, *Opt. Spectr.* **56**, 693 (1984).
27. Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, В.И. Шаповалов, *ЖЭТФ* **71**, 1443 (1976).
28. Е.Л. Смирнова, В.И. Смирнов, Ю.И. Уханов, В.А. Петрусевич, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 435 (1970).
29. Г.С. Кринчик, М.В. Четкин, *УФН* **98**, 3 (1969).
30. J. Bernasconi and D. Kuse, *Phys. Rev. B* **3**, 811 (1971).
31. V.V. Eremanko and N.F. Kharchenko, *Phys. Rep.* **155**, 379 (1987).
32. В.В. Еременко, Н.Ф. Харченко, Ю.Г. Литвиненко, В.М. Науменко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Наукова Думка, Киев (1989).
33. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, О.П. Тутакина, *ЖЭТФ* **64**, 1326 (1973).
34. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, Л.И. Белый, *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 432 (1979).
35. G.V. Arzamastseva, V.B. Kravchenko, F.V. Lisovsky, E.G. Mansvetova, A.T. Sobolev, and L.M. Filimonova, *Crystallogr.* **30**, 360 (1985).
36. K.H.J. Buschow, *J. Appl. Phys.* **63**, 3130 (1988).
37. W.E. Wallace, *Rare Earth Intermetallics*, in: *Materials Science and Technology*, Academic Press (2012).
38. D. Gignoux and D. Schmitt, *J. Magn. Magn. Mater.* **100**, 99 (1991).
39. Guo Guanghua, M.V. Eremin, A. Kirste, N.P. Kolmakova, A.S. Lagutin, R.Z. Levitin, M. von Ortenberg, and A.A. Sidorenko, *JETP* **93**, 796 (2001).
40. R.Z. Levitin and A.S. Markosyan, *Phys. Usp.* **31**, 730 (1988).

41. R.Z. Levitin and A.S. Markosyan, *J. Magn. Magn. Mater.* **84**, 247 (1990).
42. M.D. Kuz'min and A.K. Zvezdin, *J. Appl. Phys.* **83**, 3239 (1998).
43. M.D. Kuz'min, *J. Appl. Phys.* **88**, 7217 (2000).
44. Cristina Piquer, Fernande Grandjean, Olivier Isnard, and Gary J. Long, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 221 (2005).
45. Н.В. Кудреватых С.С. Сигаев Е.Н. Тарасов А.В. Андреев, А.Н. Богаткин, *ФММ* **68**, 70 (1989).
46. D.I. Gorbunov, A.V. Andreev, S. Daniš, and J. Pospíšil, *J. Alloys Comp.* **563**, 63 (2013).
47. D. Nunes, A.P. Gonçalves, J.Th.M. De Hosson, and P.A. Carvalho, *IEEE Transact. Magn.* **49**, 1149 (2013).
48. J.F. Herbst, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 819 (1991).
49. W. Suski, *Handbook Phys. Chem. Rare Earths*, Elsevier (1996), Vol. 22, p. 143.
50. Г.В. Попов, В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук, *ФММ*, №2, 61 (1990).
51. V.V. Makarov, V.I. Karpovich, and B.I. Lukin, *Sov. Phys. Solid State* **22**, 1456 (1980).
52. K.P. Belov, G.I. Katayev, and R.Z. Levitin, *Appl. Phys.* **31**, S153 (1960).
53. S.A. Nikitin, I.S. Tereshina, V.N. Verbetsky, and A.A. Salamova, *J. Alloys Comp.* **316**, 46 (2001).
54. D.I. Gorbunov and A.V. Andreev, *Solid State Phenom.* **194**, 54 (2013).
55. D.I. Gorbunov, S. Yasin, A.V. Andreev, Y. Skourski, Z. Arnold, S. Zherlitsyn, and J. Wosnitza, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 136001 (2014).
56. Ch.K. Sabdenov, M.D. Davydova, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin, A.V. Andreev, D.I. Gorbunov, E.A. Tereshina, Y. Skourski, J. Sebek, and I.S. Tereshina, *J. Alloys Comp.* (2017) in press
57. D.I. Gorbunov, A.V. Andreev, Y. Skourski, and E.A. Tereshina, *J. Alloys Comp.* **648**, 488 (2015).
58. A.V. Andreev, I.A. Pelevin, J. Šebek, E.A. Tereshina, D.I. Gorbunov, H. Drulis, and I.S. Tereshina, *J. Science: Adv. Mater. Devices* **1**, 152 (2016).
59. C. Zener, *Phys. Rev.* **96**, 1335 (1954).

Magnetic field-induced phase transitions in rare-earth intermetallic ferrimagnets with compensation point

Ch.K. Sabdenov, M.D. Davydova, K.A. Zvezdin, D.I. Gorbunov, I.S. Tereshina, A.V. Andreev, and A.K. Zvezdin

In this article the magnetic properties of strongly anisotropic ferrimagnets of the $f-d$ type with compensation point in the large magnetic fields were studied. As example we use rare-earth intermetallics $\text{HoFe}_x\text{Al}_{12-x}$, $x = 5, 6$. For these compounds the compensation point $T_{\text{comp}} > 0$ is present when $x = 5$, and $T_{\text{comp}} \approx 0$ K when $x = 6$. In the framework of the two-sublattice model of a $f-d$ ferrimagnet with a compensation point magnetic phase diagrams were obtained and analyzed. The magnetocrystalline anisotropy and weak inter-lattice exchange were taken into consideration. Special attention was paid to the influence of the strong rare-earth anisotropy on the behavior and properties of magnetic phase transitions.

PACS: 75.30.Gw Magnetic anisotropy;
75.30.Kz Magnetic phase boundaries;
75.40.Cx Static properties;
75.50.Gg Ferrimagnetics.

Keywords: magnetic phase transitions, rare-earth inter-metallics, compensation point, magnetic anisotropy, high magnetic fields.