

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ А. А. Демидов^{a*}, И. А. Гудим^b, Е. В. Еремин^b^aБрянский государственный технический университет
241035, Брянск, Россия^bИнститут физики им. Л. В. Куриенко Сибирского отделения Российской академии наук
660038, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 14 марта 2012 г.

Исследованы магнитные свойства монокристалла ферробората замещенного состава $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ с конкурирующими обменными Sm–Fe- и Ho–Fe-взаимодействиями. Измеренные свойства и эффекты интерпретированы в рамках единого теоретического подхода, который базируется на приближении молекулярного поля и расчетах в модели кристаллического поля для редкоземельного иона. Описаны экспериментальные температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости от 2 до 300 К, аномалии на кривых намагничивания при $\mathbf{B} \parallel c$ и $\mathbf{B} \perp c$ в полях менее 1.2 Тл, а также полевые и температурные зависимости намагниченности в полях менее 9 Тл. При интерпретации экспериментальных данных определены параметры кристаллического поля и параметры обменных R–Fe- и Fe–Fe-взаимодействий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Тригональные редкоземельные ферробораты $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{La-Lu}$) представляют большой интерес для физики магнитных явлений как $f-d$ -соединения со своей спецификой взаимодействия редкоземельной и железной подсистем. В последнее время повышающийся интерес к ферроборатам обусловлен обнаружением в них мультиферроэлектрических свойств [1–3]. С появлением новых ферроборатов замещенных составов $\text{R}_{1-x}\text{R}'_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ возникли новые возможности варьирования состава, что обеспечивает большое разнообразие физических свойств [4–9].

Железная подсистема в ферроборатах упорядочивается при температурах Нееля $T_N \sim 30\text{--}40$ К. Редкоземельная подсистема подмагничена $f-d$ -взаимодействием и дает существенный вклад в магнитную анизотропию и ориентацию магнитных моментов. Ферробораты могут быть легкоосными (магнитные моменты $\text{R} = \text{Pr}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Fe}$ ориентированы вдоль оси c кристалла), легкоплоскостными (магнитные моменты $\text{R} = \text{Y}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Er}, \text{Fe}$ лежат в ab -плоскости кристалла), либо могут, как в $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$, спонтанно переходить

из легкоосного в легкоплоскостное состояние (см., например, обзор [3]).

Принадлежность ферроборатов замещенных составов $\text{R}_{1-x}\text{R}'_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ к классу мультиферроиков в настоящее время устанавливается [4, 6–8] и в случае наличия в них конкурирующих R–Fe- и R'–Fe-обменных взаимодействий возможно появление эффектов, обусловленных конкуренцией вкладов, например, реализация спонтанных переориентационных переходов между легкоосным и легкоплоскостным состояниями [4–8].

Вся имеющаяся спектроскопическая [10], магнитная, магнитоэлектрическая и магнитоупругая [3, 11–13] информация свидетельствует о том, что магнитные моменты железа в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ антиферромагнитно упорядочиваются при $T_N \approx 32\text{--}33$ К и лежат в базисной плоскости ab . Также в базисной плоскости находятся магнитные моменты самария, подмагниченные обменным полем железа. В $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ магнитные моменты железа антиферромагнитно упорядочиваются при $T_N \approx 38$ К и при понижении до температуры $T_{SR} \approx 4.7$ К лежат в базисной плоскости, как и магнитные моменты ионов Ho^{3+} . При $T_{SR} \approx 4.7$ К происходит спонтанный спин-переориентационный переход, в результате которого магнитные моменты Fe- и Ho-подсистем становятся ориентированными вдоль триго-

*E-mail: demandr@yandex.ru

нальной оси c [14–16]. Таким образом, в результате конкуренции разных вкладов от ионов Sm^{3+} и Ho^{3+} в магнитную анизотропию замещенного ферробората $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ возможно возникновение спонтанных и индуцированных магнитным полем спин-переориентационных переходов от оси c к плоскости ab , подобно недавно обнаруженным для $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ ($x = 0.1, 0.15, 0.25$) [4, 17, 18].

Повышенный интерес к ферроборату $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ также обусловлен тем, что в нем обнаружен гигантский магнитоэлектрический эффект [12]. Гигантское (более чем в три раза) уменьшение диэлектрической проницаемости происходит в магнитном поле около 5 кЭ, приложенном в базисной плоскости кристалла. В работе [19] теоретически исследованы спонтанный и индуцированный магнитным полем $\mathbf{V} \parallel \mathbf{a}$ спин-переориентационные переходы в $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$, а также спин-флоп-переход при $\mathbf{V} \parallel \mathbf{c}$. Показано, что спонтанный спин-переориентационный переход является магнитным аналогом эффекта Яна–Теллера. Определены параметры кристаллического поля для иона Ho^{3+} в $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$ и параметры обменных Ho–Fe- и Fe–Fe-взаимодействий.

Данная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию низкотемпературных магнитных свойств $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, сравнению полученных экспериментальных данных с результатами расчетов, проведенных в рамках единого теоретического подхода, и определению параметров соединения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Монокристаллы выращивались из растворов-расплавов на основе тримолибдата висмута 80 масс. % $\{\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12} + 3\text{B}_2\text{O}_3 + 0.6[(1-x)\text{Sm}_2\text{O}_3 + x\text{Ho}_2\text{O}_3]\}$ + 20 масс. % $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ по технологии, подробно описанной в работе [5]. В растворе-расплаве массой 150 г одновременно на четырех затравках размером примерно 1 мм³ росли кристаллы в одинаковых гидродинамических условиях. Кристаллодержатель вращался со скоростью 30 об/мин реверсивно с периодом 1 мин. Величина переохлаждения соответствовала приросту не более 1 мм/сут. По окончании процесса выращивания кристаллодержатель приподнимался над раствором-расплавом и кристаллы охлаждались до комнатной температуры при отключенном питании печи. Выраженные кристаллы размером 6–10 мм имели небольшую треугольную грань

{0001} пинакоида перпендикулярную оси C_3 . Образцы необходимых ориентаций изготавливались в соответствии с морфологией кристалла. Они имели хорошее оптическое качество и не содержали видимых дефектов. Для определения содержания самария и гольмия в кристалле использовался рентгеноспектральный флуоресцентный анализ. Магнитные измерения были выполнены на установке Physical Properties Measurement System (Quantum Design) в температурном интервале 2–300 К и магнитных полях до 9 Тл.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

За магнитные свойства ферроборатов $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ ответственны обе магнитные подсистемы, редкоземельная (самариевая и гольмиевая) и железная, взаимодействующие друг с другом. Взаимодействием внутри R-подсистемы можно пренебречь, поскольку ни один из ферроборатов и изоструктурных им алюмоборатов не демонстрирует собственного упорядочения в редкоземельной подсистеме. Железная подсистема может рассматриваться как совокупность двух антиферромагнитных подрешеток. Также в виде двух подрешеток может быть представлена и R-подсистема, подмагниченная за счет f - d -взаимодействия.

При расчетах использовался теоретический подход, успешно примененный к ферроборатам $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ с R = Tb [20], Nd [21], Dy [22], Pr [23], Ho [19], Er [24] и ферроборатам замещенных составов $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ [17, 18] и $\text{Tb}_{0.25}\text{Er}_{0.75}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ [24]. Данный теоретический подход основывается на модели кристаллического поля для R-подсистемы и приближении молекулярного поля.

Исходя из магнитной структуры и иерархии взаимодействий $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, в присутствии магнитного поля \mathbf{V} эффективные гамильтонианы R/Fe иона i -й ($i = 1, 2$) подрешетки могут быть записаны следующим образом:

$$\mathcal{H}_i(\text{R}) = \mathcal{H}_i^{CF} + g_J^R \mu_B \mathbf{J}_i^R [\mathbf{V} + \lambda_{fd}^R \mathbf{M}_i^{\text{Fe}}], \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_i(\text{Fe}) = & g_S \mu_B \mathbf{S}_i [\mathbf{V} + \lambda \mathbf{M}_i^{\text{Fe}} + \\ & + (1-x) \lambda_{fd}^{\text{Sm}} \mathbf{m}_i^{\text{Sm}} + x \lambda_{fd}^{\text{Ho}} \mathbf{m}_i^{\text{Ho}}], \quad (2) \\ & j = 1, 2, \quad j \neq i. \end{aligned}$$

Здесь \mathcal{H}^{CF} — гамильтониан кристаллического поля, g_J^R — фактор Ланде, \mathbf{J}_i^R — оператор углового момента R-иона, $g_S = 2$ — g -фактор, \mathbf{S}_i — оператор

спинового момента иона Fe, $\lambda_{fd}^R < 0$ и $\lambda < 0$ — молекулярные константы антиферромагнитных R–Fe- и Fe–Fe-взаимодействий.

Магнитные моменты i -й железной \mathbf{M}_i^{Fe} и редкоземельной \mathbf{m}_i^{R} подрешеток в расчете на формульную единицу определяются соотношениями

$$\mathbf{M}_i^{\text{Fe}} = -3g_S\mu_B\langle\mathbf{S}_i\rangle, \quad \mathbf{m}_i^{\text{R}} = -g_J^{\text{R}}\mu_B\langle\mathbf{J}_i^{\text{R}}\rangle. \quad (3)$$

Правая часть уравнения для \mathbf{M}_i^{Fe} представляет собой соответствующую функцию Бриллюэна, которая получается в случае эквидистантного спектра S -иона Fe^{3+} для теплового среднего $\langle\mathbf{S}_i\rangle$. Ион Fe^{3+} в $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ находится в высокоспиновом состоянии [25], это дает максимальное значение магнитного момента иона $5\mu_B$.

Локальная симметрия окружения иона Ho^{3+} в $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при высоких температурах описывается точечной группой D_3 . Вблизи $T = 420$ К в $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ имеет место структурный переход [25], однако понижение симметрии, по-видимому, мало влияет на термодинамические свойства $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ аналогично тому, как это имеет место в $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при структурном переходе при $T = 156$ К [26]. В $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ структурный фазовый переход с понижением симметрии отсутствует. Информации о наличии возможного структурного перехода в ферроборатах $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ нет. Тогда для $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ можно полагать, что при понижении температуры или указанная симметрия сохраняется, или появляющиеся отклонения от симметрии D_3 настолько малы, что не влияют на термодинамические свойства. В установке Вайборна для группы D_3 [27], когда тригональной осью является ось c , а ось симметрии второго порядка совпадает с осью a , выражение для гамильтониана кристаллического поля \mathcal{H}^{CF} в неприводимых тензорных операторах C_q^k имеет вид

$$\mathcal{H}^{CF} = B_0^2C_0^2 + B_0^4C_0^4 + B_3^4(C_{-3}^4 - C_3^4) + B_0^6C_0^6 + B_3^6(C_{-3}^6 - C_3^6) + B_6^6(C_{-6}^6 + C_6^6). \quad (4)$$

Параметры кристаллического поля B_q^k для ионов Sm^{3+} и Ho^{3+} в $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ не известны. Также нет определенной информации о расщеплении основного мультиплета ионов Sm^{3+} и Ho^{3+} в $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Из спектроскопических исследований [10] известно, что расщепление основного дублета иона Sm^{3+} в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ составляет $\Delta = 13.2$ см $^{-1}$, а нижняя часть мультиплета иона Sm^{3+} характеризуется значениями энергий 0, 135, 220 см $^{-1}$. Параметры кристаллического поля для

иона Ho^{3+} в $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$, которые позволили описать обширные экспериментальные данные магнитных свойств, были найдены в работе [19]. Отметим, что для иона Sm^{3+} гамильтониан кристаллического поля (4) имеет всего три члена (c B_0^2 , B_0^4 и B_3^4), так как матричные элементы отличны от нуля только при $k < 2J$, т. е. в случае Sm ($J = 5/2$) $k < 5$ (см., например, работу [28, с. 29]).

Вычисление величин и ориентаций магнитных моментов Fe- и R-подсистем при решении самосогласованных задач на основе гамильтонианов (1), (2) при условии минимума соответствующего термодинамического потенциала позволяет рассчитать области устойчивости различных магнитных фаз, поля фазовых переходов, кривые намагничивания, восприимчивость и т. д. В рамках стандартной термодинамической теории возмущений, изложенной для f - d -соединений в монографии [28], термодинамический потенциал может быть записан следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi(T, B) = & \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \left[-(1-x)k_B T \ln Z_i(\text{Sm}) - \right. \\ & - xk_B T \ln Z_i(\text{Ho}) + (1-x) \frac{1}{2} g_J^{\text{Sm}} \mu_B \langle \mathbf{J}_i^{\text{Sm}} \rangle \lambda_{fd}^{\text{Sm}} \mathbf{M}_i^{\text{Fe}} + \\ & + x \frac{1}{2} g_J^{\text{Ho}} \mu_B \langle \mathbf{J}_i^{\text{Ho}} \rangle \lambda_{fd}^{\text{Ho}} \mathbf{M}_i^{\text{Fe}} - 3k_B T \ln Z_i(\text{Fe}) + \\ & + \frac{1}{2} 3g_S \mu_B \langle \mathbf{S}_i \rangle (\lambda \mathbf{M}_i^{\text{Fe}} + (1-x) \lambda_{fd}^{\text{Sm}} \mathbf{m}_i^{\text{Sm}} + \\ & \left. + x \lambda_{fd}^{\text{Ho}} \mathbf{m}_i^{\text{Ho}}) + \Phi_{an}^i \right], \quad (5) \end{aligned}$$

где $Z_i(\text{R/Fe})$ — статистические суммы, рассчитываемые на гамильтонианах (1), (2), Φ_{an}^i — энергия анизотропии для i -й подрешетки Fe-подсистемы, которая гораздо меньше, чем обменные энергии, и поэтому может быть записана как аддитивное слагаемое. Для кристалла тригональной симметрии (см., например, [29]) она имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_{an}^i = & K_2^{\text{Fe}} \sin^2 \vartheta_i + K_4^{\text{Fe}} \sin^4 \vartheta_i + K_6^{\text{Fe}} \sin^6 \vartheta_i + \\ & + K_{33}^{\text{Fe}} \cos \vartheta_i \sin^3 \vartheta_i \sin 3\varphi_i + K_{66}^{\text{Fe}} \sin^6 \vartheta_i \cos 6\varphi_i, \quad (6) \end{aligned}$$

где константа анизотропии $K_2^{\text{Fe}} < 0$ стабилизирует легкоплоскостное антиферромагнитное состояние, $K_4^{\text{Fe}} > 0$ и $K_6^{\text{Fe}} > 0$ — легкоосное состояние, $K_{33}^{\text{Fe}} < 0$ и $K_{66}^{\text{Fe}} < 0$ — константы анизотропии в базисной ab -плоскости, ϑ_i и φ_i — полярный и азимутальный углы вектора магнитного момента железа \mathbf{M}_i^{Fe} .

В случае тригонального кристалла с магнитными моментами, лежащими в базисной плоскости, воз-

можно существование трех типов доменов. Намагниченность $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ (на одну формульную единицу, с учетом возможного существования трех типов доменов, $n = 1, 2, 3$) равна

$$\mathbf{M} = \frac{1}{3} \sum_{n=1}^3 \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 (\mathbf{M}_i^{\text{Fe}} + (1-x)\mathbf{m}_i^{\text{Sm}} + x\mathbf{m}_i^{\text{Ho}}). \quad (7)$$

Редкоземельная и железная подсистемы дают следующий вклад в магнитную восприимчивость $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$:

$$\chi_k = \chi_k^{\text{Fe}} + (1-x)\chi_k^{\text{Sm}} + x\chi_k^{\text{Ho}}, \quad k = a, b, c. \quad (8)$$

В упорядоченной фазе начальные магнитные восприимчивости соединения можно найти из начальных линейных участков кривых намагничивания, рассчитанных для соответствующих направлений внешнего магнитного поля. В парамагнитной области, где взаимодействием между R- и Fe-подсистемами можно пренебречь, магнитная восприимчивость R-подсистемы рассчитывается по известной формуле Ван Флека, энергетический спектр и волновые функции для которой вычисляются на основе гамильтониана кристаллического поля (4). Восприимчивость Fe-подсистемы χ_p^{Fe} может быть описана законом Кюри–Вейсса с соответствующей парамагнитной температурой Нееля Θ :

$$\chi_p^{\text{Fe}} = \frac{\mu_{eff}^2}{3k_B(T - \Theta)}, \quad (9)$$

$$\mu_{eff}^2 = 105\mu_B^2 \quad \text{для} \quad S = \frac{5}{2}.$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для определения параметров кристаллического поля (формирующего электронную структуру редкоземельного иона) были использованы экспериментальные данные для температурных зависимостей начальной магнитной восприимчивости $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ вдоль тригональной оси и в базисной плоскости $\chi_{c,\perp c}(T)$ в парамагнитной области от $T_N \approx 35$ К до $T_N \approx 300$ К. В качестве начальных значений параметров кристаллического поля B_q^k были взяты параметры для ранее исследованного ферробората $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$ [19]. Затем для каждого из найденных наборов параметров B_q^k были выбраны те, которые наиболее хорошо описывают восприимчивости $\chi_c(T)$ и $\chi_{\perp c}(T)$ в парамагнитной области, причем парамагнитная температура Нееля для Fe-подсистемы оказалась примерно одинаковой и равной $\Theta = -170$ К. Для определения, какой из

Таблица 1. Значения энергий нижних уровней основного мультиплета ионов Sm^{3+} (шесть уровней) и Ho^{3+} (девять уровней) в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, расщепленных кристаллическим полем (параметры (10)) и с учетом f - d -взаимодействия при $B = 0$ в парамагнитной и упорядоченной областях температур

R	T	$\Delta = E_i - E_1, \text{см}^{-1}$ ($i^{\text{Sm}} = 6, i^{\text{Ho}} = 9$)
Sm	$T > T_N$	0, 0, 145, 145, 153, 153
	$T = 2$ К	0, 10.6, 145, 151, 157.4, 165
Ho	$T > T_N$	0, 4.3, 4.3, 34.8, 37.8, 37.8, 134, 166, 166
	$T = 2$ К	0, 7.8, 13.7, 37.8, 42.8, 47.8, 139, 167, 176

найденных наборов параметров B_q^k позволяет описать всю совокупность измеренных магнитных характеристик $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, рассчитывались кривые намагничивания вдоль тригональной оси и в базисной плоскости $M_{c,\perp c}(B)$ при $T = 2$ К с тем, чтобы подобрать параметры λ_{fd}^R (антиферромагнитных Sm–Fe- и Ho–Fe-взаимодействий) и λ_1 (внутрицепочечного антиферромагнитного Fe–Fe-взаимодействия).

Таким образом, руководствуясь перечисленными критериями описания кривых $\lambda_{c,\perp c}(T)$, $M_{c,\perp c}(B)$ и малым отличием от параметров из [19], из всех найденных на начальном этапе параметров кристаллического поля был выбран набор, который позволяет наиболее хорошо описать экспериментальные данные (B_q^k , в см^{-1}):

$$\begin{aligned} B_0^2 &= 612, & B_0^4 &= -2270, & B_3^4 &= -825, \\ B_0^6 &= 200, & B_3^6 &= -55, & B_6^6 &= 490. \end{aligned} \quad (10)$$

Эти параметры были определены при расчетах на базисе основного мультиплета, поэтому они могут рассматриваться только как эффективные, пригодные для описания термодинамических свойств $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$.

Набору параметров (10) соответствуют приведенные в табл. 1 значения энергий нижних уровней основного мультиплета ионов Sm^{3+} и Ho^{3+} в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ при $B = 0$. Приведены значения энергий при $T > T_N$ и с учетом f - d -взаимодействия при $T = 2$ К. Из табл. 1 следует, что учет f - d -взаимодействия при $T < T_N$ приво-

дит к снятию вырождения нижних энергетических уровней ионов Sm^{3+} и Ho^{3+} , причем низкотемпературное расщепление основного дублета иона Sm^{3+} в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\Delta = 10.6 \text{ см}^{-1}$) согласуется с известным из работ [10, 13] расщеплением основного дублета иона Sm^{3+} в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\Delta = 13.2 \text{ см}^{-1}$). Отметим, что в работах [10, 13] величина $\Delta = 13.2 \text{ см}^{-1}$ приведена для легкоплоскостного $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и корректнее сравнивать с ней, когда и $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ находится в легкоплоскостном состоянии (в табл. 1 расщепления при $T = 2 \text{ К}$ приведены для отличного от легкоплоскостного состояния, см. текст далее). В легкоплоскостном состоянии $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ параметрам (10) соответствует низкотемпературное расщепление основного дублета иона Sm^{3+} $\Delta = 12 \text{ см}^{-1}$, которое еще ближе к $\Delta = 13.2 \text{ см}^{-1}$ из работ [10, 13]. Значения энергий нижних уровней основного мультиплета иона Ho^{3+} в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ также близки к найденным для иона Ho^{3+} в $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [19].

Представленные далее на рисунках теоретические магнитные характеристики рассчитаны для параметров, приведенных в табл. 2, в которой для сравнения также приведены параметры $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [19] и известные литературные данные для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [10–13]. Приведенный в табл. 2 параметр λ_2 входит в функцию Бриллюэна и ответствен за величину магнитного момента Fe (при данных T и B) и определяет температуру Нееля, поскольку трехмерный порядок в структуре ферробората невозможен без обменного взаимодействия между цепочками ионов Fe^{3+} . Значение параметра λ_2 было выбрано из условия наилучшего согласия рассчитанных и экспериментальных кривых $M_{c,\perp c}(B)$ для всех температур. Также в расчетах участвуют одноосные константы анизотропии железа $K_2^{\text{Fe}} = -3.75 \text{ Тл} \cdot \mu_B$, $K_4^{\text{Fe}} = 4.41 \text{ Тл} \cdot \mu_B$ и $K_6^{\text{Fe}} = 0.57 \text{ Тл} \cdot \mu_B$ (при $T = 4.2 \text{ К}$) и константы анизотропии железа в базисной плоскости $K_{33}^{\text{Fe}} = -0.69 \text{ Тл} \cdot \mu_B$ и $K_{66}^{\text{Fe}} = -1.35 \cdot 10^{-2} \text{ Тл} \cdot \mu_B$ [21].

Из табл. 2 следует существенно большее, по сравнению с исследованными ранее ферроборатами (см. работы [20, 23] и таблицы в работах [17, 22, 24]), значение поля обменного f - d -взаимодействия для Sm-подсистемы в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($B_{fd}^{\text{Sm}} = 36 \text{ Тл}$) и соответствующей ему константы $\lambda_{fd}^{\text{Sm}} = -2.4 \text{ Тл}/\mu_B$. Причина такого превышения связана с особенностью основного мультиплета ионов Sm^{3+} , а именно, с малой величиной фактора Ланде $g_J^{\text{Sm}} = 2/7$ и, как следствие, с ослаблением зеемановского расщепления ($g_J^{\text{Sm}}\mu_B\mathbf{J}_i^{\text{Sm}}\mathbf{B}$) и уменьшением влияния поля f - d -обмена (см. га-

милтониан (1)). Также значение $B_{fd}^{\text{Sm}} = 36 \text{ Тл}$ дает расщепление основного дублета иона Sm^{3+} в легкоплоскостном состоянии $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ $\Delta = 12 \text{ см}^{-1}$, что согласуется с расщеплением основного дублета иона Sm^{3+} в легкоплоскостном $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [10, 13].

Отметим, что в работе [11] для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ значение критического поля, в котором изменяется знак электрической поляризации и магнито-стрикции, составляет 30 Тл (смена знака происходит при одних и тех же значениях поля, равного полю f - d -обмена [2]) и в целом согласуется с найденным значением поля f - d -обмена для Sm-подсистемы в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ $B_{fd}^{\text{Sm}} = 36 \text{ Тл}$. При этом значение 30 Тл для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ получено при использовании поля f - d -обмена для $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ равного 5 Тл (см. формулу (3) и выводы из нее в работе [11]). Если же в формулу (3) из работы [11] подставить поле f - d -обмена для $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ из работы [21] $B_{fd}^{\text{Nd}} = 7.1 \text{ Тл}$ (теоретический подход работы [21] используется в нашей работе для $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$), то получаемое критическое поле изменения знака поляризации и магнито-стрикции в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ будет составлять 42.6 Тл, что также согласуется с найденным значением $B_{fd}^{\text{Sm}} = 36 \text{ Тл}$ для $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$.

Для расчета магнитных характеристик $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ при направлении внешнего магнитного поля вдоль и перпендикулярно тригональной оси c использовались изображенные на рис. 1 схемы ориентаций магнитных моментов железа \mathbf{M}_i^{Fe} и редкой земли \mathbf{m}_i^{R} . Расчет по схемам a и g проводился для направления поля вдоль тригональной оси $\mathbf{B} \parallel c$. Схемы b и d использовались для случая ориентации внешнего поля в базисной плоскости $\mathbf{B} \perp c$. Схема e при $B = 0$ (конус осей легкого намагничивания). Показаны направления результирующих магнитных моментов R-подсистемы $\mathbf{m}_i = (1-x)\mathbf{m}_i^{\text{Sm}} + x\mathbf{m}_i^{\text{Ho}}$, а также их проекции (\mathbf{m}_{iab} , \mathbf{m}_{ia} и \mathbf{m}_{ic}) вдоль направления поля. Приведены проекции магнитных моментов Fe на плоскость ab $\mathbf{M}_{iab}^{\text{Fe}}$ в доменах с осями антиферромагнетизма под углами к оси a $\varphi_i = 0$ (L_0) и $\varphi_i = 60^\circ$ (L_{60}).

Для замещенного ферробората $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ неизвестно его низкотемпературное магнитное состояние. Для ферробората $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ известно, что при $B > 1.5 \text{ Тл}$ он находится в флоп-фазе и ведет себя как однодоменный, при этом магнитные моменты Fe- и Ho-подсистем лежат в базисной плоскости ab [19]. Тогда, учитывая легкоплоскостной характер магнитной подсистемы

Таблица 2. Параметры $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, а также $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [19] и $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [10–13]

Соединение	$\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$	$\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$	$\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$
$B_{dd1} = \lambda_1 M_0$, Тл		59.5	84
λ_1 , Тл/ μ_B		-3.97	-5.6
$B_{dd2} = \lambda_2 M_0$, Тл		27	27
λ_2 , Тл/ μ_B		-1.8	-1.8
$B_{fd} = \lambda_{fd}^R M_0$, Тл	30 [11]	36 (Sm) 2.85 (Ho)	2.5
λ_{fd}^R , Тл/ μ_B		-2.4 (Sm) -0.19 (Ho)	-0.16
$\Delta_{fd} = \mu_B g \lambda_{fd} M_0$, см ⁻¹	13.2 (ЛП) [10] 13.2 (ЛП) [13]	~ 10.6 (КОЛН) Sm ~ 7.8 (КОЛН) Ho	~ 7.7 (ЛО) ~ 3.4 (ЛП)
ϑ_1 , ° ($B = 0$)	$\vartheta_1 \rightarrow 90^\circ$	$T = 2$ К, $\vartheta_1 \approx 63^\circ$ $T = 4.2$ К, $\vartheta_1 \approx 65.5^\circ$ $T = 30$ К, $\vartheta_1 \approx 70^\circ$	$T_{SR} \approx 4.7$ К $\vartheta_1 \rightarrow 0$ ($T < T_{SR}$) $\vartheta_1 \rightarrow 90^\circ$ ($T > T_{SR}$)
T_N , К	32 ± 1 [10] 33 [12]	35	38 [14]
Θ , К		-170	-210

Примечание. B_{dd1} (внутрицепочечное Fe–Fe), B_{dd2} (межцепочечное Fe–Fe) и B_{fd} — низкотемпературные значения обменных полей, соответствующих молекулярным константам λ_1 , λ_2 и λ_{fd}^R ; Δ_{fd} — низкотемпературное расщепление основного состояния R-иона вследствие f - d -взаимодействия (в состояниях конус осей легкого намагничивания (КОЛН), легкоосном (ЛО) и легкоплоскостном (ЛП)); ϑ_1 — угол отклонения \mathbf{M}_1^{Fe} от оси c ; Θ — парамагнитная температура Нееля для Fe-подсистемы; $M_0 = |M_i(T = 0, B = 0)| = 15\mu_B$ — магнитный момент железа в расчете на одну формульную единицу.

$\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, рассмотрим сначала магнитные свойства $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в диапазоне полей более 1.5 Тл (однодоменное состояние) и предположим, что при $B > 1.5$ Тл его магнитная подсистема проявляет легкоплоскостные свойства (схема *a* для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и схема *b* для $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ на рис. 1). В этом состоянии магнитные моменты Fe-подрешеток \mathbf{M}_1^{Fe} и \mathbf{M}_2^{Fe} сгибаются к направлению поля, проявляя восприимчивость в перпендикулярном направлении, которая для типичного антиферромагнетика от температуры не зависит, а у R-подсистемы растет компонента магнитного момента на направление поля.

Из представленных на рис. 2 для $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ экспериментальных и теоретических кривых намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ при $T = 2$ К видно, что с ростом поля кривые $M_c(B)$ и $M_{\perp c}(B)$ монотонно возрастают, демонстрируя малую анизотропию вдоль направлений $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$. В $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ кривые намагничивания

$M_{c,\perp c}(B)$ в диапазоне полей от 1 Тл до 5 Тл также практически совпадают [14, 16]. Малая анизотропия при намагничивании вдоль $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ обнаружена и для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $B > 1$ Тл [30].

На рис. 3, 4 показаны экспериментальные и рассчитанные кривые намагничивания в полях до 9 Тл вдоль тригональной оси $M_c(B)$ (рис. 3) и в базисной плоскости $M_{\perp c}(B)$ (рис. 4) в диапазоне температур $T = 5$ –40 К. Видно, что с увеличением температуры кривые намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ становятся менее резкими, происходит эволюция кривых намагничивания, которая обусловлена уменьшением магнитных моментов R- и Fe-подсистем. Характеры намагничивания $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в базисной плоскости и вдоль тригональной оси мало различаются, что говорит о слабоанизотропном вкладе редкоземельной подсистемы, формируемой кристаллическим полем самарий-гольмиевого ферробората. Из рис. 2–4 видно, что расчеты в предположении легкоплоскостного состояния $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)$ при

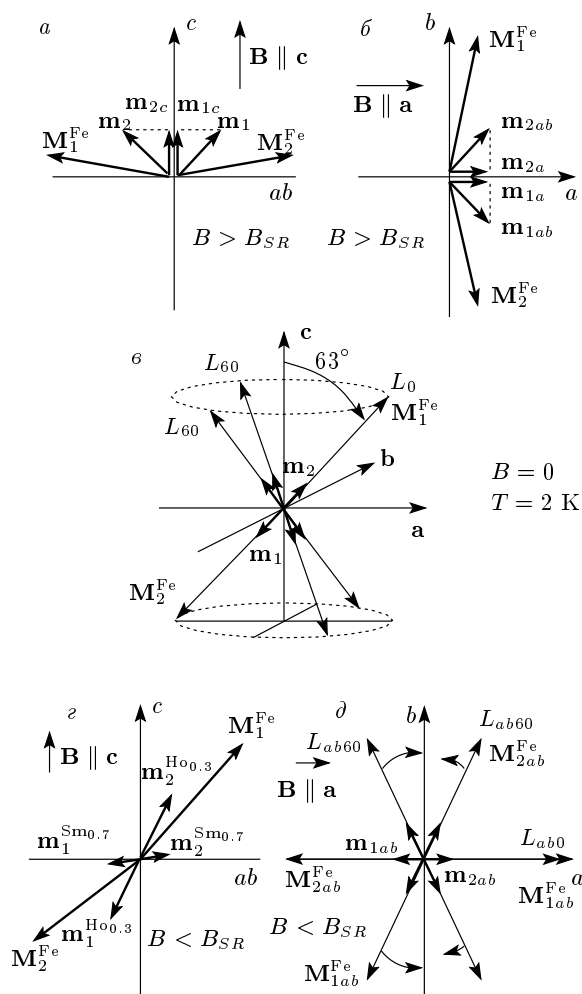


Рис. 1. Схемы ориентаций магнитных моментов железа M_i^{Fe} и редкоземельного элемента m_i^R , использованные при расчете магнитных характеристик $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ для разных направлений внешнего магнитного поля; m_{ic} , m_{ia} и m_{iab} — проекции магнитных моментов R-подсистемы вдоль направления поля. Схемы *a* и *г* — при $B \parallel c$ (плоскость *ab* перпендикулярна плоскости рисунка). Схемы *б* и *д* — при $B \parallel a$ (ось *c* перпендикулярна плоскости рисунка). Схема *в* — при $B = 0$ (конус осей легкого намагничивания)

$B > 1.5$ Тл позволяют хорошо описать поведение кривых $M_{c,\perp c}(B)$ и их температурную зависимость, аналогичную экспериментальной.

В начальную магнитную восприимчивость $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ дают вклад как упорядоченная при $T < T_N$ железная подсистема, так и подмагниченная *f-d*-взаимодействием редкоземельная подсистема (доминирующий вклад от Ho-подсистемы). В $SmFe_3(BO_3)_4$ кривые $\chi_{c,\perp c}(T)$

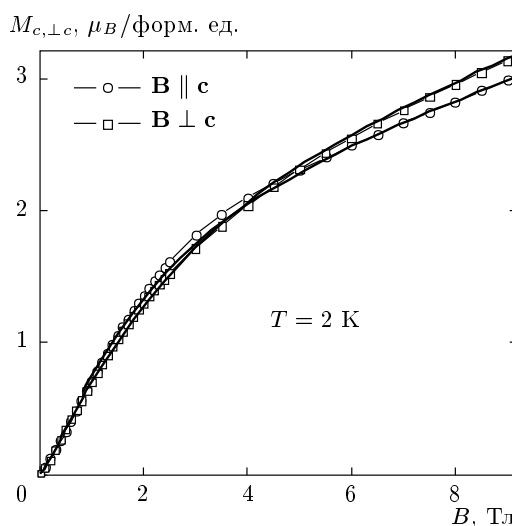


Рис. 2. Кривые намагничивания $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ для $B \parallel c$ и $B \perp c$ при $T = 2$ К. Значки — экспериментальные данные, линии — расчет

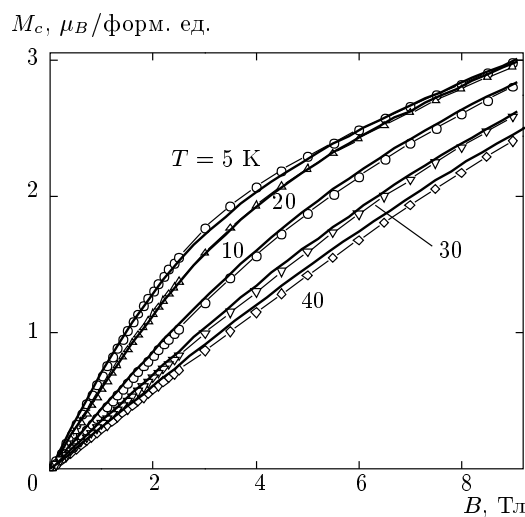


Рис. 3. Кривые намагничивания $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ для $B \parallel c$ при указанных температурах. Значки — экспериментальные данные, линии — расчет

практически полностью совпадают с восприимчивостью $YFe_3(BO_3)_4$ [3], что указывает на малый магнитный вклад в магнитные характеристики от подсистемы Sm. На рис. 5 изображены экспериментальные и теоретические температурные зависимости начальных магнитных восприимчивостей $\chi_{c,\perp c}(T)$ $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$. Хорошо видно интересное (уникально отличающееся от всех исследованных ферроборатов), слабоанизотропное

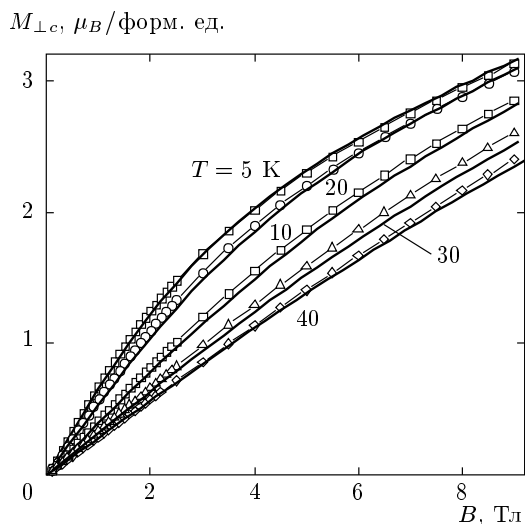


Рис. 4. Кривые намагничивания $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ для $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ при указанных температурах. Значки — экспериментальные данные, линии — расчет

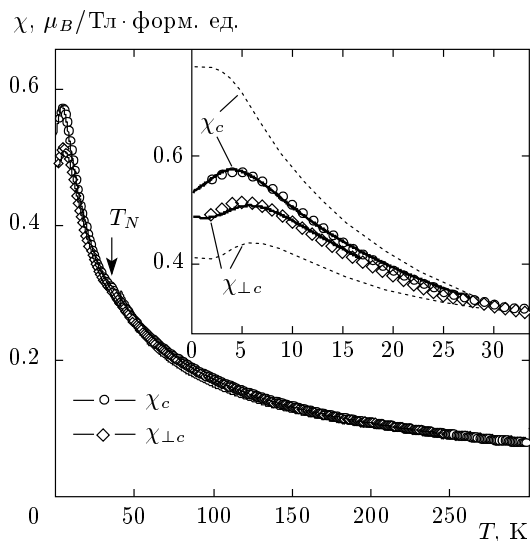


Рис. 5. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ для направлений магнитного поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ при $B = 0.01$ Тл. Значки — экспериментальные данные, линии — расчет. На вставке — низкотемпературная область кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ при $T < T_N$. Штриховые кривые — рассчитанный ход кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ в предположении легкоплоскостной анизотропии

поведение экспериментальных кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$. Обнаруженное в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ практически изотропное поведение кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ наблюдается во всем диапазоне температур, за исключением самых низких при $T < 10$ К.

При $T_N \approx 35$ К на кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ видна слабая аномалия, обусловленная антиферромагнитным упорядочением в Fe-подсистеме. На рис. 5 также видно, что вблизи T_N рассчитанная температура Нееля получается несколько больше, чем в эксперименте, что является общеизвестным недостатком приближения молекулярного поля. В целом, в высокотемпературной области от T_N около 35 К до 300 К рассчитанные кривые восприимчивости хорошо описывают слабоанизотропные экспериментальные зависимости $\chi_{c,\perp c}(T)$.

Расчеты показали, что наблюдаемое в эксперименте значительное возрастание кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ при $T < T_N$ связано с вкладом гольмиевой части R-подсистемы $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Подобное возрастание кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ при $T < T_N$ наблюдалось у $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)$ [14, 15], в отличие от $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, в котором с понижением температуры $\chi_{\perp c}(T)$ резко уменьшается, а $\chi_c(T)$ демонстрирует слабый рост [3, 11, 30]. В целом, возрастание $\chi_c(T)$, начиная с T_N , с уменьшением температуры характерно для легкоплоскостной магнитной анизотропии соединений.

На вставке к рис. 5 приведены низкотемпературные области (для $T < T_N \approx 35$ К) экспериментальных и рассчитанных зависимостей магнитной восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$. В случае тригонального кристалла с магнитными моментами, лежащими в базисной плоскости, возможно существование трех типов антиферромагнитных доменов, в каждом из которых вектор антиферромагнетизма \mathbf{L} ориентирован вдоль соответствующей оси второго порядка. При намагничивании в базисной плоскости для $B = 0.01$ Тл вклад в восприимчивость $\chi_{\perp c}(T)$ дают все возможные домены и процессы намагничивания $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ происходят аналогично описанным в работе [21] для легкоплоскостного $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$. В отсутствие информации о доменной структуре образца предполагалась их равновеликость. Для поля вдоль оси \mathbf{c} образец находится во флоп-фазе и ведет себя как однодоменный (схема a на рис. 1).

Показанные на вставке к рис. 5 штриховые кривые $\chi_{c,\perp c}(T)$ были рассчитаны в предположении сохранения легкоплоскостного характера магнитной подсистемы $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ и в области самых низких температур. Видно, что несмотря на успеш-

ность описания в широком диапазоне полей и температур кривых намагничивания $M_{c,\perp c}(T)$, рассчитанные (штриховые) кривые восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$ только качественно описывают эксперимент, даже несмотря на то, что удается воспроизвести аномалию типа Шоттки вблизи $T = 5.5$ К на $\chi_{\perp c}(T)$. Количественное расхождение теории с экспериментом особенно заметно при самых низких температурах.

Можно сделать предположение, что плохое описание экспериментальных кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ связано с разориентацией образца в эксперименте. Действительно, из анализа кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ понятно, что в случае разориентации в эксперименте и отклонения направления поля \mathbf{B} от оси c на несколько градусов кривая $\chi_c(T)$, за счет появления перпендикулярной оси c составляющей, пойдет несколько ниже. Аналогично, если и при измерении $\chi_{\perp c}(T)$ также была допущена разориентация, то за счет появления параллельной оси c составляющей кривая $\chi_{\perp c}(T)$ пойдет выше, что улучшит совпадение теории и эксперимента. Однако проведенные с учетом разориентации расчеты показали, что для улучшения совпадения с экспериментом угол разориентации должен составлять более 15° , что маловероятно.

Проведенные обширные расчеты различных магнитных фаз, которые могут быть реализованы в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ при разных ориентациях магнитных моментов Sm-, Ho- и Fe-подсистем, позволили сделать предположение, что наблюдаемое на рис. 5 существенное различие теории и эксперимента, возможно, обусловлено отличным от легкоплоскостного состоянием магнитной подсистемы при низких температурах. В работе [17] для объяснения интересных ступенчатых аномалий на кривых намагниченности и восприимчивости $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($x = 0.15, 0.25$) нами было сделано предположение о возможном наличии низкотемпературного магнитного состояния, при котором реализуется слабонеколлинеарная антиферромагнитная фаза с отклоненными от оси c магнитными моментами железа. В результате для единого набора параметров удалось получить согласие теории и эксперимента для всей совокупности измеренных характеристик $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ [17]. Отметим, что ранее в работе [31] при исследовании проявляющего спин-переориентационный переход $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ был сделан вывод об отклонении магнитных моментов железа от оси c в легкоосной фазе на большие величины углов, меняющихся при разных температурах и значениях магнитного поля (см. рис. 6 в работе [31]).

Расчеты показали, что в тригональном кри-

сталле $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ при низких температурах также могут реализоваться антиферромагнитная фаза с отклоненными магнитными моментами Fe от оси c на угол $\vartheta_1 \approx 63^\circ$ (для \mathbf{M}_1^{Fe} при $T = 2$ К) и возникновение при $B = 0$ конуса осей легкого намагничивания (см. схему ϵ на рис. 1). Причиной реализации такого возможного состояния является конкуренция вкладов от Sm-, Ho- и Fe-подсистем в полную магнитную анизотропию $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Магнитная анизотропия железной и самариевой подсистем стабилизирует легкоплоскостную магнитную структуру (от Sm-подсистемы вклад существенно мал). В $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $T_{SR} \approx 4.7$ К происходит спонтанный спин-переориентационный переход, в результате которого при $T < T_{SR}$ реализуется легкоосная магнитная структура. В случае замещенного гольмий-неодимового ферробората $\text{Ho}_{0.5}\text{Nd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ температура спин-переориентационного перехода заметно увеличивается и составляет $T_{SR} \approx 9$ К. Таким образом, учитывая более слабый (по сравнению с Nd-подсистемой в $\text{Ho}_{0.5}\text{Nd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$) легкоплоскостной вклад в магнитную анизотропию от Sm в исследуемый ферроборат $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, можно предположить, что вклад от Ho-подсистемы в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ стабилизирует легкоосную магнитную структуру по крайней мере до температур больших, чем 9 К.

Обратим внимание также на низкотемпературные особенности кривых восприимчивости $\text{Ho}_{0.5}\text{Nd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в работе [15]. На рис. 11b из работы [15] видно, что с повышением поля температура T_{SR} в $\text{Ho}_{0.5}\text{Nd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ уменьшается и одновременно происходит изменение формы кривой восприимчивости $\chi_c(T)$. Кривая $\chi_c(T)$ при $H = 12$ кЭ и особенно при $H = 13$ кЭ резко не уменьшается при T_{SR} и не стремится к нулю при $T \approx 0$ (что характерно для легкоосного состояния), а проявляя тенденцию к переходу от легкоплоскостного к легкоосному состоянию, демонстрирует широкий пик вблизи $T = 3-4$ К. Отметим, что данный широкий пик на $\chi_c(T)$ в работе [15] похож на обнаруженную аномалию на $\chi_c(T)$ для $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ (см. рис. 5). Таким образом, широкий пик на кривой $\chi_c(T)$ для $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ вблизи $T = 5$ К и затем уменьшение $\chi_c(T)$ при $T \rightarrow 0$ можно объяснить стремлением к смене легкоплоскостного на легкоосное состояние.

Проведенные расчеты кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ с отклоненными от оси c магнитными моментами Fe показали возможность решения проблемы, связанной

с существенным расхождением теории и эксперимента в предположении легкоплоскостного состояния $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$. На рис. 5 и вставке на рис. 5 видно, что рассчитанные сплошные кривые $\chi_{c,\perp c}(T)$ хорошо описывают эксперимент при всех $T < T_N$. Сплошная кривая $\chi_c(T)$ рассчитана по схеме ε (см. рис. 1), в которой в результате действия поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ реализуется слабонеколлинеарная антиферромагнитная структура. При ориентации внешнего поля в базисной плоскости вклад всех трех доменов в восприимчивость $\chi_{\perp c}(T)$ должен быть учтен и расчет выполнялся по схеме δ (см. рис. 1). Аномалия типа Шоттки на экспериментальной кривой $\chi_{\perp c}(T)$ вблизи $T = 5.5$ К связана с перераспределением населенностей нижних уровней основного мультиплета иона Ho^{3+} в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, и корректный расчет процессов намагничивания воспроизводит наблюдаемый эффект.

Как показывают расчеты, R- и Fe-подсистемы в разных доменах дают вклады с разными температурными зависимостями. Например, для $\chi_a(T)$ домен с осью антиферромагнетизма вдоль поля L_0 ($\varphi = 0$) показывает для редкоземельной подсистемы немонотонную зависимость с аномалией типа Шоттки вблизи $T = 9.5$ К. При этом Fe-подсистема демонстрирует обычную возрастающую с температурой параллельную восприимчивость антиферромагнетика.

Для доменов с осями антиферромагнетизма под углом $\varphi = 60^\circ$ к полю (L_{60}) температурные зависимости вкладов R- и Fe-подсистем несколько другие. Для редкоземельной подсистемы аномалия типа Шоттки выражена значительно слабее и с ростом температуры восприимчивость падает. Восприимчивость Fe-подсистемы отлична от нуля при низких температурах и уменьшается с ростом температуры. Расчет $\chi_a(T)$ показывает, что с ростом температуры поле $B_a = 0.01$ Тл стремится развернуть домены L_{60} к флоп-состоянию (см. схему δ на рис. 1 и подробнее далее) и величина отклонения от строгой коллинеарности векторов \mathbf{M}_1^{Fe} и \mathbf{M}_2^{Fe} (в плоскости ab при их наклоне к оси a), изменяясь, составляет 0.10° для $T = 4.2$ К и 0.06° для $T = 30$ К.

Также расчеты показали, что величина отклонения от строгой коллинеарности антиферромагнитных векторов \mathbf{M}_1^{Fe} и \mathbf{M}_2^{Fe} для $B = 0.01$ Тл при расчете зависимостей $\chi_a(T)$ (в домене L_0) и $\chi_c(T)$ слабо возрастала с ростом температуры (вследствие уменьшения суммарной эффективной константы анизотропии соединения) от 0.045° при $T = 2$ К до 0.06° при $T = 30$ К.

Расчеты показали, что в разных доменах с по-

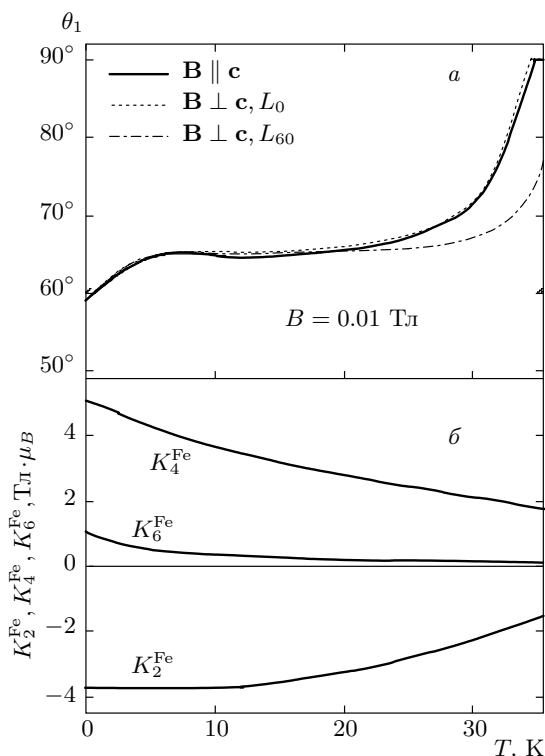


Рис. 6. Температурные зависимости угла отклонения магнитного момента железа \mathbf{M}_1^{Fe} от оси \mathbf{c} в разных доменах при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ (а) и констант анизотропии железной подсистемы $K_{2,4,6}^{\text{Fe}}(T)$ (б)

вышением температуры и при приближении к T_N по-разному происходит вращение магнитных моментов железа \mathbf{M}_i^{Fe} . На рис. 6а представлена температурная зависимость угла отклонения ϑ_1 магнитных моментов \mathbf{M}_1^{Fe} от тригональной оси в разных доменах при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$. Видно, что начиная с угла $\vartheta_1 \approx 59^\circ$ (при $B = 0.01$ Тл, $T = 0.1$ К и для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и для $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$) направление оси легкого намагничивания немонотонно меняется с ростом температуры. Для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ магнитные моменты железа с ростом температуры стремятся ориентироваться перпендикулярно полю и данное поведение практически совпадает с характером вращения домена с осью антиферромагнетизма L_0 при $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$. При $T > 20$ К и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ домен L_0 стремится ориентироваться в плоскость быстрее, чем два других домена с осью антиферромагнетизма L_{60} . Отметим, что характер немонотонного изменения зависимости $\vartheta_1(T)$ для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ при низких температурах в основном определяет результирующий вид рассчитанной кривой $\chi_c(T)$ (в частности, широкий пик вблизи $T = 5$ К). Видимая на рис. 6а тенденция с ростом

температуры проявления легкоплоскостного характера магнитной подсистемы $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ согласуется с результатами для $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$ и $\text{Ho}_{0.5}\text{Nd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, в которых с ростом температуры после спин-переориентационного перехода реализовалась легкоплоскостная магнитная структура.

На рис. 6б приведены рассчитанные температурные зависимости констант анизотропии железной подсистемы $K_2^{\text{Fe}}(T)$, $K_4^{\text{Fe}}(T)$ и $K_6^{\text{Fe}}(T)$. Величина, знак и характер приведенных зависимостей $K_{2,4,6}^{\text{Fe}}(T)$ позволяют при $B = 0$ реализоваться состоянию «конус осей легкого намагничивания» (схема *в* на рис. 1), а в слабых полях вдоль $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ изменять угол отклонения магнитных моментов железа от оси c (при $B = 0.01$ Тл характер зависимости $\vartheta_1(T)$ показан на рис. 6а). Расчеты показывают, что учет констант анизотропии железной подсистемы в базисной плоскости K_{33}^{Fe} и $K_{66}^{\text{Fe}} \ll K_{2,4}^{\text{Fe}}$ актуален при низких температурах в полях $B < 1$ Тл при расчете кривых намагничивания $M_{\perp c}(B)$. Аналитический вид температурных зависимостей $K_{2,4,6}^{\text{Fe}}(T)$ был найден из условия наилучшего согласия экспериментальных и рассчитанных характеристик $\chi_{c,\perp c}(T)$ при $T < T_N$ и $M_{c,\perp c}(B)$ для $B < 1$ Тл. Найденная зависимость $K_2^{\text{Fe}}(T)$ согласуется с законом Акулова–Зинера

$$|K_2^{\text{Fe}}(T)| \sim \left(\frac{M^{\text{Fe}}(T)}{M^{\text{Fe}}(0)} \right)^3$$

(см., например, работу [32, с. 781]). При $T = 4.2$ К отношение $|K_2^{\text{Fe}}|/K_4^{\text{Fe}} = 0.85$, а при $T = 20$ К имеем $|K_2^{\text{Fe}}|/K_4^{\text{Fe}} = 1.13$. Отметим, что существует возможность описания экспериментальных характеристик $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ при меньших значениях констант $|K_2^{\text{Fe}}|$, K_4^{Fe} и без учета K_6^{Fe} , при схожей температурной зависимости. Однако уменьшение K_4^{Fe} требует еще большего уменьшения $|K_2^{\text{Fe}}|$ и в результате отношение $K_4^{\text{Fe}}/|K_2^{\text{Fe}}|$ резко увеличивается, достигая при низких температурах величин порядка 9–10.

Рассмотрим подробнее низкополевую область экспериментальных кривых намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ при $T = 2$ К, которая приведена отдельно на рис. 7 (на рис. 2 кривые показаны в полях до 9 Тл). Видно интересное «переплетение» кривых $M_c(B)$ и $M_{\perp c}(B)$ (с учетом высокополевого пересечения при $B \approx 5$ Тл кривые пересекаются три раза). Если продифференцировать низкотемпературные кривые $M_{c,\perp c}(B)$, то, как видно на вставке на рис. 7, кривые дифференциальной магнитной восприимчивости $dM_{c,\perp c}/dB(B)$ проявляют отчетливые пики при $B = 0.4$ Тл и $B = 0.8$ Тл (для $T = 2$ К,

$M_{c,\perp c}$, $\mu_B/\text{форм. ед.}$

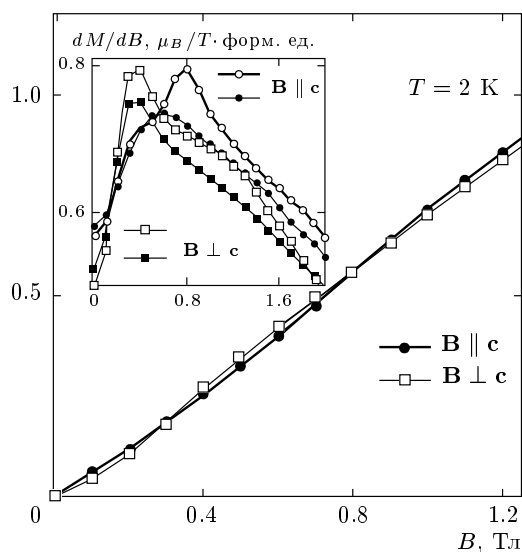


Рис. 7. Низкополевая область экспериментальных кривых намагничивания $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ при $T = 2$ К. На вставке — кривые дифференциальной магнитной восприимчивости $dM_{c,\perp c}/dB(B)$ при $T = 2$ К (светлые значки) и $T = 5$ К (темные значки)

светлые значки) и вблизи $B = 0.36$ Тл и $B = 0.6$ Тл (для $T = 5$ К, темные значки). Также на кривой $dM_{\perp c}/dB(B)$ для $T = 2$ К различим широкий пик вблизи $B = 1.2$ Тл.

Расчеты показали, что обнаруженное «переплетение» низкотемпературных кривых $M_{c,\perp c}(B)$ при $B < 1.5$ Тл обусловлено спин-переориентационными переходами в железной подсистеме $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ от слабонеколлинеарного состояния под углом к оси c (схемы *г* и *д* на рис. 1) к флоп-состоянию (схемы *а* и *б* на рис. 1), реализующимися в близких, но различающихся значениях критических полей при разных направлениях внешнего магнитного поля. При $T = 2$ К для направления $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ флоп-фаза реализуется раньше (при $B_{SR} \approx 0.4$ Тл), чем для направления $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$, для которого параллельная восприимчивость стабилизирует начальную фазу до большего поля $B_{SR} \approx 0.8$ Тл.

Показанные на рис. 8 для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ (а) и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ (б) рассчитанные штрихпунктирные кривые 1 демонстрируют, как намагничивался бы $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ в предположении легкоосного состояния в слабых полях начиная с $B = 0$. Видно, что в легкоосном состоянии при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ намагниченность значительно меньше, а для $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ —

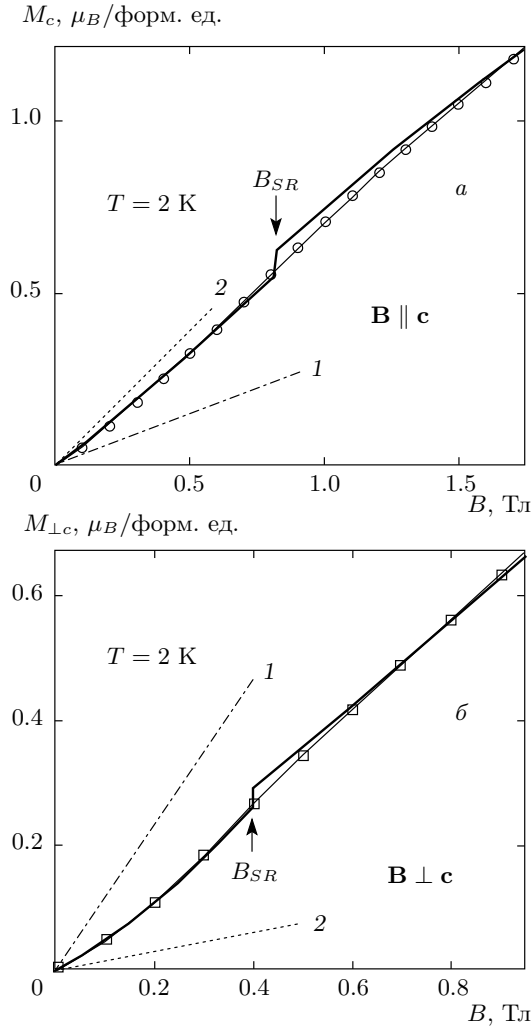


Рис. 8. Низкополевая область экспериментальных кривых намагничивания $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ (а) и $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ (б) при $T = 2$ К. Значки — экспериментальные данные, линии — расчет. Штрихпунктирные кривые 1 — легкоосное состояние, штриховые кривые 2 — легкоплоскостное состояние

значительно больше наблюдаемой в эксперименте. В случае реализации в $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $B = 0$ легкоплоскостного состояния рассчитанная намагниченность (штриховые кривые 2), соответствующая рассчитанным кривым восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$ (см. на вставке рис. 5 штриховые кривые), идет выше эксперимента для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ (а) и ниже эксперимента для $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$ (б). На рис. 8а,б видно, что рассчитанные сплошные кривые $M_{c,\perp c}(B)$ в предположенной нами слабонеколлинейрной антиферромагнитной фазе с отклоненными от оси

с магнитными моментами железа (см. схемы *г* и *д* на рис. 1) хорошо описывают эксперимент при намагничивании и полем $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$, и полем $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$.

При намагничивании $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в базисной плоскости в полях меньших примерно 1 Тл вклад в намагниченность дают все три возможных домена с осями антиферромагнетизма, расположенными под углом 120° друг к другу. Расчет кривых намагничивания $M_{\perp c}(B)$ для $B < 1$ Тл проведен в соответствии с подходом, изложенным в работе [21], в которой подробно исследованы процессы намагничивания в легкоплоскостном $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ с учетом возможного существования трех типов доменов.

При намагничивании в базисной плоскости для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ в домене с осью антиферромагнетизма вдоль поля L_0 (L_{ab0} — проекция на плоскость ab , см. схемы *в*, *д* на рис. 1) магнитные моменты железа, вследствие увеличения сгиба к полю $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$, дают возрастающий с полем вклад. В редкоземельной подсистеме происходит уменьшение направленного против поля магнитного момента \mathbf{m}_{1ab} . В результате суммарная намагниченность от этого домена слабо возрастает с полем, в целом повторяя характер зависимости $M_{\perp c}(B)$ в эксперименте. В двух других доменах с осями антиферромагнетизма под углом $\varphi = 60^\circ$ к полю L_{60} (которые эквивалентны относительно направления поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$) оба магнитных момента железа $\mathbf{M}_{1,2ab}^{\text{Fe}}$ в каждом домене L_{ab60} поворачиваются по направлению к флуп-состоянию (см. схему *д* на рис. 1). Благодаря разной скорости поворота $\mathbf{M}_{1,2ab}^{\text{Fe}}$ вклад в намагниченность от домена L_{ab60} растет (на схеме *д* разная длина стрелок, показывающих направление вращения $\mathbf{M}_{1,2ab}^{\text{Fe}}$, соответствует разной скорости поворота). Суммарная намагниченность для поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$

$$M_a = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3} (M_0^{\text{Fe}} + (1-x)m_{1,2a}^{\text{Sm}} + xm_{1,2a}^{\text{Ho}}) + \frac{2}{3} (M_{60}^{\text{Fe}} + (1-x)m_{1,2a}^{\text{Sm}} + xm_{1,2a}^{\text{Ho}}) \right] \quad (11)$$

хорошо описывает экспериментальную кривую $M_{\perp c}(B)$ (см. рис. 8б). В формуле (11)

$$M_0^{\text{Fe}} = M_1^{\text{Fe}} \sin \vartheta_1 - M_2^{\text{Fe}} \sin \vartheta_2$$

— вклад железа в намагниченность домена L_{ab0} с учетом проекции на плоскость ab ,

$$M_{60}^{\text{Fe}} = M_1^{\text{Fe}} \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1 + M_2^{\text{Fe}} \sin \vartheta_2 \cos \varphi_2$$

— вклад железа в намагниченность домена L_{ab60} с учетом проекции на плоскость ab и ось a .

В поле $B_{SR} \approx 0.4$ Тл в домене L_0 происходит спин-переориентационный переход в флоп-состояние и его намагниченность с учетом проекции на плоскость ab определяется теперь формулой

$$M_{flop}^{Fe} = M_1^{Fe} \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1 + M_2^{Fe} \sin \vartheta_2 \cos(-\varphi_1)$$

(см. схему b на рис. 1). В результате суммарная намагниченность для $B > B_{SR}$ равна

$$M_a = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3} (M_{flop}^{Fe} + (1-x)m_{1,2a}^{Sm} + xm_{1,2a}^{Ho}) + \frac{2}{3} (M_{60}^{Fe} + (1-x)m_{1,2a}^{Sm} + xm_{1,2a}^{Ho}) \right]. \quad (12)$$

При дальнейшем увеличении поля продолжается вращение магнитных моментов $M_{1,2ab}^{Fe}$ в доменах L_{ab60} , причем, как показывают расчеты, скорость вращения увеличивается с ростом поля и, начиная с полей около 1 Тл, результирующая намагниченность становится мало отличимой от намагниченности во флоп-фазе. Различимый на рис. 7 (вставка) вблизи $B = 1.2$ Тл перегиб на кривой $dM_{\perp c}/dB(B)$ при $T = 2$ К, по-видимому, связан с переходом доменов L_{60} во флоп-состояние. Отметим, что повороты и скачки магнитных моментов железа в доменах сопровождаются соответствующими изменениями компонент магнитных моментов редкоземельной подсистемы, которые рассчитывались по общему формализму, изложенному в разд. 3, учитывающему, что R-ион испытывает действие кристаллического поля и подмагничен обменным полем железа и внешним полем \mathbf{B} .

Слабо выраженный на рис. 8а скачок намагниченности на кривых $M_c(B)$ в поле $B_{SR} \approx 0.8$ Тл обусловлен спин-переориентационным переходом в железной подсистеме от начальной слабонеколлинеарной фазы (схема g на рис. 1) во флоп-фазу (схема a на рис. 1) и сопровождается переориентацией магнитных моментов обеих подрешеток ионов Sm^{3+} и Ho^{3+} вдоль направления поля $\mathbf{B} \parallel c$. На рис. 9 показаны полевые зависимости компонент магнитных моментов R- и Fe-подсистем $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ вдоль оси c при $T = 2$ К для $\mathbf{B} \parallel c$. Приведены следующие кривые: для m_{1c}^R (магнитный момент против поля) и m_{2c}^R (по полю) показана результирующая намагниченность в начальной фазе

$$M_c = \frac{1}{2} (M_1^{Fe} \cos \vartheta_1 + M_2^{Fe} \cos \vartheta_2 + (1-x)m_{1,2c}^{Sm} + xm_{1,2c}^{Ho})$$

и во флоп-фазе

$$M_{flop} = \frac{1}{2} (M_{1,2c}^{Fe} + (1-x)m_{1,2c}^{Sm} + xm_{1,2c}^{Ho}).$$

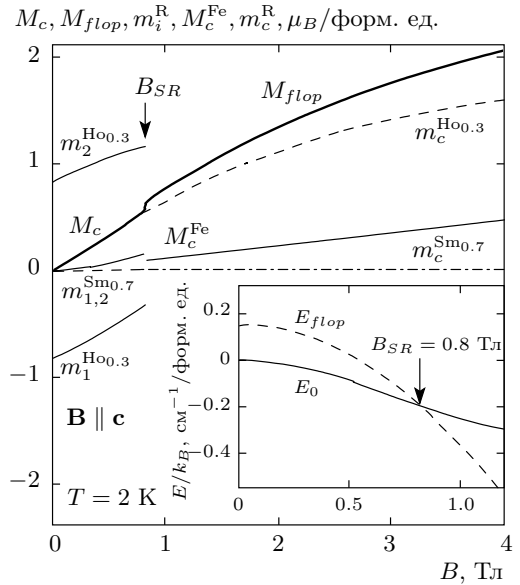


Рис. 9. Рассчитанные полевые зависимости компонент вдоль оси c магнитных моментов R- и Fe-подсистем $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ в начальной и флоп-фазах при $T = 2$ К для $\mathbf{B} \parallel c$. Начальная слабонеколлинеарная фаза ($B < B_{SR}$): m_1^R — магнитный момент против поля, m_2^R — по полю, M_c — результирующий магнитный момент в начальной фазе. Флоп-фаза ($B > B_{SR}$): m_c^R и M_c^{Fe} — проекции вдоль поля соответственно редкоземельной и железной подсистем, M_{flop} — результирующий магнитный момент. На вставке — полевая зависимость энергий $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ в начальном слабонеколлинеарном состоянии (сплошная кривая) и во флоп-фазе (штриховая кривая) при $T = 2$ К и $\mathbf{B} \parallel c$

Небольшое различие значений M_c и M_{flop} в поле $B_{SR} \approx 0.8$ Тл, в основном, обусловлено изменением вкладов Ho- и Fe-подсистем. В табл. 3 приведены значения магнитных моментов Sm-, Ho- и Fe-подсистем в рассматриваемых фазах в низкополевом диапазоне при $T = 2$ К, $\mathbf{B} \parallel c$ и $\varphi_1^{Fe} = 0$, $\varphi_2^{Fe} = 180^\circ$. Второй столбец содержит величины магнитных моментов для $B = 0$ в исходной коллинеарной антиферромагнитной фазе под углом к оси c (схема e на рис. 1), третий столбец — в слабонеколлинеарной антиферромагнитной фазе под углом к оси c при $B = 0.75$ Тл (схема g на рис. 1), в последнем столбце — во флоп-фазе при $B = 2$ Тл (схема a на рис. 1).

На вставке к рис. 9 показана полевая зависимость энергий $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(BO_3)_4$ при $T = 2$ К в начальном слабонеколлинеарном состоянии E_0 ,

Таблица 3. Значения магнитных моментов Sm-, Ho- и Fe-подсистем в рассматриваемых фазах в низкполевом диапазоне при $T = 2$ К ($\mathbf{B} \parallel c$, $\varphi_1^{\text{Fe}} = 0$, $\varphi_2^{\text{Fe}} = 180^\circ$): для $B = 0$ (исходная коллинеарная фаза под углом Fe к оси c), $B = 0.75$ Тл (слабонеколлинеарная фаза под углом Fe к оси c) и $B = 2$ Тл (флоп-фаза)

$m_i^{\text{R}}, M_i^{\text{Fe}}$	$m_i^{\text{R}}(a, b, c), \mu_B$		
	$B = 0$	$B = 0.75$ Тл	$B = 2$ Тл
$m_1^{\text{Sm}_{0.7}}$	(-0.2607, 0.01, -0.0066)	(-0.2608, 0.01, -0.0062)	(-0.264, -0.01, 0.001)
$m_2^{\text{Sm}_{0.7}}$	(0.2607, -0.01, 0.0065)	(0.2609, -0.01, 0.0065)	(0.264, -0.01, 0.001)
$m_1^{\text{Ho}_{0.3}}$	(-1.72, 0.25, -0.83)	(-1.73, 0.12, -0.37)	(-1.75, -0.35, 1.11)
$m_2^{\text{Ho}_{0.3}}$	(1.72, -0.25, 0.83)	(1.71, -0.33, 1.14)	(1.75, -0.35, 1.11)
M_1^{Fe}	$\vartheta_1, M_{1c}^{\text{Fe}} = M_1^{\text{Fe}} \cos \vartheta_1$ ($M_1^{\text{Fe}} = 15\mu_B, \varphi_1^{\text{Fe}} = 0$)		
	62.857°, 6.843 μ_B	63.031°, 6.803 μ_B	89.125°, 0.229 μ_B
M_2^{Fe}	$\vartheta_2, M_{2c}^{\text{Fe}} = M_2^{\text{Fe}} \cos \vartheta_2$ ($M_2^{\text{Fe}} = 15\mu_B, \varphi_2^{\text{Fe}} = 180^\circ$)		
	117.143°, -6.843 μ_B (180° - ϑ_2 - $\vartheta_1 = 0$)	115.881°, -6.553 μ_B (180° - ϑ_2 - $\vartheta_1 = 1.088^\circ$)	89.125°, 0.229 μ_B

для которого магнитные моменты Fe отклонены от оси c (сплошная кривая), и во флоп-фазе E_{flop} (штриховая кривая). Видно, что в полях до 0.8 Тл наиболее выгодным состоянием магнитной подсистемы $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ является состояние с E_0 (сплошная кривая, схема g на рис. 1) и затем с ростом поля начиная с $B_{SR} = 0.8$ Тл наступает флоп-фаза (штриховая кривая, схема a на рис. 1).

Таким образом, корректный расчет процессов намагничивания $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в базисной плоскости и вдоль тригональной оси позволяет описать нелинейные экспериментальные кривые намагничивания в полях до 1 Тл, свидетельствующие о наличии фазовых переходов. Отметим, что и при расчете кривых восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$ в упорядоченной и парамагнитной области температур, и при расчете полевых зависимостей кривых намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ до 9 Тл использовался единый набор параметров (см. табл. 2) и значений констант анизотропии $K_{2,4,6,33,66}^{\text{Fe}}$, подгоночных параметров не было.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование магнитных свойств ферробората замещенного состава $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ с конкурирующими обменными Sm-Fe- и Ho-Fe-взаимодействиями и получено согласие теории и эксперимента для всей совокупности измеренных характеристик. Единый теоретический подход, основанный на модели

кристаллического поля для редкоземельного иона и приближении молекулярного поля, позволил определить актуальные параметры $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными.

Для $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ обнаружено и объяснено уникальное для ферроборатов слабоанизотропное поведение магнитных характеристик практически во всем исследованном диапазоне температур. Показано, что в предположении легкоплоскостного характера магнитной подсистемы $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ удается хорошо описать экспериментальные кривые $M_{c,\perp c}(B)$ для $B > 1.2$ Тл, но возникает существенное расхождение теории с экспериментом для кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ при низких температурах, которое можно устранить, предположив реализацию, начиная с $B = 0$, антиферромагнитного состояния с отклоненными магнитными моментами железа от оси c (при $T = 2$ К угол отклонения 63°). Предложенный возможный вариант процессов намагничивания в слабых магнитных полях позволил в деталях проанализировать поведение магнитных моментов R- и Fe-подсистем и описать нелинейные низкотемпературные кривые $M_{c,\perp c}(B)$, свидетельствующие о наличии фазовых переходов от начальной во флоп-фазу.

Получено хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных температурных зависимостей $\chi_{c,\perp c}(T)$ в парамагнитной области температур при $\Theta = -170$ К. Рассмотрение конкурирующих

вкладов Sm-, Ho-, и Fe-подсистем в полную анизотропию $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ с учетом возможного существования трех типов доменов в кристалле тригональной симметрии показало возможность описания обнаруженных аномалий на кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ ниже температуры Нееля.

Авторы благодарны Д. И. Сироте за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Звездин, С. С. Кротов, А. М. Кадомцева и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 335 (2005).
2. А. К. Звездин, Г. П. Воробьев, А. М. Кадомцева и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 600 (2006).
3. А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, Г. П. Воробьев и др., ФНТ **36**, 640 (2010).
4. Ю. Ф. Попов, А. М. Кадомцева, Г. П. Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ **89**, 405 (2009).
5. I. A. Gudim, E. V. Eremin, and V. L. Temerov, J. Cryst. Growth **312**, 2427 (2010).
6. А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов и др., ЖЭТФ **136**, 80 (2009).
7. R. P. Chaudhury, F. Yen, B. Lorenz et al., Phys. Rev. B **80**, 104424 (2009).
8. Г. А. Звягина, К. Р. Жеков, И. В. Билыч и др., ФНТ **36**, 352 (2010).
9. А. В. Малаховский, Е. В. Еремин, Д. А. Великанов, ФТТ **53**, 1929 (2011).
10. E. P. Chukalina, M. N. Popova, L. N. Bezmaternykh, and I. A. Gudim, Phys. Lett. A **374**, 1790 (2010).
11. Ю. Ф. Попов, А. П. Пятаков, А. М. Кадомцева и др., ЖЭТФ **138**, 226 (2010).
12. А. А. Мухин, Г. П. Воробьев, В. Ю. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 305 (2011).
13. А. М. Кузьменко, А. А. Мухин, В. Ю. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **94**, 318 (2011).
14. C. Ritter, A. Vorotynov, A. Pankrats et al., J. Phys.: Condens. Matter **20**, 365209 (2008).
15. R. P. Chaudhury, F. Yen, B. Lorenz, Y. Y. Sun et al., Phys. Rev. B **80**, 104424 (2009).
16. A. Pankrats, G. Petrakovskii, A. Kartashev et al., J. Phys.: Condens. Matter **21**, 436001 (2009).
17. А. А. Демидов, И. А. Гудим, Е. В. Еремин, ЖЭТФ **141**, 294 (2012).
18. A. A. Demidov, I. A. Gudim, and E. V. Eremin, Physica B **407**, 393 (2012).
19. А. А. Демидов, Д. В. Волков, ФТТ **53**, 926 (2011).
20. E. A. Popova, D. V. Volkov, A. N. Vasiliev et al., Phys. Rev. B **75**, 224413 (2007).
21. Д. В. Волков, А. А. Демидов, Н. П. Колмакова, ЖЭТФ **131**, 1030 (2007).
22. Д. В. Волков, А. А. Демидов, Н. П. Колмакова, ЖЭТФ **133**, 830 (2008).
23. A. A. Demidov, N. P. Kolmakova, D. V. Volkov et al., Physica B **404**, 213 (2009).
24. А. А. Демидов, Д. В. Волков, ФТТ **54**, 505 (2012).
25. Y. Hinatsu, Y. Doi, K. Ito et al., J. Sol. St. Chem. **172**, 438 (2003).
26. S. A. Klimin, D. Fausti, A. Meetsma et al., Acta Cryst. B **61**, 481 (2005).
27. B. J. Wybourne, *Spectroscopic Properties of Rare Earths*, J. Wiley & Sons, USA (1965), p. 171.
28. А. К. Звездин, В. М. Матвеев, А. А. Мухин, А. И. Попов, *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, Наука, Москва (1985).
29. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
30. А. А. Демидов, Д. В. Волков, И. А. Гудим и др., в сб.: *Тезисы докл. 36²⁰ совещания по физике низких температур НТ-36 (Санкт-Петербург, 2012)*, СПб, ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург (2012), с. 153.
31. S. A. Kharlamova, S. G. Ovchinnikov, A. D. Balaev et al., ЖЭТФ **128**, 1252 (2005).
32. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).