

Обнаружение спонтанной спиновой переориентации в ферроборатах $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ с конкурирующим R-Fe обменом

Ю. Ф. Попов, А. М. Кадомцева¹⁾, Г. П. Воробьев, А. А. Мухин,⁺ В. Ю. Иванов⁺, А. М. Кузьменко⁺,
А. С. Прохоров⁺, Л. Н. Безматерных*, В. Л. Темеров*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

⁺ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

* Институт физики им. Киренского Сибирского отд. РАН, 660038 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2009 г.

Исследованы магнитные, магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства монокристаллов $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и замещенного состава $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ с конкурирующими обменными Nd-Fe и Dy-Fe взаимодействиями в магнитных полях до 210 кЭ. Показано, что в $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ниже температуры Нееля антиферромагнитное состояние является легкоплоскостным, а вблизи 25 К происходит спонтанный спин-переориентационный переход в одноосное состояние. Обнаружены аномалии различных физических характеристик при спин-флоп переходе, индуцируемом магнитным полем вдоль тригональной оси и построены H-T фазовые диаграммы, которые хорошо согласуются с простой моделью, учитывающей анизотропию обменного расщепления и g -факторов основных дублетов ионов Dy^{3+} и Nd^{3+} . Исследованы особенности магнитоэлектрического эффекта в различных магнитных фазах. В замещенном соединении в области существования легкоплоскостного антиферромагнитного состояния обнаружена спонтанная электрическая поляризация. Дано качественное теоретическое обоснование возможности появления спонтанного спин-переориентационного перехода в замещенном составе $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$.

PACS: 75.80.+q

Существование магнитоэлектрических взаимодействий в редкоземельных ферроборатах, $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$, было обнаружено сравнительно недавно [1, 2], и в настоящее время достигнут большой прогресс в изучении природы и характера проявления этих взаимодействий в различных физических свойствах этих соединений. Было показано, что редкоземельные ферробораты принадлежат к новому классу мультиферроиков, в которых сосуществуют упругие, магнитные и электрические параметры порядка.

Редкоземельные ферробораты имеют ромбодрическую структуру и описываются тригональной пространственной группой $R\bar{3}2 (D_3^7)$ [3]. Ниже $T_N = 30\text{--}40$ К спины Fe^{3+} антиферромагнитно упорядочены, а редкоземельные ионы находятся в парамагнитном состоянии, подмагничиваясь магнитным полем железной подсистемы. Спины Fe^{3+} ниже T_N в ферроборатах упорядочены либо в ab -плоскости кристалла – легкоплоскостные ферробораты, либо вдоль c -оси, лежащей перпендикулярно ab -плоскости – легкоосные ферробораты. Наличие легкоплоскостных и легкоосных магнитных структур связано, по-видимому, с различием ионного радиуса и основного состояния

редкоземельных ионов в этих соединениях. В работах [4–7] было показано, что в ферроборате неодима ниже $T_N \sim 32$ К наблюдается легкоплоскостная магнитная структура, поскольку она является предпочтительной для магнитных крамерсовских ионов Nd^{3+} ($^4I_{9/2}$). В отличие от него в ферроборате диспрозия ниже $T_N \sim$ наблюдается легкоосная магнитная структура, выгодная для сильно анизотропных (но не изинговских) ионов Dy^{3+} ($^6H_{15/2}$) [8, 9].

Представляет интерес изучение конкуренции различных вкладов ионов Nd и Dy в анизотропию ферроборатов при исследовании замещенных составов $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}(\text{BO}_3)_4$, для которых обоснованно можно ожидать появления спонтанных переориентационных переходов от легкоосного к легкоплоскостному состоянию. Подобный спонтанный ориентационный переход ранее наблюдался в ферроборате гадолиния вблизи 9 К [10, 11] и объяснялся анизотропией $f-d$ обмена.

С этой целью были проведены измерения магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств в импульсных магнитных полях до 210 кЭ, а также в статических магнитных полях до 12 кЭ. Ряд магнитных измерений выполнялся на СКВИД-магнитометре (MPMS-5 Quantum Design).

¹⁾e-mail: Kadomt@plms.ru

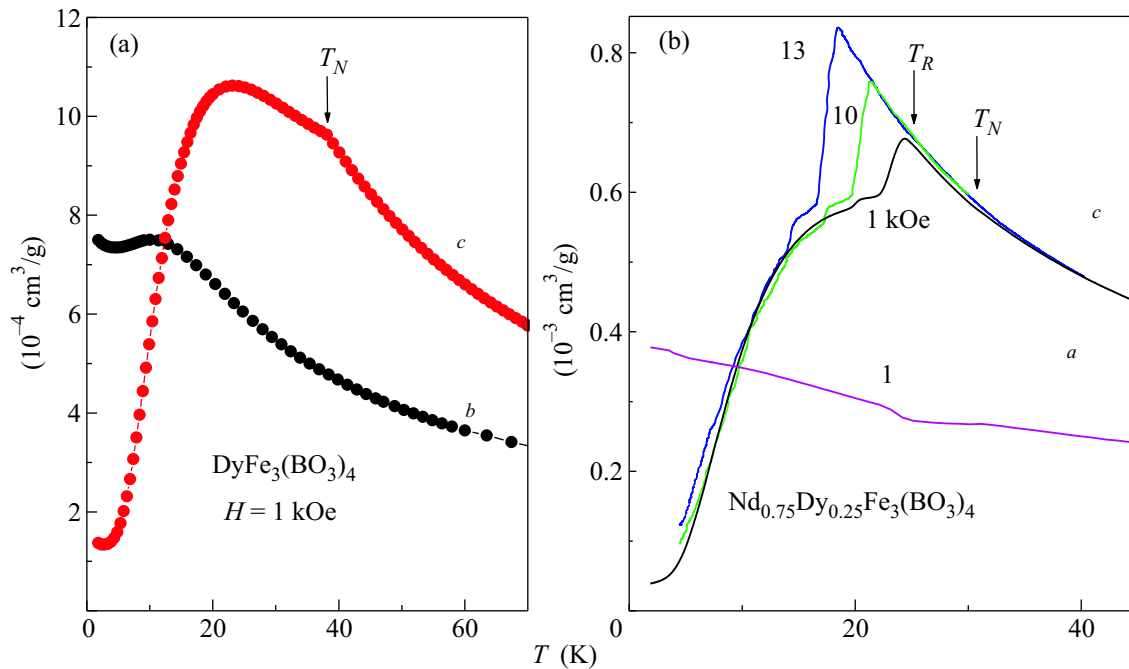


Рис.1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости вдоль и перпендикулярно оси c в $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (a) и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ (b), измеренные в полях, указанных на рисунке. Стрелками отмечены температуры Неля (T_N) и переориентационного перехода (T_R)

Исследовались специально выращенные монокристаллы ферроборатов $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$, и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, для которых ранее измерения магнитоупругих и магнитоэлектрических свойств не проводились. Значение $x = 0.25$ для замещенного состава выбрано из условия приблизительного равенства вкладов в анизотропию различных редкоземельных ионов. Предполагалось, что частичное замещение ионов Dy^{3+} на Nd^{3+} приведет, помимо возникновения спин-переориентационного перехода, также к изменению величины магнитоэлектрических взаимодействий.

Монокристаллы ферроборатов $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($x = 1$ и 0.25) были получены методом спонтанной кристаллизации из растворов в расплавах [12]. Методические указания по измерениям в импульсных магнитных полях приведены в нашей предыдущей работе [13].

Экспериментальные результаты. На рис.1а приведены температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi = \sigma/H$ (σ – удельная намагниченность), измеренные на СКВИД-магнитометре в постоянном магнитном поле 1 кЭ вдоль осей b и c для чистого ферробората диспрозия в области низких температур (ниже 70 К). Зависимости имеют достаточно сложный характер. Излом на кривой $\chi_c(T)$ при $T = 38$ К соответствует переходу в антиферромаг-

нитное состояние, а пологие максимумы около 23 К вдоль оси c и в районе 11 К вдоль оси b обусловлены эффектом Шоттки, связанным с перераспределением населенностей двух низко лежащих кramerсовских дублетов иона Dy^{3+} . Такое же поведение магнитной восприимчивости $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ было зафиксировано в недавно появившейся работе Поповой и др. [9]. Значительное уменьшение χ_c при низких температурах подтверждает одноосный характер магнитной анизотропии ферробората диспрозия. На рис.1b приведены зависимости $\chi(T)$ для замещенного состава $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в поле $H = 1$ кЭ вдоль оси a и в разных магнитных полях вдоль оси c . Как следует из рисунка, в $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ аномалия восприимчивости в точке Неля $T_N \sim 32$ К практически не видна, причем восприимчивость вдоль оси c продолжает увеличиваться с понижением температуры, что характерно для легкоплоскостного состояния. Затем в районе 25 К происходит резкое уменьшение χ_c , которое можно связать с переориентационным переходом в одноосное состояние. Увеличение магнитного поля, приложенного вдоль оси c , смещает этот переход в сторону низких температур.

На рис.2а приведены кривые намагничивания ферробората диспрозия, измеренные на СКВИД-магнитометре в полях до 50 кЭ, а на вставке – примеры полевых зависимостей намагниченности в

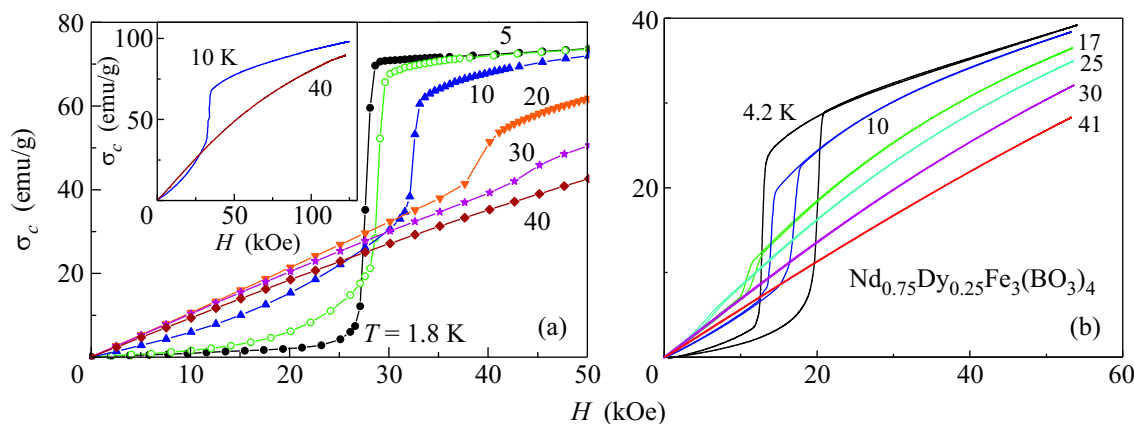


Рис.2. Кривые намагничивания вдоль оси c $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (а), измеренные на СКВИД-магнитометре (на вставке – в импульсных полях) и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ (б), измеренные в импульсных магнитных полях

импульсных полях до 130 кЭ. Как видно из рисунка, в достаточно большом магнитном поле H_{cr} вдоль c -оси кристалла возникают скачки намагниченности, связанные со спин-флоп-переходами в подрешетке железа, причем пороговые поля перехода возрастают с повышением температуры. Одновременно магнитные моменты ионов Dy^{3+} переориентируются к направлению, параллельному магнитному полю, что и обеспечивает большую величину скачка намагниченности. Полученные нами зависимости $\sigma(H)$ хорошо согласуются с кривыми намагничивания из работы [9].

На рис.2б приведены изотермы намагниченности для замещенного состава $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, которые демонстрируют скачкообразное увеличение намагниченности при спин-флоп переходе при $H \parallel c$ только в области низких температур 4.2–25 К, а выше 25 К зависимости $\sigma_c(H_c)$ имеют монотонный характер. Эти данные подтверждают сделанный на основании зависимостей $\chi(T)$ вывод о существовании спонтанного спин-переориентационного перехода от c -оси к базисной плоскости при температуре $T_R \sim 25$ К.

На основании измерения пиротока показано, что в Nd, замещенном ферроборате диспрозия ниже $T_N \sim 32$ К появляется спонтанная электрическая поляризация с компонентами вдоль a - и b -осей кристалла (рис.3). В области температур спин-переориентационного перехода ее поведение имеет сложный характер, а при более низких температурах, соответствующих одноосному состоянию, спонтанная поляризация исчезает. Характерные значения спонтанной поляризации составляют несколько мкКл/м². Возникновение поляризации, возможно, связано с понижением симметрии высокосимметричной кристаллической фазы $R32 (D_3^7)$ из-за упругих напряжений (искажений) кристал-

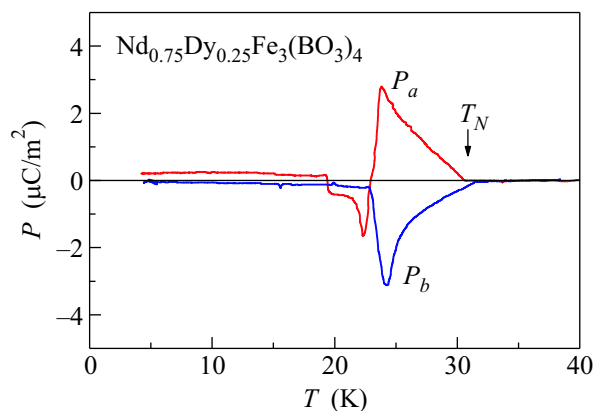


Рис.3. Температурные зависимости спонтанной электрической поляризации вдоль осей a и b монокристалла $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$

лической решетки в замещенном составе, которые могут выделять некоторую преимущественную ориентацию спинов в базисной плоскости, нарушая, таким образом, равномерное распределение спинов по 120-градусным доменам.

Обнаружено, что спин-флоп переход при $H \parallel c$ в $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ сопровождается, помимо скачка намагниченности, резкими аномалиями всех компонент электрической поляризации $\Delta P_i \sim 10$ мкКл/м² ($i = a, b, c$) и магнитострикции $\Delta \lambda_i \sim 1 \cdot 10^{-6}$, причем в замещенном составе эти аномалии наблюдаются только при температурах ниже T_R . На рис.4 и 5 изображены полевые зависимости продольной электрической поляризации и магнитострикции вдоль c -оси кристаллов $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Для монокристалла $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ при температурах выше $T_R \sim 25$ К, соответствующих легкоплоскостному состоянию, обнаружены также аномалии

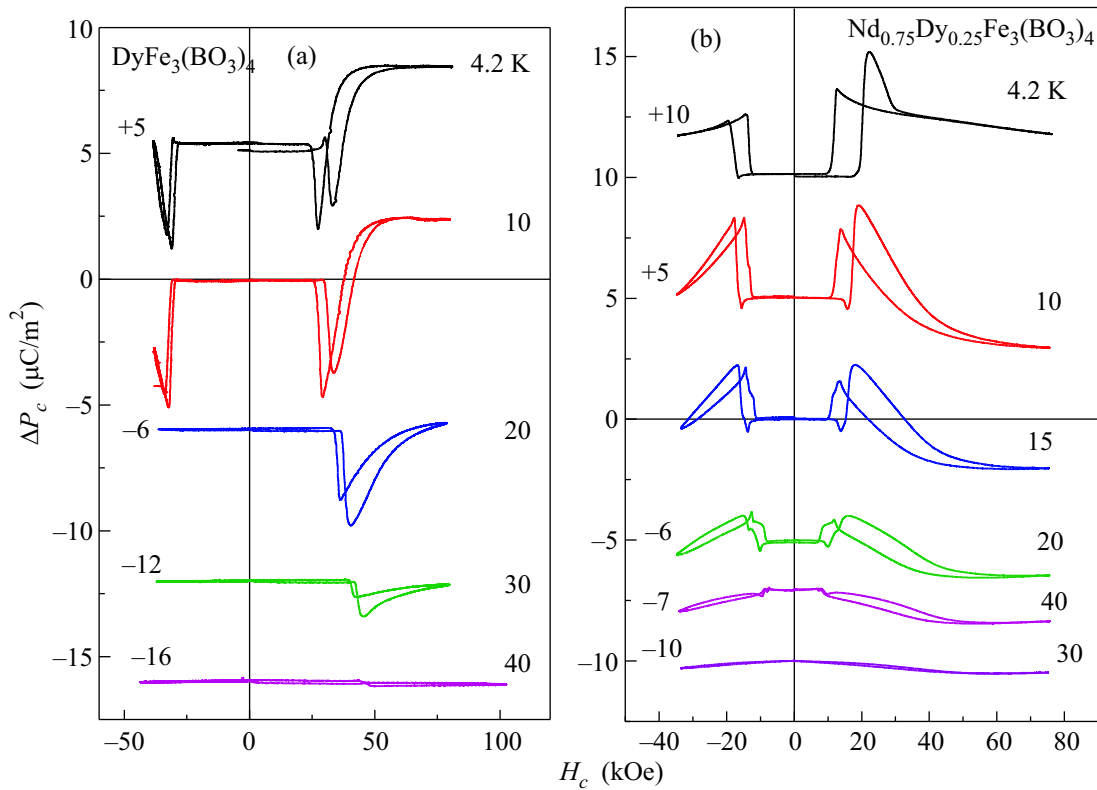


Рис.4. Зависимости продольной электрической поляризации вдоль оси c от магнитного поля в $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (а) и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ (б) при разных температурах, указанных справа от кривых. Слева от кривых – сдвиг начала отсчета по оси ординат

поляризации в достаточно слабых магнитных полях ($H_{cr} \sim 5$ кЭ), приложенных в базисной плоскости. Эти аномалии можно связать с переориентацией спинов (антиферромагнитного момента) ионов Fe^{3+} к направлению, перпендикулярному полю (рис.6). Квадратичная магнитоэлектрическая поляризация в ab -плоскости достигала в замещенном составе в полях ~ 100 кЭ значения ~ 200 мкКл/м², что превышает величину поляризации большинства чистых ферроборатов, однако меньше, чем наблюдалось в $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$. Замещение ионов Nd на ионы Dy, обладающие большим магнитным моментом, не привело к ожидаемому увеличению магнитоэлектрического эффекта, что, возможно, связано с малым вкладом ионов Dy^{3+} в магнитные и магнитоэлектрические свойства в ab -плоскости, а также с появлением кристаллографических искажений при замещении ионов Nd на ионы с меньшим ионным радиусом.

Температурные зависимости пороговых полей исследованных ферроборатов при $H \parallel c$, полученные из измерения магнитных, магнитоэлектрических свойств и магнитострикции приведены на рис.7. Пороговые поля в $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ меньше, чем в $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$, и сильно убывают с повыше-

нием температуры, исчезая вблизи температуры спонтанного спин-переориентационного перехода $T_R \approx 25$ К.

Качественно пояснить наблюдаемые свойства исследованных редкоземельных ферроборатов можно на основе следующего термодинамического потенциала системы:

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{l}) = & -\frac{1}{2}\chi_{\perp}^{\text{Fe}}\mathbf{H}^2 + (\chi_{\perp}^{\text{Fe}} - \chi_{\parallel}^{\text{Fe}})(\mathbf{H}\mathbf{l})^2 + \frac{1}{2}K_{\text{Fe}}l_z^2 - \\ & -\frac{1}{2}(1-x)Nk_B T \sum_{\alpha=\pm} \ln[2 \cosh(\Delta_{\text{Nd}}^{\alpha}/k_B T)] - \\ & -\frac{1}{2}xNk_B T \sum_{\alpha=\pm} \ln[2 \cosh(\Delta_{\text{Dy}}^{\alpha}/k_B T)], \quad (1) \end{aligned}$$

где первые три слагаемых определяют вклад антиферромагнитно упорядоченной Fe-подсистемы, а последние два – редкоземельных ионов Dy^{3+} и Nd^{3+} , которые рассматриваются в однодублетном приближении; $\mathbf{l} = (l_{\perp}, l_z)$ – безразмерный вектор антиферромагнетизма ионов железа, χ_{\perp}^{Fe} , $\chi_{\parallel}^{\text{Fe}}$ и $K_{\text{Fe}} > 0$ – соответственно, поперечная и продольная восприимчивости и константа одноосной анизотропии

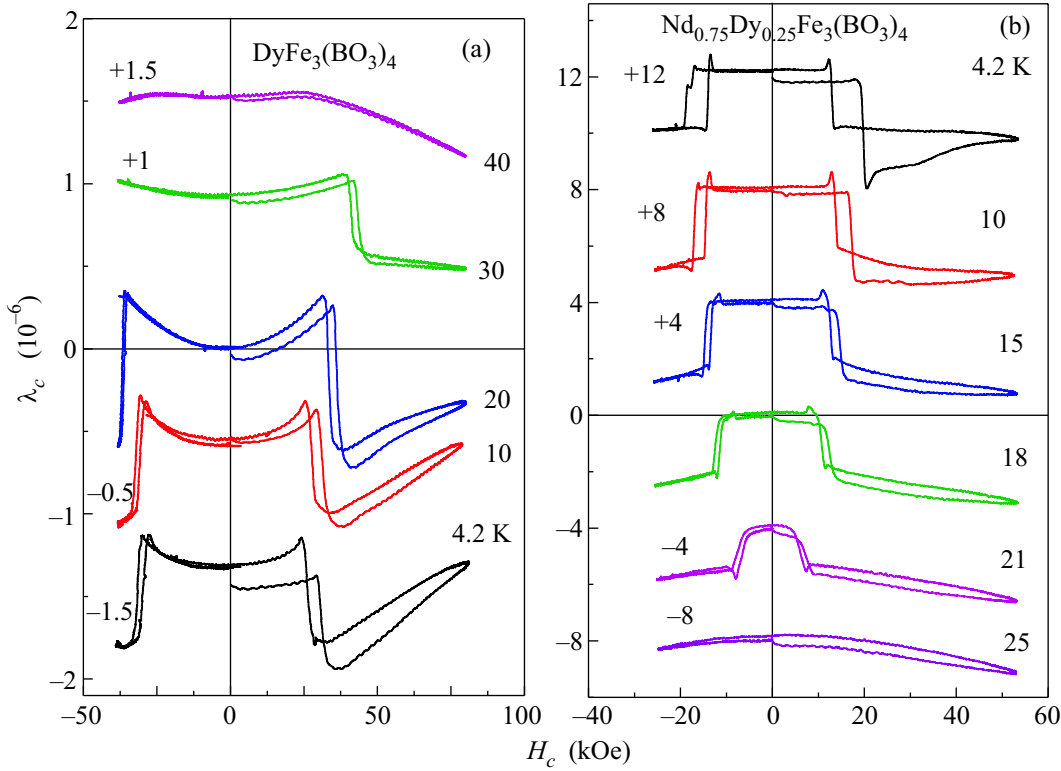


Рис.5. Зависимости продольной магнитострикции вдоль оси c от магнитного поля в $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ (a) и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ (b) при разных температурах, указанных справа от кривых. Слева от кривых – сдвиг начала отсчета по оси ординат

Fe-подсистемы; $2\Delta_{\text{R}}^{\pm}$ – расщепления основного дублета соответствующих ионов $\text{R}=\text{Dy}$ и Nd :

$$\Delta_{\text{R}}^{\pm} = [(\mu_{\text{R}}^z H_z \pm \Delta_{\text{R}}^z l_z)^2 + (\mu_{\text{R}}^{\perp} H_{\perp} \pm \Delta_{\text{R}}^{\perp} l_{\perp})^2]^{1/2}, \quad (2)$$

где μ_{R}^z и μ_{R}^{\perp} – магнитные моменты ионов вдоль $z(c)$ -оси и перпендикулярно ей, $2\Delta_{\text{R}}^z$ и $2\Delta_{\text{R}}^{\perp}$ – обменные расщепления основного дублета иона R , соответственно, в одноосном и легкоплоскостном состояниях спинов Fe-подсистемы, знаки \pm относятся к двум R подрешеткам, N – общее число R ионов. Для ионов Dy^{3+} однодублетное приближение носит качественный характер, так как не учитывает влияния близкорасположенного возбужденного дублета [14].

В высокотемпературном приближении ($T \gg k_B \Delta_{\text{Nd}, \text{Dy}}$) термодинамический потенциал принимает простой вид:

$$\Phi(\mathbf{l}, \mathbf{H}) = -\frac{1}{2}\chi_{\perp}^{\text{Fe}} \mathbf{H}^2 + (\chi_{\perp}^{\text{Fe}} - \chi_{\parallel}^{\text{Fe}})(\mathbf{H}\mathbf{l})^2 + \frac{1}{2}K_{\text{eff}} l_z^2 + \dots, \quad (3)$$

где

$$K_{\text{eff}} = K_{\text{Fe}} + N(1-x)[(\Delta_{\text{Nd}}^{\perp})^2 - (\Delta_{\text{Nd}}^z)^2]/k_B T - Nx[(\Delta_{\text{Dy}}^z)^2 - (\Delta_{\text{Dy}}^{\perp})^2]/k_B T \approx$$

$$\approx K_{\text{Fe}} + N(1-x)(\Delta_{\text{Nd}}^{\perp})^2/k_B T - Nx(\Delta_{\text{Dy}}^z)^2/k_B T \quad (4)$$

– эффективная константа анизотропии, в которой первые два члена (Fe- и Nd-подсистемы) имеют положительные вклады и стабилизируют легкоплоскостное состояние, а последнее отрицательное слагаемое, стабилизирующее легкую ось, обусловлено ионами Dy^{3+} . При высокой температуре преобладают первые два вклада, а с понижением температуры их компенсирует вклад ионов Dy^{3+} , что приводит к смене знака K_{eff} и спиновой переориентации. Вторая часть выражения (4) учитывает конкретную анизотропию обменного расщепления ионов Nd^{3+} и Dy^{3+} : $\Delta_{\text{Nd}}^{\perp} \gg \Delta_{\text{Nd}}^z$ и $\Delta_{\text{Dy}}^z \gg \Delta_{\text{Dy}}^{\perp}$.

Поле спин-флоп перехода определяется классическим выражением $H_{\text{sf}} = [-K_{\text{eff}}/(\chi_{\perp}^{\text{Fe}} - \chi_{\parallel}^{\text{Fe}})]^{1/2}$, которое в полном соответствии с экспериментом дает уменьшение и зануление порогового поля при приближении к спонтанной спиновой переориентации. Наблюдаемое возрастание порогового поля при высоких температурах для чистого $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ также соответствует этому выражению для H_{sf} и обусловлено уменьшением разности $\chi_{\perp}^{\text{Fe}} - \chi_{\parallel}^{\text{Fe}}$.

При низких температурах можно получить из исходного термодинамического потенциала (1) следую-

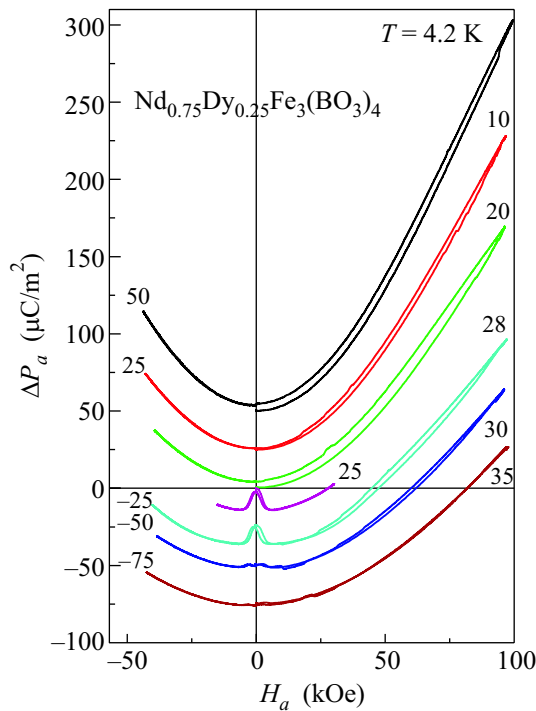


Рис. 6. Полевые зависимости продольной электрической поляризации в $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, измеренные при $H \parallel a$

щее выражение для поля спин-флоп-перехода (с учетом $\mu_{\text{Nd}}^z H_{\text{sf}}, \Delta_{\text{Nd}}^z \ll \Delta_{\text{Nd}}^\perp$):

$$H_{\text{sf}} \approx [xN\Delta_{\text{Dy}}^z - (1-x)N\Delta_{\text{Nd}}^\perp - \frac{1}{2}K_{\text{Fe}}]/xN\mu_{\text{Dy}}^z. \quad (5)$$

Отсюда следует, что в чистом $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ поле H_{sf} близко к полю обменного расщепления основного дублета Dy^{3+} $\Delta_{\text{Dy}}^z/\mu_{\text{Dy}}^z$, а в смешанном составе происходит заметное уменьшение поля спин-флопа за счет Nd-подсистемы, что хорошо согласуется с экспериментом (рис.7).

Таким образом, данная модель, учитывающая анизотропию обменного расщепления и g -факторов основных дублетов ионов Dy^{3+} и Nd^{3+} , позволяет описать наблюдаемые фазовые переходы в системе $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ с конкурирующими редкоземельными вкладками.

Резюмируя результаты работы, отметим, что в монокристалле замещенного ферробората $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в результате конкуренции разных вкладов в магнитную анизотропию удалось реализовать спонтанный переориентационный переход спинов от c -оси к ab -плоскости. При изучении индуцированных магнитным полем переориентационных переходов были обнаружены для обоих составов аномалии магнитных, магнитоупругих и магнитоэлектрических свойств,

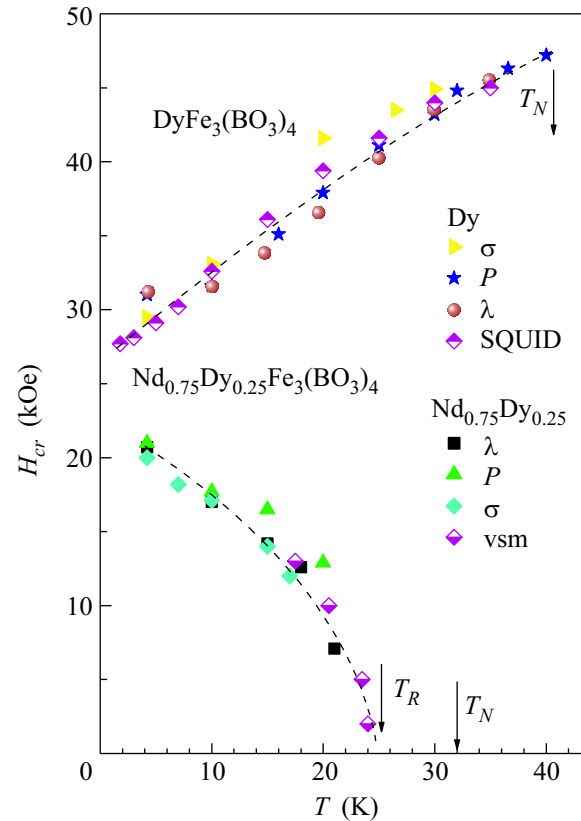


Рис. 7. Температурные зависимости порогового поля спин-флоп перехода в $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, полученные из измерений намагниченности (σ), магнитоэлектричества (λ) и электрической поляризации (ΔP) в импульсных магнитных полях, а также намагниченности, измеренной в статических полях на вибрационном магнитометре (vsm) и СКВИД-магнитометре (SQUID). Стрелками отмечены температуры Неля (T_N) и переориентационного перехода (T_R)

хорошо коррелирующих между собой. Построены фазовые $H-T$ -диаграммы для $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, которые имеют принципиально разный вид, и дано их теоретическое объяснение.

Авторы выражают огромную благодарность А.К. Звездину и А.П. Пятакову за полезные советы по данной работе и Поповой Е.А. за предоставление монокристалла $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 07-02-00580-а).

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. S. A. Klimin, D. Fausti, A. Meetsma et al., Acta Crystallogr. **B61**, 481 (2005).
4. E. P. Chukalina, D. Y. Kurtisin, M. N. Popova, Phys. Lett. A **322**, 239 (2004).
5. P. Fischer, V. Pomjakushin, D. Sheptyakov et al., J. Phys.: Condens. Matter. **18**, 7975 (2006).
6. Е. П. Попова, Н. Тристан, Х. Хесс и др., ЖЭТФ **132**, 121 (2007).
7. А. М. Кадомцева, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, ЖЭТФ **132**, 134 (2007).
8. T. N. Stanislavchuk, E. P. Chukalina et al., Phys. Lett. A **368**, 408 (2007).
9. E. A. Popova, N. Tristan, A. N. Vasiliev et al., Eur. Phys. J. B **62**, 123 (2008).
10. A. D. Balaev, I. N. Bezmaterikh, and I. A. Gudim, ЖМММ **258–259**, 532 (2003).
11. А. И. Панкрац, Г. А. Петраковский, Л. Н. Безматерных, О. А. Баюков, ЖЭТФ **126**, 887 (2004).
12. Л. Н. Безматерных, С. А. Харламова, В. Л. Темеров, Кристаллография **49**, 1 (2004).
13. А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов и др., ЖЭТФ, в печати (2009).
14. Д. В. Волков, А. А. Демидов, Н. П. Колмакова, ЖЭТФ **133**, 830 (2008).