

Спонтанная переориентация электрической поляризации в мультиферроиках $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$

В. Ю. Иванов, А. А. Мухин¹⁾, В. В. Глушков, А. М. Балбашов⁺

Институт общей физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

⁺Московский энергетический институт, 111250 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 ноября 2012 г.

После переработки 30 ноября 2012 г.

Проведены исследования магнитных, диэлектрических и сегнетоэлектрических свойств монокристаллов системы $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ ($0 < x \leq 0.5$), где магнитное упорядочение можно менять от скошенной антиферромагнитной фазы до модулированных спиновых структур. Обнаружено, что при $x \geq 0.2$ при низких температурах возникает сегнетоэлектрическое состояние, в котором по мере понижения температуры и роста содержания гольмия электрическая поляризация переориентируется от оси a к оси c . Показано, что переориентация поляризации обусловлена сменой плоскости вращения спинов в циклоидальной фазе от ab - к cb -плоскости благодаря стабилизации последней при возрастании редкоземельного вклада в энергию анизотропии. Построена T - x фазовая диаграмма магнитных и сегнетоэлектрических состояний.

DOI: 10.7868/S0370274X13010062

1. Введение. Недавно был обнаружен новый тип мультиферроиков (см., например, [1, 2]), в которых сегнетоэлектрическое упорядочение (спонтанная поляризация) имеет несобственный характер и индуцируется при определенных (нецентросимметричных) магнитных структурах. При этом проявление магнитоэлектрической связи в них существенно сильнее, чем в известных ранее сегнетомагнетиках [3]. Характерной чертой таких мультиферроиков является конкуренция (фрустрация) обменных взаимодействий и образование несоразмерных магнитных структур, в том числе циклоидального типа, обладающих сегнетоэлектрическими свойствами. Впервые такие свойства были обнаружены в ряде орторомбических манганитов: TbMnO_3 [4], DyMnO_3 [5] и GdMnO_3 [6]. В них ниже точки Нееля образуется пространственно-модулированная синусоидальная магнитная структура со спинами вдоль b -оси. При дальнейшем понижении температуры она переходит либо в обычную скошенную антиферромагнитную структуру $A_y F_z$ (Gd), либо в циклоидальную структуру (Tb, Dy) [7], которая обладает спонтанной электрической поляризацией. Обнаруженная в TbMnO_3 и DyMnO_3 переориентация электрической поляризации в магнитном поле [4, 5] указывает на сильную магнитоэлектрическую связь в этих мультиферроиках.

Нами было установлено, что подобные сегнетоэлектрические состояния могут быть реализованы и в замещенных соединениях $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ и $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ [8–11]. Частичная замена ионов Eu или Gd на Y приводит к уменьшению среднего ионного радиуса и увеличению степени орторомбических искажений. Это и способствует стабилизации модулированных спиновых структур и появлению электрических полярных состояний. Особенности проявления сегнетоэлектрических состояний в системе $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ изучались в работах [12–14]. Исследовались в этом плане и другие соединения: $\text{Gd}_{1-x}\text{Tb}_x\text{MnO}_3$ [15], $\text{Tb}_{1-x}\text{Dy}_x\text{MnO}_3$ [16], $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ [17], $\text{Nd}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ [18].

Как было показано в работах [19–21], электрическая поляризация в новых мультиферроиках с модулированной спиновой структурой возникает благодаря неоднородному магнитоэлектрическому взаимодействию. Ее направление перпендикулярно волновому вектору магнитной структуры \mathbf{k} и нормали \mathbf{e} к плоскости вращения спинов Mn в циклоидальной структуре: $\mathbf{P} \sim [\mathbf{k} \times \mathbf{e}]$. В системах $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ и $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ электрическая поляризация в отсутствие магнитного поля в основном направлена вдоль оси a [8–10], что соответствует вращению спинов в плоскости (ab) при волновом векторе $\mathbf{k} \parallel b$. Поскольку Ho^{3+} имеет приблизительно такой же ионный радиус, что и Y^{3+} , в системе $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ также можно ожидать возникновения сегнетоэлектрических со-

¹⁾e-mail: mukhin@ran.gpi.ru

стояний. Однако в отличие от Y^{3+} ион Ho^{3+} является магнитным, проявляющим сильную анизотропию при низких температурах. Основной квазидублет Ho^{3+} в кристаллическом поле расщепляется за счет обменного взаимодействия Ho–Mn только при наличии проекции спинов Mn^{3+} на c -ось, что способствует уменьшению эффективной константы анизотропии в cb -плоскости и стабилизации соответствующей спиральной структуры в этой плоскости при понижении температуры. Поэтому можно ожидать, что по мере роста содержания Ho в Eu–Ho-системе не только возникнет сегнетоэлектрическое состояние при образовании спиральной (циклоидальной) структуры, но и произойдет переориентация вектора электрической поляризации \mathbf{P} от a - к c -оси при изменении плоскости вращения спинов Mn^{3+} в спирали от ab - к cb -плоскости. Поиску этого явления в системе $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ и изучению ее магнитоэлектрической фазовой диаграммы и посвящена данная работа.

2. Методика эксперимента. Кристаллы $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ ($0 \leq x \leq 0.5$) выращивались методом зонной плавки с оптическим нагревом преимущественно в атмосфере аргона на предварительно ориентированных монокристаллических заправках того же состава. Рентгенофазовый анализ показал, что кристаллы всех составов являются однофазными и обладают орторомбической структурой $Pbnm$ -типа.

Магнитные свойства (намагниченность и восприимчивость на переменном токе) измерялись на вибрационном магнитометре в полях до 14 кЭ с использованием фазочувствительного нановольтметра UNIPAN 232 В и СКВИД-магнитометре фирмы Quantum Design (MPMS) в полях до 50 кЭ. Диэлектрическая проницаемость рассчитывалась из измерений емкости на частоте 1 МГц с помощью цифрового моста переменного тока типа E7-12. Электрическая поляризация измерялась пирозлектрическим методом с помощью электрометрического вольтметра В7-45. Для монодоменизации образцы предварительно охлаждались в постоянном электрическом поле порядка нескольких кВ/см.

3. Магнитные свойства. Измерения температурных зависимостей магнитной восприимчивости вдоль a , b и c -осей показало наличие ее заметной анизотропии ($\chi_b > \chi_a > \chi_c$), которая растет с ростом содержания гольмия. В парамагнитном состоянии при $T \geq (100-150)$ К и вплоть до 400 К восприимчивость описывается простым законом Кюри–Вейсса с анизотропной парамагнитной температурой Кюри. С понижением температуры восприимчивость χ_c во всех

составах имеет небольшую аномалию в точке Нееля $T_N \approx (45-50)$ К, связанную с переходом в синусоидально модулированную антиферромагнитную структуру.

При дальнейшем понижении температуры поведение $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ существенно зависит от концентрации x . При малом уровне легирования ($x = 0.1$) ниже $T_N \approx 50$ К происходит спонтанный переход от синусоидальной структуры к скошенному антиферромагнитному состоянию, который обладает температурным гистерезисом ($T_{CA} \approx 30$ и 35 К при охлаждении и нагревании соответственно). При этом величина результирующего момента (~ 1.5 Гс·см³/г) меньше, чем для Eu–Y-системы (~ 4.5 Гс·см³/г) с той же концентрацией Y. Состояние с отличной от нуля остаточной намагниченностью может быть получено в результате либо охлаждения в магнитном поле вдоль оси c (кривая FC на рис. 1), либо приложением

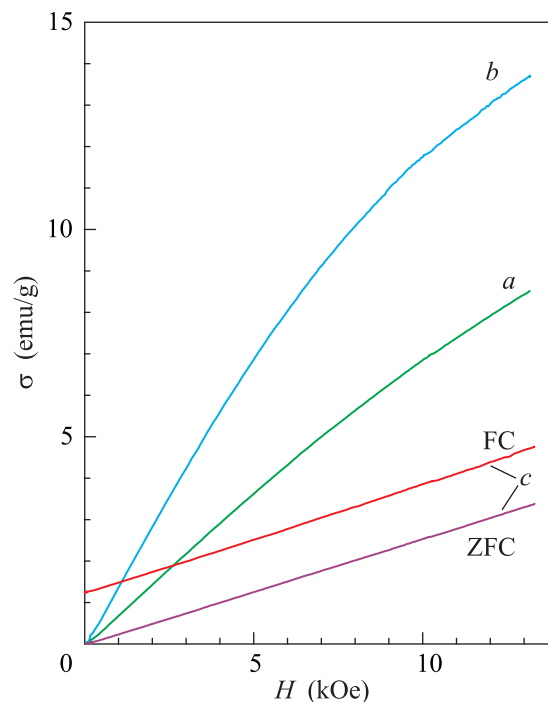


Рис. 1. Кривые намагничивания $\text{Eu}_{0.9}\text{Ho}_{0.1}\text{MnO}_3$ при 4.2 К вдоль трех кристаллографических направлений. При $\mathbf{H} \parallel c$ намагниченность измерена в двух режимах: после охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и в $H = 10$ кЭ (FC)

вдоль оси c магнитного поля, большего критического (при 4.2 К $H_{cr} \sim 35$ кЭ, а при 2 К $H_{cr} \sim 50$ кЭ). (Интересно отметить, что после охлаждения образца в нулевом магнитном поле (ZFC) критическое поле при первом намагничивании меньше, чем поле, необходимое для последующего перенамагничивания образца

или перемагничивания того же образца, охлажденного в магнитном поле.) Кроме того, на рис. 1 прослеживаются существенная анизотропия кривых намагничивания при температурах ниже температуры Нееля и нелинейность вдоль осей a и b , проявляющаяся уже в слабых магнитных полях и связанная с большим вкладом от ионов Ho^{3+} в этих направлениях. Их наличие подтверждается и температурными зависимостями магнитной восприимчивости.

Малая величина остаточной намагниченности для соединения с $x = 0.1$ и ее необычная температурная зависимость (убывание при понижении температуры; рис. 2) связаны с тем, что вкла-

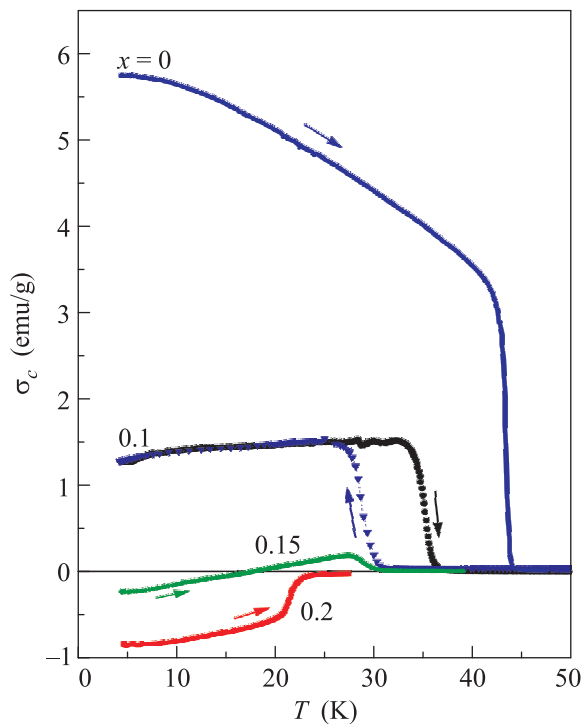


Рис. 2. Температурные зависимости остаточной намагниченности соединений $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ вдоль оси c

ды в намагниченность от ионов Mn и Ho имеют противоположные знаки и происходит частичная компенсация результирующей величины. Для состава с $x = 0.15$ явление компенсации проявляется непосредственно в смене знака остаточной намагниченности при $T < T_N$ (рис. 2). Наконец, для состава с $x = 0.2$ остаточная намагниченность уже не меняет знака при изменении температуры и имеет обычную температурную зависимость. Поскольку она определяется преобладающим вкладом от ионов Ho на рис. 2 мы для наглядности приписали ей отрицательный знак, считая вклад от ионов Mn ($x = 0$) положительным. Как видно из рис. 2, с ростом x

температура T_{CA} понижается. При $x \geq 0.25$ остаточной намагниченности (т.е. скошенной магнитной структуры) в $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ не наблюдалось.

4. Диэлектрические и сегнетоэлектрические свойства. При малых концентрациях Ho ($x = 0.1$) ни существенных аномалий на температурных зависимостях диэлектрической проницаемости, ни заметной электрической поляризации обнаружено не было. Однако уже в соединении с $x = 0.15$ при $T_{\text{FE}} \approx 27$ К (что немного ниже, чем $T_{\text{CA}} \approx 30$ К) на температурной зависимости ϵ_a появляется заметная аномалия. При этой же температуре вдоль оси a возникает и электрическая поляризация. Величина последней сильно зависит от величины электрического поля, в котором производилось предварительное охлаждение, и при 4.2 К достигает значения ~ 100 мкКл/м² при $E \sim 4.5$ кВ/см.

Еще ярче выражен эффект возникновения поляризации в $\text{Eu}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ (рис. 3а, нижняя панель). В данном составе переход в сегнетоэлектрическое состояние с $\parallel a$ происходит при более высокой температуре (≈ 28 К), чем переход в скошенное состояние (≈ 23 К), которое может быть получено лишь в результате охлаждения в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel c$. Величина поляризации достигает ~ 700 мкКл/м², т.е. примерно тех же значений, что и в чистых TbMnO_3 и DyMnO_3 . Возникновение сегнетоэлектрической фазы сопровождается отчетливо видимой аномалией на кривой $\epsilon_a(T)$, в то время как на зависимости $\epsilon_c(T)$ аномалия при T_{FE} оказывается весьма слабая. Особенностью данного состава являются наблюдаемые уменьшение поляризации вдоль оси a при охлаждении ниже ≈ 8 К и ее возрастание вдоль оси c , что свидетельствует о начале процесса переориентации вектора \mathbf{P} . Этот процесс сопровождается слабыми аномалиями на зависимостях $\epsilon_a(T)$ и $\epsilon_c(T)$ (рис. 3а, верхняя панель).

Еще более заметен процесс переориентации для состава с $x = 0.3$: ниже 10 К P_a существенно уменьшается, а P_c — увеличивается и превосходит значение P_a , хотя полностью процесс переориентации до 4.2 К еще не завершается (рис. 3б, нижняя панель). Возникновение сегнетоэлектрического состояния и процесс переориентации поляризации также сопровождаются аномалиями на температурных зависимостях компонент диэлектрической проницаемости (рис. 3б, верхняя панель). Отметим, что при $T = T_{\text{FE}}$ аномалию испытывают обе составляющие, ϵ_a и ϵ_c , хотя аномалия ϵ_a более ярко выражена. Поляризация же возникает по обеим осям после охлаждения в соответствующем электрическом поле, но вдоль оси a она заметно больше. Следовательно, это направление \mathbf{P}

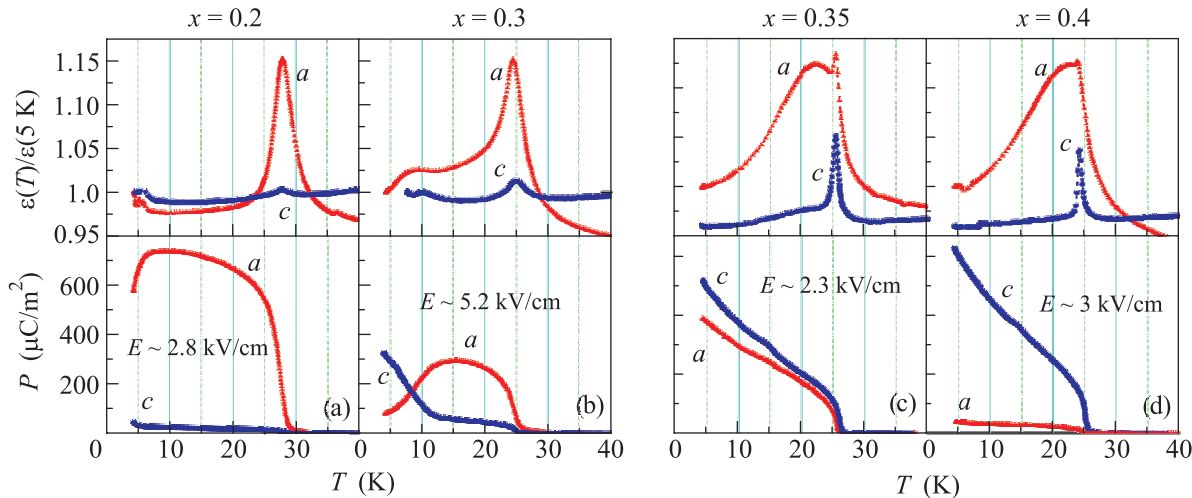


Рис. 3. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ε (в относительных единицах) и электрической поляризации P кристаллов $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ вдоль осей a и c . (a) – $\text{Eu}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$. (b) – $\text{Eu}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{MnO}_3$. (c) – $\text{Eu}_{0.65}\text{Ho}_{0.35}\text{MnO}_3$. (d) – $\text{Eu}_{0.6}\text{Ho}_{0.4}\text{MnO}_3$. Кривые для оси c на верхних панелях рис. (c) и (d) для наглядности смещены вниз по оси ординат на 0.04

для данного состава остается более предпочтительным.

Для соединения $\text{Eu}_{0.65}\text{Ho}_{0.35}\text{MnO}_3$ (рис. 3c) пикообразные аномалии при T_{FE} испытывают обе составляющие диэлектрической проницаемости, а поляризация примерно одинаковой величины возникает вдоль обеих осей, a и c , причем и характер температурных зависимостей поляризации одинаков. Процесса переориентации, т.е. изменения соотношения a - и c -компонент поляризации, при данной концентрации Ho не наблюдается во всем интервале температур. Поэтому оба направления поляризации являются одинаково предпочтительными. Такое поведение поляризации можно интерпретировать либо как появление угловой структуры, когда спины Mn^{3+} вращаются в плоскости, проходящей через ось b и направление, соответствующее некоторому углу $\varphi \sim 45^\circ$ между осями a и c , либо как разбиение образца на домены с различными плоскостями вращения спинов: (ab) или (cb) . Проведенный ниже анализ показывает, что первый вариант является более вероятным.

Наконец, для состава с $x = 0.4$ легким направлением для вектора \mathbf{P} служит ось c (рис. 3d). Небольшая составляющая, наблюдаемая вдоль оси a , может быть связана с не совсем точной ориентацией образца. Совершенно аналогичное поведение наблюдалось и для состава $\text{Eu}_{0.5}\text{Ho}_{0.5}\text{MnO}_3$. Заметим, что величина поляризации, как правило, нелинейно зависит от электрического поля, в котором охлаждался образец, и в ряде случаев не достигает насыщения в использованном нами интервале электрических полей.

На основании полученных данных была построена фазовая диаграмма системы $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ ($0 \leq x \leq 0.5$) (рис. 4). Буквами ISAF вверху рисунка от-

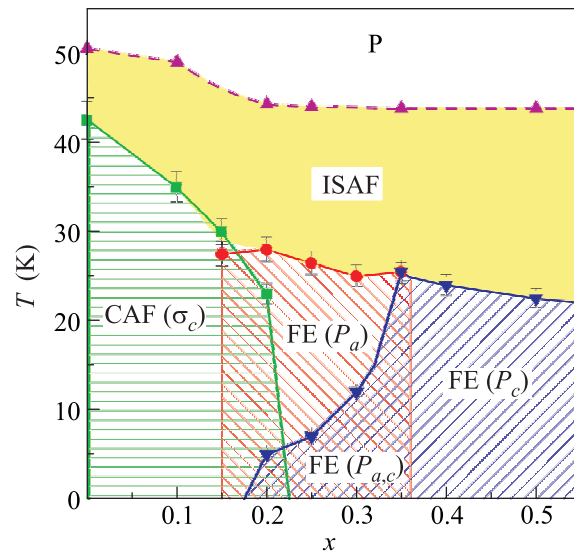


Рис. 4. $T-x$ фазовая диаграмма системы $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$. Обозначение фаз: P – парамагнитная; ISAF – несоизмерная синусоидально модулированная антиферромагнитная; CAF – скошенная антиферромагнитная; FE – циклоидальная сегнетоэлектрическая с $\mathbf{P}||a$ либо $\mathbf{P}||c$ и плоскостями вращения спинов ab и cb соответственно. Область их пересечения соответствует угловой (\mathbf{P} в ac -плоскости) полярной циклоидальной фазе, в которой плоскость циклоиды проходит через ось b и некоторое направление между осями a и c

мечена область существования коллинеарной синусоидально модулированной структуры. Обозначение

SAF отвечает области скошенной антиферромагнитной фазы. Сегнетоэлектрические области с преимущественными ориентациями поляризации \mathbf{P} вдоль осей a и c обозначены, соответственно, как FE(P_a) и FR(P_c), а область их пересечения FE($P_{a,c}$) отвечает полярным состояниям с сосуществующими P_a - и P_c -компонентами (угловая полярная фаза). Так же как и в Eu-Y-системе, на фазовой диаграмме присутствует область сосуществования скошенной структуры и сегнетоэлектрической фазы. Все это свидетельствует о близости энергий различных состояний и их тонком балансе, зависящем от температуры и концентрации ионов Ho^{3+} .

5. Обсуждение результатов и заключение.

Остановимся подробнее на механизме переориентации электрической поляризации, связанной с переориентацией плоскости спиновой циклоиды, при понижении температуры, который обусловлен конкуренцией вкладов в магнитную анизотропию от Mn- и Ho-подсистем. Судя по низкотемпературным магнитным свойствам $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$, основным состоянием иона Ho^{3+} в кристаллическом поле, как и в структурном ортоферрите (см., например, [22]), является квазидублет (два близко расположенных синглета). Этот квазидублет расщепляется за счет обменного взаимодействия Ho-Mn только при наличии ненулевой проекции вектора антиферромагнетизма \mathbf{A} на c -ось,

$$2\Delta = 2(\Delta_{\text{cf}}^2 + \Delta_{\text{Ho-Mn}}^2 A_z^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $2\Delta_{\text{cf}}$ – расщепление квазидублета в кристаллическом поле, а $2\Delta_{\text{Ho-Mn}}$ определяет вклад в расщепление за счет анизотропного обменного взаимодействия Ho-Mn. Анизотропная часть плотности свободной энергии системы имеет вид

$$\Phi_A \approx \frac{1}{2} K_{ab}^{\text{Mn}} A_x^2 + \frac{1}{2} K_{cb}^{\text{Mn}} A_z^2 - NT \ln[2\text{ch}(\Delta/k_B T)], \quad (2)$$

где N – число (концентрация) редкоземельных ионов, K_{ab}^{Mn} и K_{cb}^{Mn} – положительные константы анизотропии Mn-подсистемы, в ab - и cb -плоскостях, стабилизирующие ориентацию \mathbf{A} вдоль оси b в случае коллинеарной структуры. Для циклоидальной спиновой структуры вращение спинов может происходить или в ab -, или в cb -плоскостях в зависимости от вклада редкоземельной подсистемы, определяемого температурой. При высоких температурах, когда последний вклад мал, легкой плоскостью циклоиды является ab -плоскость, так как $K_{ab}^{\text{Mn}} < K_{cb}^{\text{Mn}}$, и поляризация направлена вдоль a -оси. Об этом свидетельствуют, в частности, данные по поляризации в Y-замещенных

манганитах $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ [8–10]. С понижением температуры рост редкоземельного вклада уменьшает энергию анизотропии cb -плоскости, которая определяется эффективной константой анизотропии $K_{bc}^{\text{eff}} = K_{bc}^{\text{Mn}} - N(\Delta_{\text{Ho-Mn}}^2/\Delta_{\text{cf}})\text{th}(\Delta_{\text{cf}}/k_B T)$. При $T < T_R \equiv \Delta_{\text{cf}}/k_B \text{arth}[(K_{cb}^{\text{Mn}} - K_{ab}^{\text{Mn}})\Delta_{\text{cf}}/N\Delta_{\text{ex}}^2]$ спины циклоиды вблизи a -оси теряют устойчивость относительно отклонения к c -оси. Поскольку неустойчивость разных частей циклоиды происходит не одновременно, спины, строго говоря, уже не лежат в одной плоскости в процессе переориентации и для ее описания нужно исходить из полной свободной энергии, включающей как приведенную выше анизотропную, так и обменную части магнитных взаимодействий. Однако большая величина обмена по сравнению с энергией анизотропии (обменная жесткость) способствуют сохранению плоскостного характера вращения спинов, что минимизирует обменную энергию. Поэтому отклонение спинов от плоскости циклоиды можно считать незначительным, а саму ее представить в виде $x = \sin \theta \sin \varphi$, $y = \cos \theta$, $z = \sin \theta \cos \varphi$, где $\theta(y) = k_y y$ – угол, отсчитываемый от оси b и определяющий распределение спинов в циклоиде с волновым вектором k_y , а угол φ характеризует плоскость вращения спинов в циклоиде и отсчитывается от оси c в c -плоскости ($x||a$, $y||b$, $z||c$). Усредняя энергию анизотропии (2) по распределению спинов $\theta(y)$, можно получить термодинамический потенциал $F_A(\varphi) = \int_0^{\pi/2} \Phi_A(\theta, \varphi) d\theta$, зависящий только от угла φ – параметра порядка, задающего плоскость циклоиды. Условия минимума $F_A(\varphi)$ определяют равновесное значение φ в угловой фазе и температуры начала (T_R) и завершения (T'_R) переориентации. Температура T_R определяется приведенным выше выражением, а T'_R – уравнением

$$(K_{cb}^{\text{Mn}} - K_{ab}^{\text{Mn}})\pi/4 = N\Delta_{\text{ex}}^2 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2}{\Delta} \text{th}(\Delta/k_B T'_R) d\theta, \quad (3)$$

где $\Delta(\theta) = \sqrt{\Delta_{\text{cf}}^2 + \Delta_{\text{ex}}^2 \sin^2 \theta}$. В высокотемпературном приближении ($\Delta \ll k_B T$) $T'_R \approx T_R[1 - (\Delta_{\text{ex}}/2k_B T_R)^2]$. Таким образом, в интервале температур $T'_R < T < T_R$ происходит перестройка спиновой циклоиды от ab - к cb -плоскости через угловую фазу, сопровождаемая переориентацией поляризации от a - к c -оси.

Отметим также, что вблизи области переориентации циклоиды заметную роль могут играть доменные границы между состояниями с противоположными вращением спинов и, соответственно, знака-

ми поляризации. За счет уширения они могут дать вклад в поперечную (т.е. не основную) компоненту поляризации, что и наблюдалось нами для $x = 0.3$. Как видно из рис. 3б, в области существования основной циклоидальной фазы с $\mathbf{P}\parallel a$ (от 12 до 26 К) после охлаждения в электрическом поле наблюдается также и поляризация $\mathbf{P}\parallel c$, которая может быть обусловлена вкладом уширенных доменных границ между доменами с $+P_a$ и $-P_a$. По мере удаления от области переориентации ($x = 0.2$ или 0.4 , см. рис. 3) этот “паразитный” вклад уменьшается.

Таким образом, проведенные исследования системы $\text{Eu}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ показали, что путем замещения Eu на Ho можно непрерывно и целенаправленно изменять магнитную структуру от простой слабоферромагнитной до циклоидальной сегнетоэлектрической с различным направлением вектора электрической поляризации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант # 12-02-01261).

1. Y. Tokura, Science **312**, 1481(2006).
2. S.-W. Cheong and M. Mostovoy, Nature Mater. **6**, 13 (2007).
3. Г. А. Смоленский, И. Б. Чупис, УФН **137**, 415 (1982).
4. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani et al., Nature **426**, 55 (2003).
5. T. Goto, T. Kimura, G. Lawes et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 257201 (2004).
6. А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, Г. П. Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 22 (2005).
7. M. Kenzelmann, A. B. Harris, S. Jonas et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 087206 (2005).
8. V. Yu. Ivanov, A. A. Mukhin, V. D. Travkin et al., Phys. stat. Sol. (b) **243**, 107 (2006).
9. V. Yu. Ivanov, A. A. Mukhin, V. D. Travkin et al., J. Magn. Magn. Mater. **300**, e130 (2006).
10. J. Hemberger, F. Schrettle, A. Pimenov et al., Phys. Rev. B **75**, 035118 (2007).
11. А. А. Мухин, В. Ю. Иванов, В. В. Травкин и др., Изв. РАН, Сер. физ. **71**, 1658 (2007).
12. Y. Yamasaki, S. Miyasaka, T. Goto et al., Phys. Rev. B **76**, 184418 (2007).
13. S. Danjoh, J.-S. Jung, H. Nakamura et al., Phys. Rev. B **80**, 180408 (2009).
14. K. Noda, M. Akaki, T. Kikuchi et al., J. Appl. Phys. **99**, 085905 (2006).
15. T. Goto, Y. Yamasaki, H. Watanabe et al., Phys. Rev. B **72**, 220403 (2005).
16. N. Abe, K. Taniguchi, H. Sagayama et al., Phys. Rev. B **83**, 060403 (2011).
17. D. O’Flynn, C. V. Tomy, M. R. Lees et al., Phys. Rev. B **83**, 174426 (2011).
18. S. Landsgesell, K. Prokes, B. Ouladdiaf et al., Phys. Rev. B **86**, 054429 (2012).
19. H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, Phys. Rev. Lett. **95**, 057205, (2005).
20. I. A. Sergienko and E. Dagotto, Phys. Rev. B **73**, 094434 (2006).
21. M. Mostovoy, Phys. Rev. Lett. **96**, 067601, (2006).
22. А. М. Балбашов, А. А. Волков, С. П. Лебедев и др., ЖЭТФ **88**, 974 (1985).