

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАМЕЩЕННЫХ ГЕКСАФЕРРИТОВ *M*-ТИПА $\text{SrSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$

В. Ю. Иванов^a, *А. М. Балбашов*^b, *А. А. Мухин*^{a*},

Л. Д. Исхакова^c, *М. Е. Ворончихина*^b

^a *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Московский энергетический институт
105835, Москва, Россия*

^c *Научный центр Волоконной оптики Российской академии наук
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 августа 2016 г.

Изучены анизотропные магнитные и магнитоэлектрические свойства монокристаллов замещенных гексаферритов *M*-типа системы $\text{SrSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ ($x = 1.4\text{--}1.7$) при температурах 2–800 К в магнитных полях до 50 кЭ. Обнаружен спонтанный переход из коллинеарной ферромагнитной одноосной фазы в конусную структуру во всех исследованных составах, температура которого растет с повышением концентрации Sc, в то время как температура Кюри при этом понижается. В конусных магнитных структурах обнаружена индуцированная магнитным полем электрическая поляризация (более 40 мкКл/м² при $T = 4$ К), условия наблюдений которой указывают на то, что она обусловлена механизмом обратного взаимодействия Дзялошинского–Мория. Исследованы зависимости поляризации от величины и ориентации магнитного поля и показаны возможности контроля киральности конусной структуры, определяющей знак поляризации.

DOI: 10.7868/S0044451017040095

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большой интерес вызывают мультиферроики нового типа, в которых электрическая поляризация индуцируется при образовании неколлинеарных (нецентросимметричных) магнитных структур, а магнитоэлектрические эффекты сильнее, чем в традиционных мультиферроиках с собственным типом сегнетоэлектрического упорядочения [1–4]. Особый интерес среди них представляют гексаферриты, поскольку электрическая поляризация и магнитоэлектрические эффекты в них наблюдаются при более высоких, чем у большинства мультиферроиков, температурах, вплоть до комнатных [5–10]. Данные эффекты наблюдались в гексаферритах *Y*- и *Z*-типов, составы которых способствуют возникновению конкуренции обменных взаимодействий и появлению

конусных магнитных структур. У гексаферритов *M*-типа конусные магнитные структуры были найдены сравнительно давно в замещенных составах $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ [11] и $\text{BaTi}_x\text{Co}_x\text{Fe}_{12-2x}\text{O}_{19}$ [12, 13], однако электрическая поляризация, индуцированная магнитным полем, наблюдалась только недавно для $\text{BaSc}_{1.6}\text{Mg}_y\text{Fe}_{10.4-y}\text{O}_{19}$ [14] (небольшое количество магния $y \sim 0.05$ вводилось для повышения электросопротивления). В нашей предыдущей работе [15] было показано, что электрическая поляризация в системе $\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ наблюдается в более широком интервале концентраций скандия от $x = 1.3$, причем полярное состояние обладает более высокой стабильностью к магнитным полям (до 50 кЭ) и температурам (до 100 К). В этой работе сообщалось также об обнаружении электрической поляризации в соединениях $\text{SrSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ ($x = 1.6$). В настоящей работе мы приводим результаты магнитных исследований Sr гексаферритов $\text{SrSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ в диапазоне концентраций 1.4–1.7, свидетельствующие о существовании в них конусных магнитных структур, а также подробные ре-

* E-mail: mukhin@ran.gpi.ru

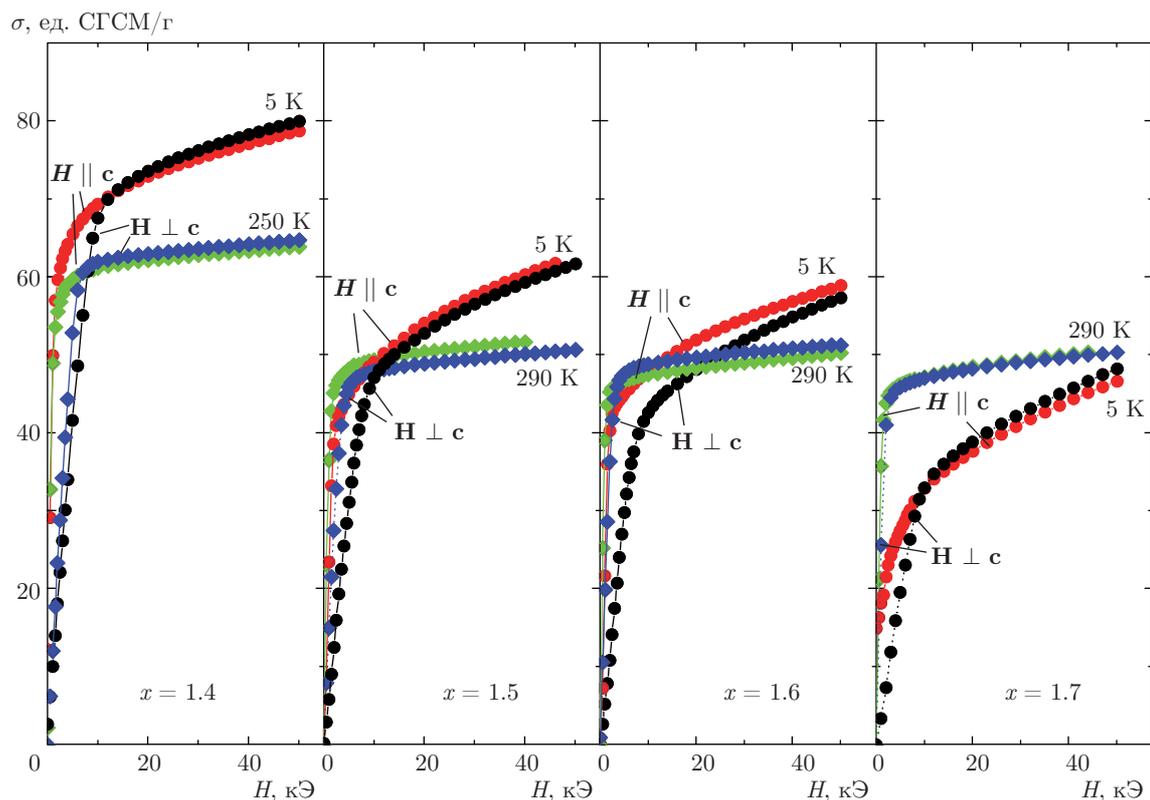


Рис. 1. Кривые намагничивания монокристаллов $\text{SrSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$ вдоль и перпендикулярно оси c при гелиевой температуре ($T = 5$ К) и температурах 290 К ($x = 1.5, 1.6, 1.7$) и 250 К ($x = 1.4$)

зультаты измерений электрической поляризации в данном концентрационном интервале.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика выращивания монокристаллов $\text{SrSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$ ($x = 1.4-1.7$), их аттестация и полученные данные по составу и микроструктуре, а также методика измерений магнитных и магнитоэлектрических свойств подробно изложены в нашей предыдущей работе [15]. Так же, как и для Ва-Sc-гексаферритов, мы вводили 0.05 ат. % Mg для увеличения электросопротивления. Поляризация измерялась на пластинках с гексагональной осью c в плоскости образца и магнитным полем, приложенным также в этой плоскости под заданным углом к оси c .

Главным ограничением для магнитоэлектрических исследований так же, как и в случае бариевых составов, является довольно низкое электросопротивление кристаллов в районе комнатных температур. Однако, поскольку переход в конусное состо-

яние в стронциевой системе происходит при более низкой температуре, чем в бариевой системе, нам в ряде случаев удалось приложить более высокое электрическое напряжение и получить большее значение поляризации.

3. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

На рис. 1 приведены кривые намагничивания $\sigma(H)$ кристаллов системы $\text{SrSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$ ($x = 1.4, 1.5, 1.6, 1.7$), измеренные при гелиевой и комнатной (для кристалла с $x = 1.4$ при $T = 250$ К) температурах вдоль и перпендикулярно оси c . Данные свидетельствуют об анизотропном характере намагничивания: насыщение быстрее достигается вдоль гексагональной оси c , причем с ростом x анизотропия уменьшается. Обращает на себя внимание возрастание наклона кривых намагничивания как вдоль, так и перпендикулярно оси c при низких температурах, что свидетельствует о возникновении конусной структуры, обладающей дополнительной восприимчивостью. Это подтвержда-

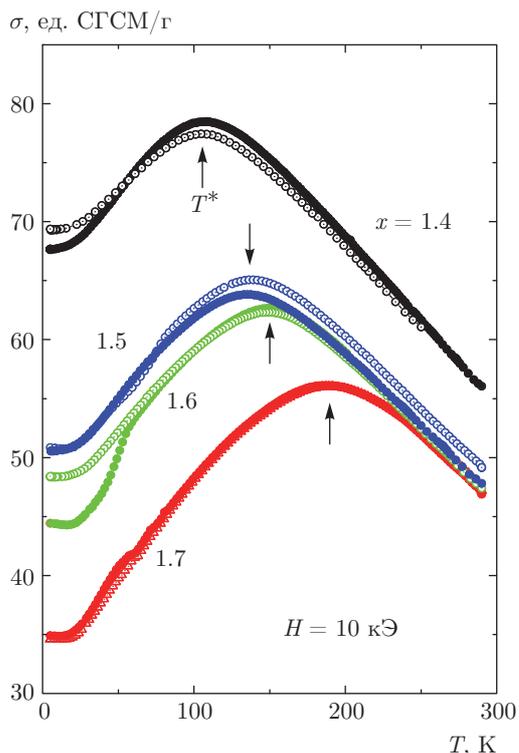


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности, измеренные в поле 10 кЭ вдоль (○) и перпендикулярно (●) оси c . Стрелками на зависимостях $\sigma(T)$ отмечены максимумы, соответствующие спонтанным переходам между конусной и коллинеарной ферримагнитной структурами

ется наличием максимумов на температурных зависимостях намагниченности, измеренной при фиксированном магнитном поле 10 кЭ (рис. 2), которые можно связать с температурами перехода T^* из коллинеарной ферримагнитной в конусную структуру. Температура T^* понижается с уменьшением x от $T \approx 190$ К для $x = 1.7$ до $T \approx 105$ К для $x = 1.4$. На рис. 3 приведены зависимости $\sigma(H)$ для $H \perp c$ при разных температурах от 5 К до 300 К, которые позволяют более наглядно проследить за изменением наклона кривых при прохождении через T^* .

В простейшем приближении, считая, что уменьшение намагниченности при низких температурах обусловлено отклонением результирующих моментов элементарной ячейки от направления магнитного поля после достижения насыщения из-за образования конусной структуры, мы оценили угол раствора конуса при гелиевой температуре $\cos \Theta_{con} = \sigma_{con} / \sigma_{ferri}$, где σ_{con} — значения намагниченности в конусной фазе, а σ_{ferri} — проэкстраполированное к $T \approx 5$ К значение намагниченности коллинеарной ферримагнитной фазы, определенное из экстрапо-

ляции линейных высокополевых участков кривых $\sigma(H)$ к $H = 0$ при $T > T^*$. Такие оценки дают $\Theta_{con} \approx 32^\circ$ для $x = 1.4$ и $\Theta_{con} \approx 47^\circ$ для $x = 1.5$. Для $x = 1.6$ и $x = 1.7$ угол Θ_{con} составляет 50° – 60° (точность оценки существенно уменьшается из-за увеличения температуры перехода T^*).

Что касается причины наблюдаемого перехода из коллинеарного в конусное состояние, то она, видимо, связана с изменением температурной зависимости намагниченности различных магнитных подрешеток и их конкурирующих вкладов в обменную энергию системы, которое происходит из-за неравномерного заполнения диамагнитными ионами Sc^{2+} ионов железа в пяти типах разных катионных кристаллографических позиций. Об этом, в частности, свидетельствуют нейтронографические исследования поликристаллов $\text{BaSc}_{1.6}\text{Fe}_{10.4}\text{O}_{19}$ [16], согласно которым заселенности некоторых позиций различаются в несколько раз.

Наряду с микроструктурным и рентгенофазовым анализами, хорошей проверкой однофазности образцов является высокотемпературное поведение намагниченности, поскольку наличие примесных фаз, либо не прореагировавшего Fe_2O_3 проявляется в неоднотупенчатом характере перехода в парамагнитное состояние и наличии «хвостов» выше температуры Кюри. Как видно на рис. 4а, исследованные образцы обладают достаточно резким однотупенчатым переходом, а при температуре выше точки Кюри на 20–30 К (области ближнего магнитного порядка) кривые намагничивания строго линейны (не показано на рисунке). На рис. 4б приведена T - x -фазовая диаграмма системы $\text{SrSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$. Для сравнения приведены данные и для системы $\text{BaSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$.

4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Получить поляризованные состояния посредством охлаждения образцов в электрическом E и магнитном H полях ($E \perp H \perp c$) ниже температуры перехода в конусную магнитную структуру T^* удалось во всем исследованном интервале концентраций скандия ($x = 1.4$ – 1.7), однако величина поляризации существенно зависит как от состава, так и от условий такой термоэлектромагнитной обработки. Прежде всего, на величину поляризации влияет значение электрического поля. Так, для состава с $x = 1.5$ при охлаждении в поле $U = 150$ В ($E \sim 1.4$ кВ/см) поляризация при

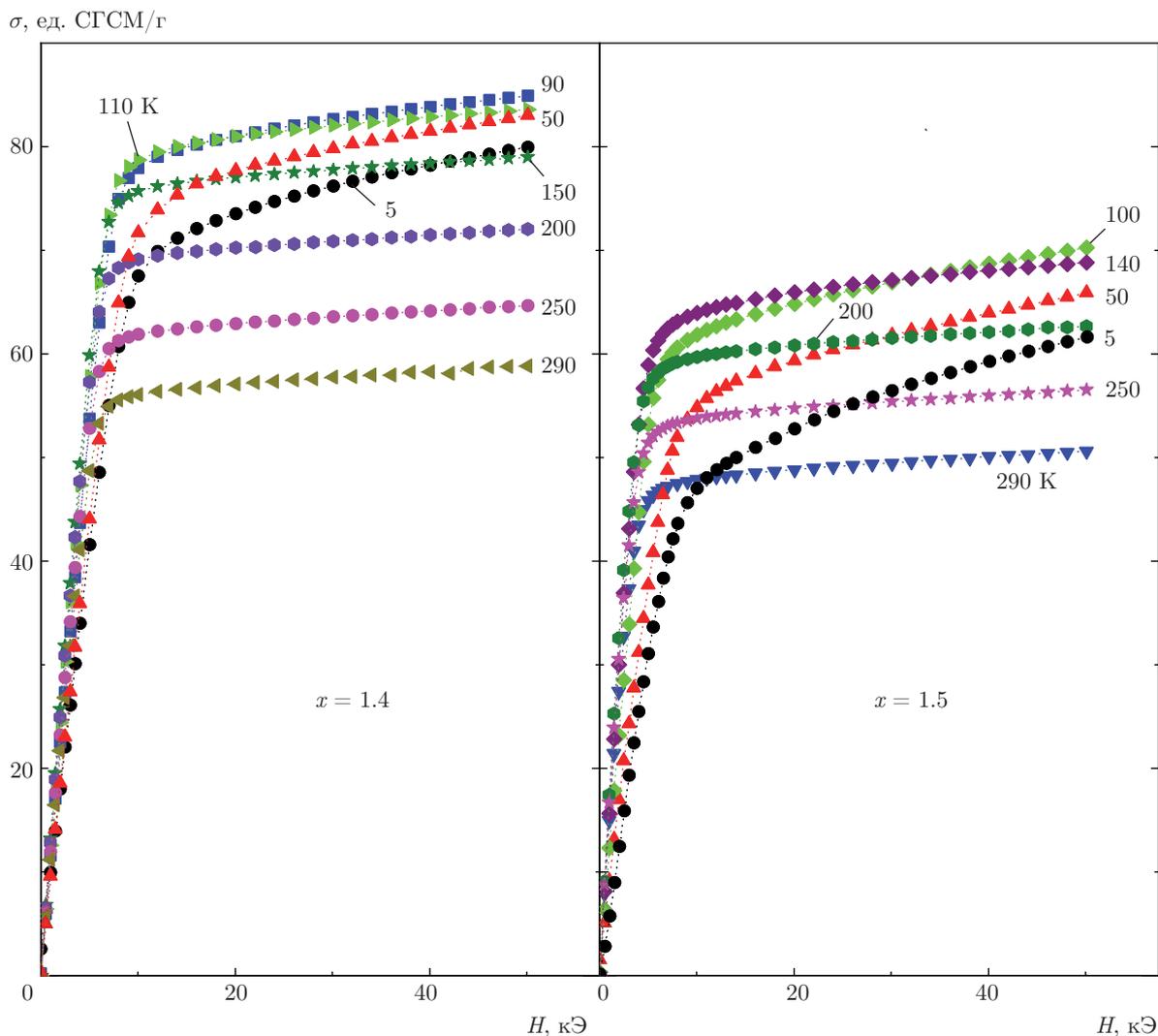


Рис. 3. Зависимости $\sigma(H)$ монокристаллов $\text{SrSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$ ($x = 1.4, 1.5$) для $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ при разных температурах

$T = 4.2$ К достигала 18 мкКл/м^2 , а при $U = 50$ В ($E \sim 0.45 \text{ кВ/см}$) поляризация составляла всего 2.5 мкКл/м^2 . Как уже говорилось, приложить достаточно большое электрическое напряжение не всегда удается из-за проводимости образцов, поэтому мы не можем говорить о максимально возможных значениях поляризации в изучаемой системе. Нам удалось получить наибольшее значение поляризации 45 мкКл/м^2 в составе с $x = 1.6$ после охлаждения в поле $U = 240$ В ($E \sim 1.5 \text{ кВ/см}$). Довольно низкое значение поляризации (менее 2 мкКл/м^2), полученное для образца с $x = 1.4$, может свидетельствовать о малом угле раствора конусной структуры при уменьшении концентрации скандия, а уменьшение поляризации примерно до 6 мкКл/м^2 при $x = 1.7$ ($E \sim 0.8 \text{ кВ/см}$) скорее всего

связано с невозможностью приложения больших электрических полей из-за наиболее высокой температуры перехода в конусное состояние. Несмотря на существенное различие величины поляризации, качественный ход зависимостей $P(H)$ оставался одинаковым. На рис. 5 приведены примеры таких зависимостей при $T = 4.2$ К для случаев $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (быстрый рост поляризации в слабых полях, достижение максимального значения в поле около 10 кЭ и медленное уменьшение при дальнейшем росте магнитного поля) и в поле, направленном под углом 45° к оси \mathbf{c} (постепенное уменьшение наклона кривых). При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ поляризация отсутствует. Наблюдаемые нами угловые зависимости поляризации на линейном участке ее полевой зависимости хорошо соответствуют механизму

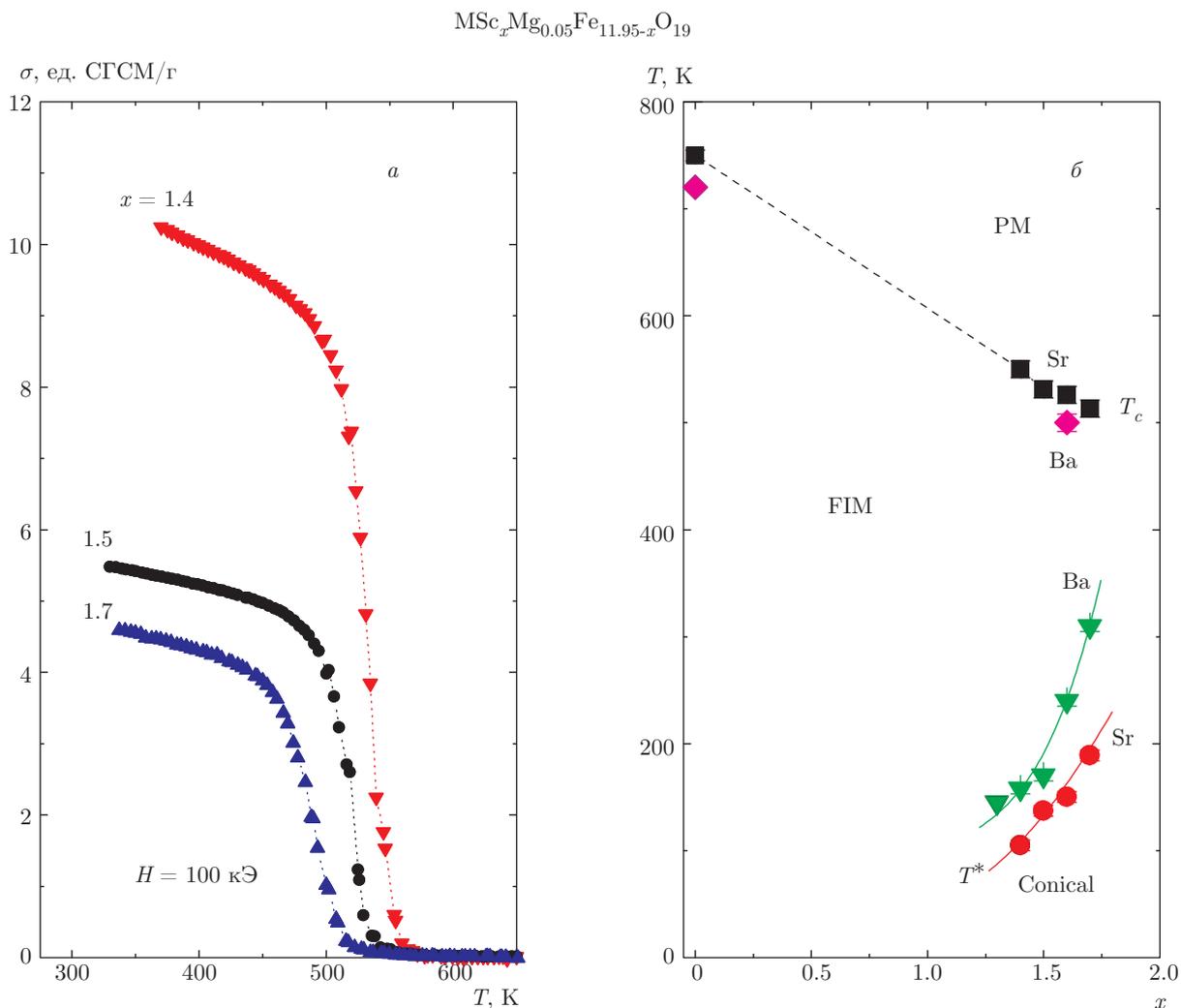


Рис. 4. а) Температурные зависимости намагниченности монокристаллов $\text{SrSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$ для $x = 1.4, 1.5, 1.7$ в интервале от 300 до 650 К при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$; б) T - x -фазовая диаграмма легированных Sc стронциевых и бариевых гексаферритов, отражающая переходы из парамагнитного состояния (PM) в ферримагнитную (FIM) и затем в конусную (Conical) фазы. Данные для $x = 0$ взяты из литературы [10]

обратного взаимодействия Дзялошинского–Мория или спинового тока [17–19] $\mathbf{P} \approx \mathbf{k} \times \mathbf{n}$, где $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$ — волновой вектор конусной магнитной структуры, а $\mathbf{n} \approx \sum \mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1}$ — ее киральность, т. е. вектор вдоль оси конусной структуры, который характеризует направление вращения спинов \mathbf{S}_i в ней.

При увеличении температуры начальный наклон на участке линейного роста $P(H)$ при $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ даже немного увеличивается, однако максимум поляризации достигается в меньших полях, выше которых поляризация начинает заметно уменьшаться, а при выведении поля появляется гистерезис. При достижении некоторых, уменьшающихся с ростом температуры, значений магнитного поля поляризация

резко уменьшается и практически не восстанавливается при выводе поля (вставка на рис. 5). Если магнитное поле ограничить величиной 2–3 кЭ, то поляризация наблюдалась вплоть до $T \approx 100$ К.

Так же, как и в бариевых составах [15], при намагничивании стронциевых образцов под углом около 45° к оси c при повышении температуры появляются характерные особенности поведения поперечной поляризации, позволяющие управлять киральностью конусной магнитной структуры образцов. Рассмотрим эти особенности на примере состава с $x = 1.6$ (рис. 6). Номерами на рисунке помечена последовательность измерений кривых $P(H)$ при намагничивании перпендикулярно оси c и под углом

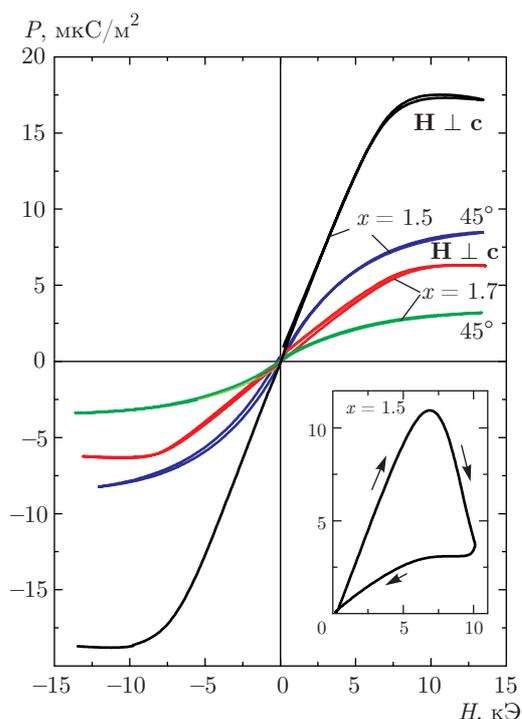


Рис. 5. Полевые зависимости поляризации кристаллов $\text{SrSc}_x\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{11.95-x}\text{O}_{19}$ ($x = 1.5, 1.7$) при $T = 4.2$ К при намагничивании перпендикулярно и под углом 45° к оси c . На вставке: зависимость $P(H)$ при $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ и $T = 55$ К

45° к ней, т. е. образец поворачивался от одного измерения к другому на $\pm 45^\circ$. После предварительного охлаждения в электрическом поле $E \sim 1.5$ кВ/см и магнитном $H = 1$ кЭ перпендикулярно оси c до $T = 4.2$ К и проведения измерений в двух указанных направлениях при гелиевой температуре образец нагревался до $T = 42$ К и при этой температуре проводились измерения в $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ и под углом 45° к оси c (кривые 1 и 2). Как видно, на кривой 2 сохраняется нечетное поведение поляризации ($P(H) \approx -P(-H)$), в то время как в бариевом гексаферрите с $x = 1.5$ поляризация, измеренная под углом, при этой температуре становилась четной функцией поля (знаки ветвей $P(H)$ и $P(-H)$ одинаковы) [15]. Заметим, что на кривых 1 и 2 гистерезисные явления практически не наблюдаются. Однако при увеличении температуры до $T \approx 64$ К (все дальнейшие измерения проводились при этой температуре) $P(H)$ при намагничивании под углом к оси c становится четной (кривая 3). Знак поляризации теперь зависит от предыстории. В рассматриваемом случае кривая 2 закончилась в нулевом поле после его выведения от положительных значений. А на кривой 3 сначала вводилось положительное H , затем поле

выводилось до нуля и вводилось отрицательное поле. Закончив этот цикл в поле -3.25 кЭ и повернув образец к $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$, мы получаем кривую 4 с отрицательным наклоном, т. е. с киральностью, противоположной начальной. Данный цикл мы закончили в поле $+1$ кЭ с отрицательной поляризацией. Повернув образец к H под углом 45° , мы теперь получаем кривую 5 с противоположным знаком изменения поляризации по сравнению с кривой 3 (для наглядности, начало отсчета для кривых 5 и 7 сдвинуто по оси ординат соответственно на 5 и 10 мкКл/м²). Данный цикл мы закончили при положительном поле около 3 кЭ и после поворота поля на 45° обратно в базисную плоскость мы получили кривую 6 с тем же знаком изменения поляризации, что и на кривой 4. Далее, повернув образец в поле -3 кЭ к направлению под углом 45° к оси c , мы вновь меняем знак изменения поляризации соответствующей кривой 7. Наконец, повернув образец в $H = +3$ кЭ к $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$, мы получаем кривую 8, т. е. восстанавливаем начальную киральность.

Эта возможность управления киральностью основана на разном характере поведения кривых $P(H)$ в $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (нечетное) и под углом примерно 45° к оси c (четное). Последнее обстоятельство связано, по мнению авторов работы [14], с различным характером поведения конусной структуры в доменных стенках, разделяющих состояния с намагниченностью $\pm \sigma$.

Проиллюстрируем сказанное выше на рис. 7. Здесь схематически изображена конусная структура гексаферрита, на которой результирующие моменты ионов железа соседних вдоль оси c элементарных ячеек (повернутых на некоторый угол, определяемый волновым вектором) приведены к одной ячейке. Стрелки на основаниях конусов указывают направление вращения поперечных компонентов результирующих моментов в соседних ячейках, если смотреть со стороны положительного направления оси $z \equiv c$. При проходе внешнего магнитного поля через нуль образец разбивается на домены с намагниченностью вдоль и противоположно оси c . Переход между этими доменами осуществляется через доменные стенки, которые могут быть разных типов. Внутри доменной стенки первого типа (рис. 7а) конус разворачивается на 180° (вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка), в результате чего направление вращения результирующих моментов меняется на противоположное, т. е. киральность $[\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1}]_c$ меняет знак. А внутри доменной стенки второго типа (рис. 7б) конус сначала «схлопывается» и затем «выворачивается наизнанку», в резуль-

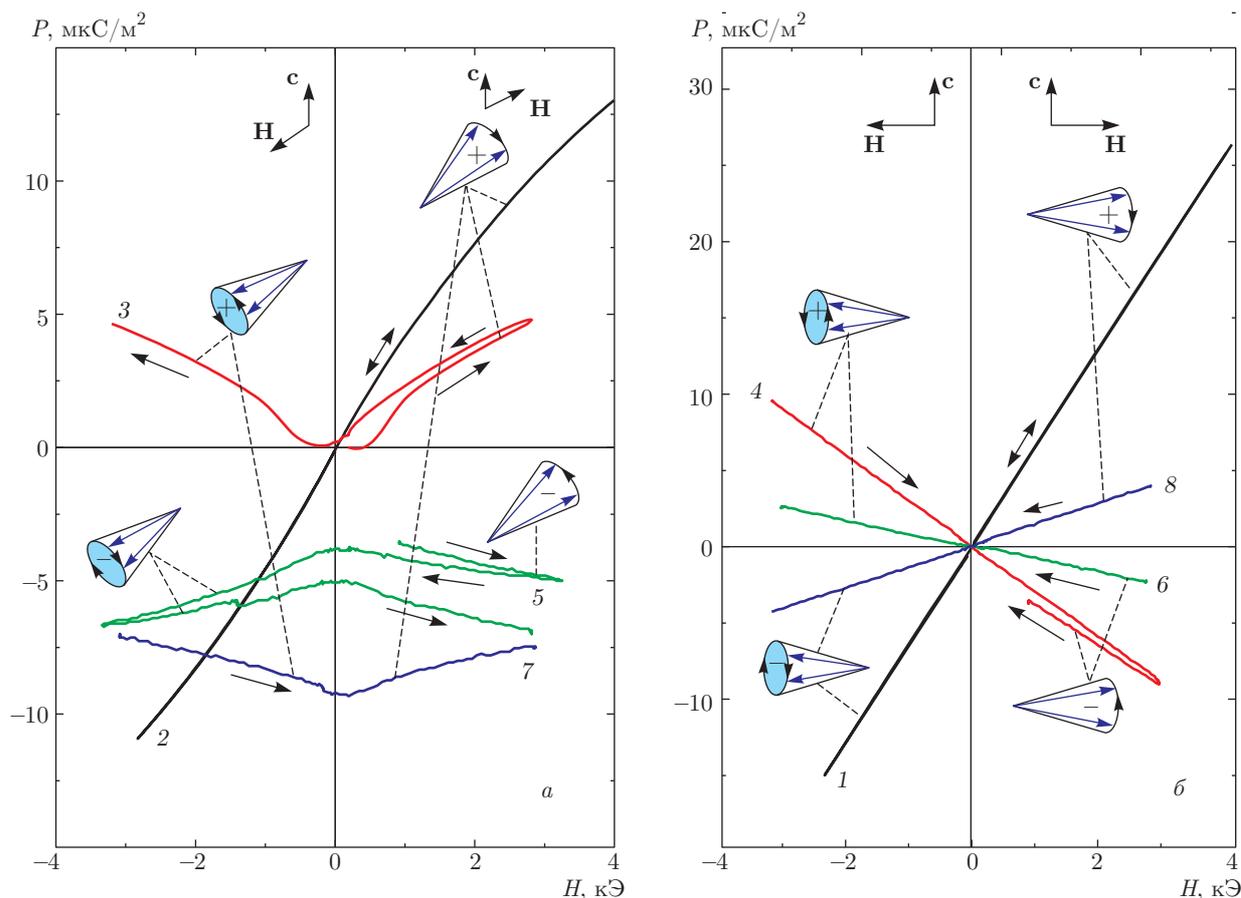


Рис. 6. Управление киральностью (знаком изменения поляризации) кристаллов $\text{SrSc}_{1.6}\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{10.35}\text{O}_{19}$ при попеременном намагничивании под углом 45° (а) и перпендикулярно (б) к оси c . Номерами у кривых обозначена последовательность измерений от 1 к 8. Кривые 1 и 2 получены при $T = 42$ К, а затем остальные — при $T \approx 64$ К. Изображения конусов с указанием знаков киральности иллюстрируют спиновые структуры, соответствующие разным типам зависимостей поляризации от магнитного поля

тате чего направление вращения моментов, т. е. знак киральности не меняются.

Таким образом, в зависимости от типа доменных границ поведение поляризации при смене знака магнитного поля может носить либо нечетный (первый тип), либо четный (второй тип) характер. Для различных кривых на рис. 6 приведены условные изображения магнитных структур в виде конусов, наклоненных под углом либо 45° , либо 90° в зависимости от направления магнитного поля с указанием знака киральности. При ориентации поля под углом примерно 45° при низких температурах реализуются доменные стенки первого типа, а при более высоких температурах — второго типа. В случае $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ наблюдаемые нами нечетные зависимости поляризации $P(H)$ указывают на сохранение доменных стенок первого типа для всей области существования конусной магнитной структуры.

Эти иллюстрации хорошо качественно поясняют разный тип поведения электрической поляризации и управление киральностью магнитной структуры, хотя причины такого разного поведения доменных стенок в зависимости от ориентации магнитного поля и температуры требуют дополнительного исследования, учитывающего тонкий баланс различных конкурирующих вкладов в обменное взаимодействие и магнитную анизотропию, которое выходит за рамки данной работы.

Заметим, что в результате процессов циклирования по полю и поворотов образца от одного положения к другому происходит постепенная потеря когерентности конусной структуры по объему всего кристалла, в результате чего поляризация уменьшается, что хорошо видно на рис. 6.

Более детальные исследования полевых зависимостей поляризации при различных температурах и

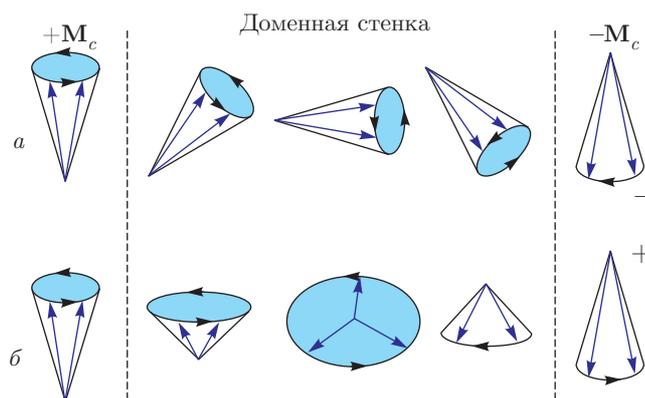


Рис. 7. Два типа доменных стенок, разделяющих области с противоположно направленными результирующими намагниченностями при перемагничивании кристалла: а) разворот конусной структуры, приводящий к смене знака киральности; б) выворачивание конусной структуры, происходящее без изменения знака киральности

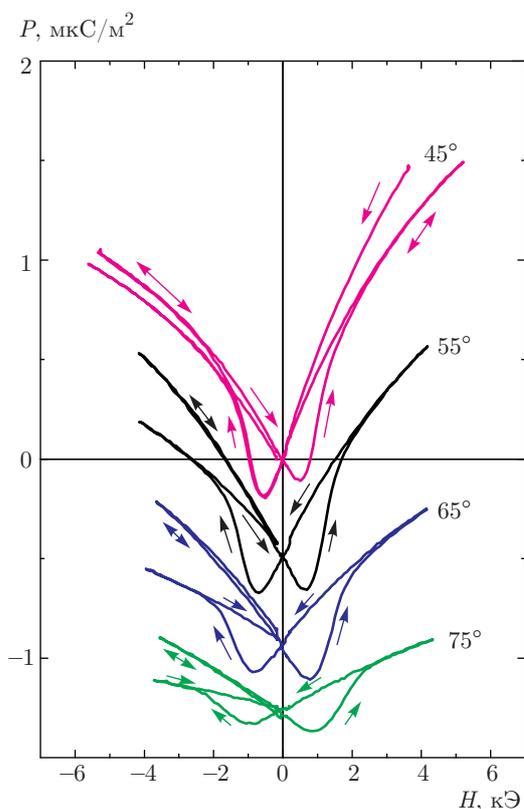


Рис. 8. Полевые зависимости поляризации кристалла $\text{SrSc}_{1.7}\text{Mg}_{0.05}\text{Fe}_{10.25}\text{O}_{19}$ в магнитном поле, направленном под разными углами к оси c при $T \approx 42$ К, иллюстрирующие гистерезисные процессы, связанные с переходами между состояниями с различной киральностью конусной структуры. Для наглядности каждая следующая кривая сдвинута вниз по оси ординат

ориентациях поля в разных составах выявили, что показанные выше четные и нечетные зависимости $P(H)$ в поле, направленном соответственно под углами 45° и 90° к оси c , являются на самом деле предельными случаями более сложного поведения поляризации, включающего и гистерезисные переходы между этими режимами. Наиболее отчетливо нам удалось проследить это для кристаллов с $x = 1.7$ при измерениях $P(H)$ в различных ориентациях поля (рис. 8). В данном составе на кривой $P(H)$ уже в поле, направленном под углом 45° к оси c , отчетливо наблюдается гистерезис поляризации при прохождении нулевых значений поля. После измерений под углом 45° мы отклоняли образец от оси c и через каждые 10° измеряли петли $P(H)$. Как видно на рис. 8, гистерезис возрастает с увеличением угла между направлением H и осью c . Поляризация $P(H)$ стремится сохранить нечетный характер своего поведения при изменении направления H , однако затем происходит срыв с одной нечетной ветви на другую, который соответствует разной киральности конусной структуры. В случае малой величины гистерезиса результирующая зависимость $P(H)$ выглядит как четная функция поля. Отметим также, что при каждом циклировании по полю происходит частичная деполяризация.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на выращенных нами качественных монокристаллах замещенных гексаферритов M -типа системы $\text{SrSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ ($x = 1.4-1.7$) изучены анизотропные магнитные и магнитоэлектрические свойства. При понижении температуры обнаружены спонтанные переходы из коллинеарной ферримагнитной структуры в конусную, в которой обнаружена индуцированная магнитным полем электрическая поляризация (более 40 мкКл/м² при $T = 4.2$ К), сохраняющаяся вплоть до температур $T \approx 100$ К. Продемонстрированы различные возможности управления киральностью конусной магнитной структуры, определяющей знак поляризации. Сравнение изученных в данной работе стронциевых ($\text{SrSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$) и ранее исследованных бариевых ($\text{BaSc}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$) [15] гексаферритов показывает, что характер магнитных структур и, соответственно, магнитные и магнитоэлектрические свойства обеих систем качественно сходны, но имеются количественные различия в температурах переходов и величинах электрической поляризации. Последнее может быть связано с некоторым различием ионных радиусов Ва и Sr, влияющим

на параметры элементарной ячейки и обменные взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-12-10531).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani et al., *Nature* **426**, 55 (2003).
2. Y. Tokura and S. Seki, *Adv. Mater.* **22**, 1554 (2010).
3. T. Arima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, 052001 (2011).
4. Y. Tokura, S. Seki, and N. Nagaosa, *Rep. Progr. Phys.* **77**, 076501 (2014).
5. T. Kimura, G. Lawes, and A. P. Ramirez, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 137201 (2004).
6. S. Ishiwata, Y. Taguchi, H. Murakawa et al., *Science* **319**, 1643 (2008).
7. Y. Kitagawa, Y. Hiraoka, T. Honda et al., *Nature Mater.* **9**, 797 (2010).
8. M. Soda, T. Ishikura, H. Nakamura et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 087201 (2011).
9. S. H. Chun, Y. S. Chai, B.-G. Jeon et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 177201 (2012).
10. R. C. Pullar, *Progr. Mater. Sci.* **57**, 1191 (2012).
11. О. П. Алешко-Ожевский, Р. А. Сизов, И. И. Ямзин, В. А. Любимцев, *ЖЭТФ* **55**, 820 (1968).
12. Р. А. Садыков, О. П. Алешко-Ожевский, Н. А. Артемьев, *ФТТ* **23**, 1865 (1981).
13. J. Kreisel, H. Vincent, F. Tasset et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **224**, 17 (2001).
14. Y. Tokunaga, Y. Kaneko, D. Okuyama et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 257201 (2010).
15. А. М. Балбашов, В. Ю. Иванов, А. А. Мухин и др., *Письма в ЖЭТФ* **101**, 542 (2015).
16. Z. Somogyvary, E. Svab, K. Krezhov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, e775 (2006).
17. H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057205 (2005).
18. I. A. Sergienko and E. Dagotto, *Phys. Rev. B* **73**, 094434 (2006).
19. M. Mostovoy, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067601 (2006).