

УДК 537.622

PACS: 75.50.Bb; 75.50.Gg; 75.30.Gw

Гистерезисные свойства монокристаллов фрустрированных ферримагнитных оксидов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ при различных ориентациях магнитного поля

Н.Н. Ефимова, Н.В. Ткаченко, Н.В. Могильченко

*Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина**61077, Харьков, пл. Свободы, 4, Украина**mykola.v.tkachenko@univer.kharkov.ua*

Представлены результаты экспериментальных исследований гистерезисных свойств монокристаллических образцов фрустрированных ферримагнитных оксидов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ с $x = 2,8$ и $3,0$ ($0 \leq H \leq 6$ кЭ, $5 \text{ K} \leq T \leq 60 \text{ K}$) при ориентациях внешнего поля $\vec{H} \perp \vec{c}$ и $\vec{H} \parallel \vec{c}$; \vec{c} - гексагональная ось и легкое направление кристаллов. В результате избирательного размещения в решетке немагнитных ионов In^{3+} в этих соединениях сформировалась наноразмерная субструктура: вдоль оси \vec{c} чередуются слои ферримагнитно упорядоченных спинов ($\Delta c \sim 1$ нм) и слои фрустрированных спинов ($\Delta c \sim 0,2$ нм). Установлено, что в этих объектах в формировании гистерезисных свойств существенную роль играют два механизма – анизотропный и обменный. Анизотропией определяется наличие/отсутствие гистерезиса при $\vec{H} \parallel \vec{c} / \vec{H} \perp \vec{c}$ соответственно и переход в суперпарамагнитное состояние при повышении температуры ($T > 30 \text{ K}$). Величина коэрцитивной силы H_c при $\vec{H} \parallel \vec{c}$ определяется обменом, т.е. поведением фрустрированных слоев, которые выступают в роли доменных границ.

Ключевые слова: гистерезисные свойства, монокристаллы, наноразмерная субструктура, фрустрированный слой.

Представлені результати експериментальних досліджень гістерезисних властивостей монокристалічних зразків фрустрованих ферримагнітних оксидів $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ з $x = 2,8$ і $3,0$ ($0 \leq H \leq 6$ кЕ, $5 \text{ K} \leq T \leq 60 \text{ K}$) при орієнтаціях зовнішнього поля $\vec{H} \perp \vec{c}$ і $\vec{H} \parallel \vec{c}$; \vec{c} - гексагональна вісь і легкий напрямок кристалів. У результаті вибіркового розміщення в ґратці немагнітних іонів In^{3+} в цих з'єднаннях сформувалася нанорозмірна субструктура: уздовж осі \vec{c} чергуються шари ферримагнітно впорядкованих спінів ($\Delta c \sim 1$ нм) і шари фрустрованих спінів ($\Delta c \sim 0,2$ нм). Встановлено, що в цих об'єктах у формуванні гістерезисних властивостей істотно роль відіграють два механізми - анизотропний і обмінний. Анизотропією визначається наявність/відсутність гістерезису при відповідно $\vec{H} \parallel \vec{c} / \vec{H} \perp \vec{c}$ і перехід в суперпарамагнітний стан при підвищенні температури ($T > 30 \text{ K}$). Величина коерцитивної сили H_c при $\vec{H} \parallel \vec{c}$ визначається обміном, тобто. поведінкою фрустрованих шарів, які виступають у ролі доменної межі.

Ключові слова: гістерезисні властивості, монокристали, нанорозмірних субструктура, фрустрированной шар.

The results of the experimental studies for the hysteretic properties of frustrated ferrimagnet oxide monocrystal samples $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$, with $x = 2.8$ and 3.0 ($0 \leq H \leq 6$ kOe, $5 \text{ K} \leq T \leq 60 \text{ K}$), are given. The directions of the external field are: $\vec{H} \perp \vec{c}$ and $\vec{H} \parallel \vec{c}$; \vec{c} - is a hexagonal axis and an "easy" axis simultaneously. The nano-scale structure has formed in these samples due to the selective placement in the lattice of non-magnetic ions In^{3+} : along the axis \vec{c} there are alternating layers of ferromagnetically ordered spins ($\Delta c \sim 1$ nm) and the layers of frustrated spins ($\Delta c \sim 0.2$ nm). It has been found that two mechanisms are essential in the determination of hysteretic properties for these objects – anisotropic and exchange ones. The anisotropy defines the presence/absence of the hysteresis with $\vec{H} \parallel \vec{c} / \vec{H} \perp \vec{c}$ correspondingly, and the transition to the super-paramagnetic state when the temperature increases ($T > 30 \text{ K}$). The magnitude of the coercive force, H_c , with $\vec{H} \perp \vec{c}$, is determined by the exchange, i.e. by the behaviour of the frustrated layers, which play the role of domain boundaries.

Keywords: hysteresis properties, single crystals, nanoscale substructure, frustrated layer.

Особенностью объектов исследования настоящей работы – разбавленных ферримагнитных оксидов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ с гексагональной кристаллической структурой типа магнетоплюмбита (М) – является наличие своеобразной слоистой структуры в виде чередования вдоль гексагональной оси \vec{c} слоев фрустрированных спинов (0,1÷0,2) нм и более

протяженных (~1 нм) слоев ферримагнитно упорядоченных спинов с сильным обменом. Такая структура формируется вследствие избирательного распределения в решетке магнетоплюмбита крупных немагнитных ионов In^{3+} , которые склонны к размещению в $2b$ и $4f_2$ позициях, находящихся в R-блоках структуры типа М - рис. 1.

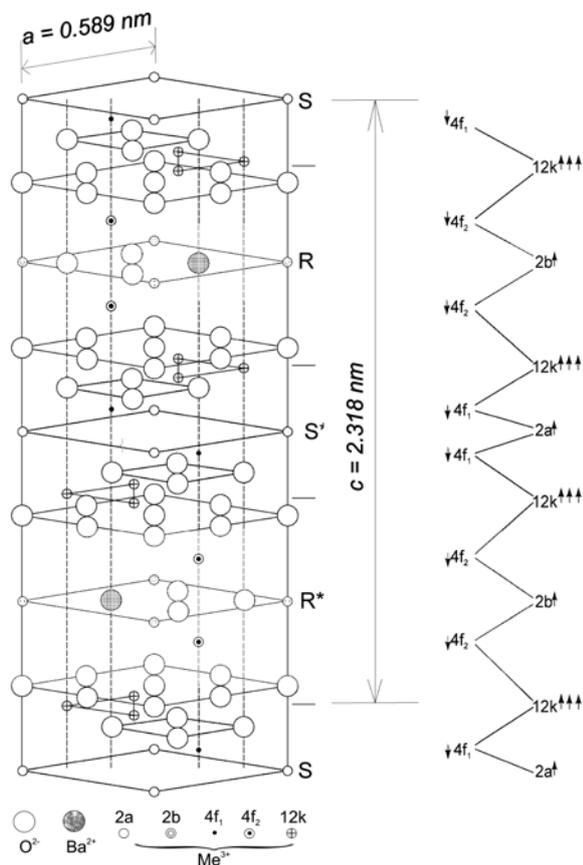


Рис. 1. Элементарная ячейка структуры магнетоплюмбита. Слева – схема обменных связей вдоль оси \vec{c} .

Исходное соединение $BaFe_{12}O_{19}$ является пятиподрешеточным коллинеарным ферримагнетиком, в котором спины трех подрешеток ($2a\uparrow$, $2b\uparrow$ и $12k\uparrow$) параллельны друг другу и антипараллельны спином из двух других подрешеток ($4f_1\downarrow$, $4f_2\downarrow$). В обозначениях подрешеток цифры соответствуют количеству ионов в этих подрешетках в расчете на элементарную ячейку, содержащую две формульные единицы, т. е. 24 иона Fe^{3+} в исходном соединении. Такое спиновое упорядочение формируется косвенным обменным взаимодействием $Fe^{3+} - O^{2-} - Fe^{3+}$, которое является антиферромагнитным для любой геометрии (углы и расстояния) обменных связей [1]. Гексагональная ось \vec{c} кристалла является осью легкого намагничивания [2]. Антиферромагнитные обменные связи в первой и второй координатных сферах, т. е. меж- и внутривидовые, как и во многих других ферримагнитных оксидах, например кубических шпинелях, являются конкурирующими. Тем не менее, благодаря сильному межподрешеточному обмену, такая конкуренция не препятствует формированию коллинеарного ферримагнитного упорядочения. Однако ситуация может радикально измениться, если магнитные ионы замещаются немагнитными [2, 3]. В системах с конкурирующими обменными взаимодействиями, особенно антиферромагнитными, это приводит не только к ослаблению межподрешеточного обмена, но и к появлению

фрустраций [4]. Наличие фрустраций в системах с конкурирующими взаимодействиями, как известно, способствует формированию при низких температурах кооперативных неупорядоченных состояний типа спинового стекла (СС) [4, 5].

Такие состояния обнаружены в разбавленных ферримагнитных оксидах со структурами шпинели и магнетоплюмбита $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$ и $BaFe_{12-x}Ga_xO_{19}$ соответственно [6]. При концентрациях немагнитных ионов $Ga^{3+} \sim 67$ мол. % дальний ферримагнитный (ФМ) порядок разрушается и при $T = 0$ К происходит концентрационный переход в СС состояние [7]. В некоторой области концентраций (менее 67 %) формируется смешанное состояние ферримагнитного спинового стекла (ФСС), когда дальний ФМ порядок с отличной от нуля спонтанной намагниченностью $\sigma_S \neq 0$ сосуществует с типичными СС свойствами [6, 7]. Разрушение дальнего ФМ порядка происходит гораздо скорее, если в решетке имеет место локализация фрустраций, как в системе $BaFe_{12-x}In_xO_{19}$, далее обозначаемой In_xM . Уже при $x = 3,6$ (30 мол. % In^{3+}) здесь реализуется состояние СС с температурой замерзания $T_f = 85$ К [8]. Хотя в соединении $In_{3,6}M$ наблюдается полный набор свойств, характерный для СС-состояний, в силу особенностей катионного распределения ионов In^{3+} , о которых говорилось выше, это СС-состояние является состоянием кластерного типа [8-10]. При $2,8 \leq x < 3,6$ $\sigma_S \neq 0$, а значения температуры Кюри T_c лежат в интервале (200÷300) К.

Интерес к детальному изучению процессов намагничивания-перемагничивания во фрустрированной системе In_xM обусловлен в первую очередь наличием в ней обсуждавшейся выше наноразмерной субструктуры. При замещении $In^{3+} \rightarrow Fe^{3+}$ в рассматриваемой области концентраций In^{3+} , по существу, сформировались объекты, в которых наноразмерные пластинки (слои) взаимодействуют через посредство разделяющих их фрустрированных спинов. В других условиях, например, в ансамбле отдельных наночастиц, воссоздать такого рода взаимодействие невозможно.

В предшествующих исследованиях поликристаллических образцов системы In_xM с $x = 3,6$ и $x = 2,8$ было установлено, что их гистерезисные свойства проявляют некоторые общие закономерности [11, 12]. В полях $H_{max} \sim (6\div 7)$ кЭ при $T \sim 5$ К наблюдаются достаточно широкие петли гистерезиса с $H_c \sim (1\div 2)$ кЭ. При повышении температуры величина H_c резко убывает, так что при $T > 15$ К для $x = 3,6$ и $T > 30$ К для $x = 2,8$ практически обращается в нуль. На первый взгляд, естественным объяснением такого поведения H_c является следующее. Наноразмерные слои, разделенные слабомагнитными фрустрированными прослойками, в процессах намагничивания-перемагничивания выступают как квазинезависимые однодоменные частицы, которые при повышении

температуры переходят в суперпарамагнитное состояние (СПМ). Взаимодействие между этими частицами, осуществляемое фрустрированными прослойками, влияет на переход в СПМ-состояние: уменьшение силы взаимодействия при увеличении содержания немагнитных ионов от $x = 2,8$ до $x = 3,6$ приводит к понижению температуры СПМ-перехода.

Основным недостатком такой “СПМ модели” является практически полное игнорирование возможности непосредственного участия в процессах намагничивания-перемагничивания подсистемы фрустрированных спинов. Однако, судя по имеющимся в нашем распоряжении экспериментальным данным, пренебрегать участием в формировании гистерезисных свойств фрустрированных спинов неправомерно. Так представленные в [11] петли гистерезиса для образца $\text{In}_{3,6}\text{M}$ имеют несколько перетянутую форму. Гистерезисные циклы необычных сложных форм, в том числе перетянутые, как известно, наблюдаются в перминварах и обусловлены не процессами вращения, а процессами смещения доменных границ [2]. Кроме того, в “СС-образце” $\text{In}_{3,6}\text{M}$ после предварительного охлаждения образца до $T \sim 5$ К во внешнем поле $H = 7$ кЭ нам удалось наблюдать петлю гистерезиса необычной формы, приведенную на рис. 2. Форма петли в СС, как известно, не зависит от режима охлаждения, т.к. охлаждение до температур $T < T_f$ при $H \neq 0$ (режим FC) приводит лишь к смещению петли. Вместе с тем, при охлаждении без поля (режим ZFC) в различных СС-системах был обнаружен большой ассортимент сложных петель гистерезиса [5]. Это показывает, что фрустрированные спины непосредственно участвуют в процессах намагничивания-перемагничивания. К сожалению, в литературе практически отсутствуют работы, посвященные подробному обсуждению механизмов формирования гистерезисных свойств в конкретных СС-соединениях. Для изучения этого вопроса в системе In_xM мы обратились к исследованию монокристаллических образцов.

Измерения основных кривых намагничивания и петель гистерезиса проведены на вибрационном магнитометре, чувствительность установки по намагниченности 10^{-3} Гс·см³·г⁻¹. Магнитное поле напряженностью до 6 кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом. Температура от 5 до 100 К измерялась угольным термометром и в процессе измерений в режиме $T = \text{const}$ поддерживалась неизменной с точностью не хуже $\pm 0,1$ К. Монокристаллические образцы были выращены А. А. Безлепкиным методом кристаллизации из раствора в расплаве с использованием вращающейся затравки. Аттестация образцов проведена с использованием рентгенографического метода (принадлежность к М-структуре, значения постоянных решетки a и c), а также сопоставлением магнитных свойств

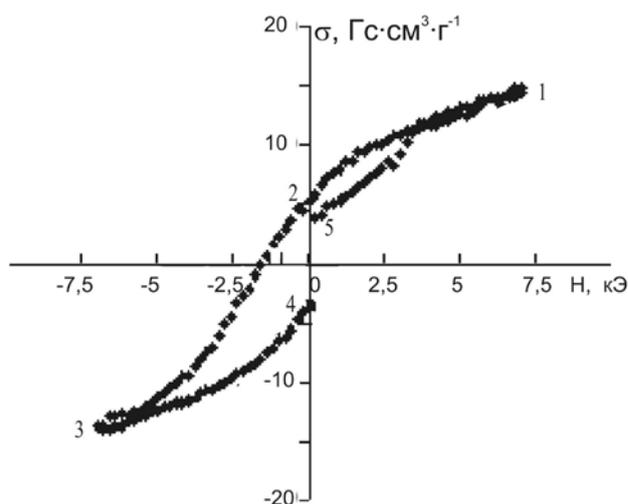


Рис. 2. Петля гистерезиса (1 – 2 – 3 – 4 – 5 – 1) поликристаллического образца $\text{In}_{3,6}\text{M}$. Образец охлажден в режиме FC от 150 К до 5,6 К в поле $H_{FC} = 7$ кЭ.

моно- и поликристаллических образцов заданного состава. Последнее дает надежные результаты, т.к. экспериментально установлено, что в однофазных образцах катионное распределение ионов In^{3+} в решетке не зависит от условий их синтеза [3].

Для решения поставленной задачи предполагалось проведение нескольких серий экспериментов при ориентации внешнего магнитного поля \vec{H} вдоль и перпендикулярно гексагональной оси \vec{c} кристалла, а также для каждой геометрии опыта ($\vec{H} \parallel \vec{c}$ и $\vec{H} \perp \vec{c}$) при двух режимах охлаждения образца от высоких (300 или 150 К) температур до 5 К, при $H = 0$ и $H \neq 0$ (режимы ZFC и FC соответственно).

В настоящей работе основное внимание будет сосредоточено на результатах, полученных при $\vec{H} \perp \vec{c}$ для образцов с $x = 2,8$ и $3,0$ с сохранившимся вплоть до 0 К дальним ФМ порядком, т.е. в ФСС-состояниях. Измерения проведены в широкой области температур $T \geq 5$ К. Из полученных результатов следует, что при $\vec{H} \perp \vec{c}$ процессы намагничивания-перемагничивания при обеих концентрациях описываются безгистерезисными кривыми $\sigma(H)$. Для иллюстрации такая кривая для образца In_3M при $T = 5,3$ К показана на рис. 3. Незначительное расхождение восходящей и нисходящей ветвей зависимости $\sigma(H)$ может быть обусловлено несколькими причинами. Во-первых, при креплении образца на шток вручную нельзя исключить незначительной погрешности в его ориентации. Кроме того, подобные слабые эффекты, некоторые авторы связывают с внутренними причинами, а именно, изменением анизотропных взаимодействий (в первую очередь спин-орбитального) вследствие изменения химического состава образцов [3]. В дальнейшем кривые $\sigma(H)$ типа представленной на рис. 3 мы будем считать безгистерезисными.

Зависимости $\sigma(H)$, подобные показанным на рис.

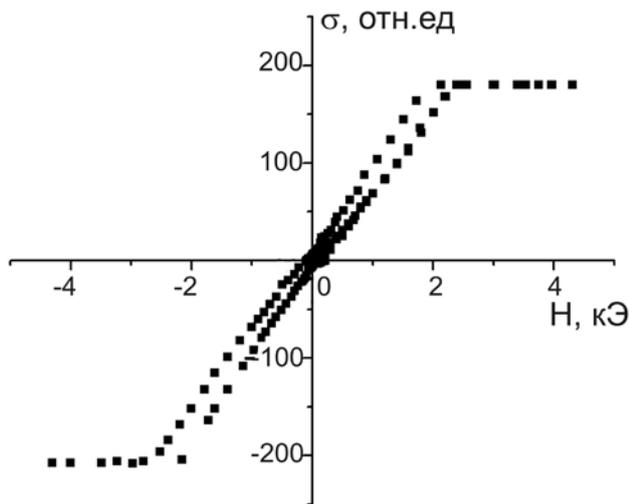


Рис. 3. Кривые перемагничивания монокристалла In_3M при $T = 5,3$ К и $\vec{H} \perp \vec{c}$. Образец охлажден в режиме ZFC.

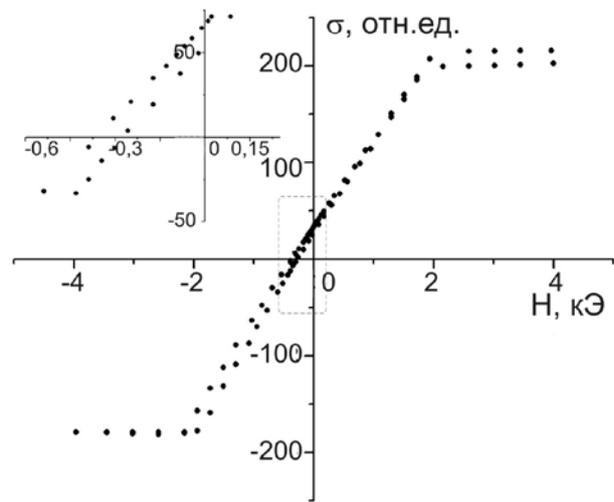


Рис. 4. Кривые перемагничивания монокристалла In_3M при $T = 7,1$ К и $\vec{H} \perp \vec{c}$. Образец охлажден в режиме FC от $T = 145$ до 9 К в поле $H_{\text{FC}} = 600$ Э.

3, типичны для монокристаллов или пленок в случае, когда внешнее поле приложено в направлении трудного намагничивания и намагничивание-перемагничивание осуществляется за счет процессов вращения [2]. Из полученных результатов вытекает, что при ориентации $\vec{H} \perp \vec{c}$ монокристалл выступает как система квазинезависимых однодоменных частиц, разделенных прослойками фрустрированных спинов. Отклик последних на внешнее поле H при этом, вероятно, оказывается пренебрежимо малым. В системах СС-типа вклад фрустрированных спинов в виде однонаправленной анизотропии Дзялошинского – Мория (Д-М), как известно, проявляется лишь после того, как образец охлаждается до температур $T < T_f$ в магнитном поле $H \neq 0$ (режим FC). И приводит к асимметрии петель гистерезиса или сдвигу безгистерезисных кривых [5]. После охлаждения образца In_3M в режиме FC были получены зависимости $\sigma(H)$, смещенные в область отрицательных полей. Одна из подобных зависимостей для образца In_3M , предварительно охлажденного в поле $H_{\text{FC}} = 600$ Э от 150 К до 5 К, показана на рис. 4. Такой ”классический результат” еще раз подтверждает вывод о том, что в геометрии $\vec{H} \perp \vec{c}$ фрустрированные спины не влияют на формирование гистерезисных свойств, т.е. величину коэрцитивной силы H_c .

В обычных, т. е. не фрустрированных, ферро- и ферримагнетиках, значение H_c определяется эффективной анизотропией, которая может содержать вклады трех видов анизотропии – кристаллографической, формы и упругих напряжений [2]. Согласно литературным данным о кристаллографической анизотропии в системе In_xM , величина константы анизотропии K_1 , определенная методом вращательных моментов, резко понижается с увеличением x [13]. Для $x = 3$ значение K_1 , оставаясь положительным, как и в исходном соединении

$\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с осью легкого намагничивания, понижается по сравнению с ним более, чем на порядок. Суммарный вклад кристаллографической анизотропии и анизотропии формы можно оценить, используя экспериментальные результаты, показанные на рис. 3 и 4. Положение излома на кривых $\sigma(H)$ определяется полем анизотропии H_A , величина которого, как видно из рис. 3 и 4, составляет ~ 2 кЭ. Размеры исследованного образца при этом составляли $(1,2 \cdot 1,2 \cdot 6)$ мм³.

Для того чтобы оценить вклад анизотропии формы, мы провели исследования, аналогичные предыдущим, но для образца In_3M в форме куба с размерами $(1,2)^3$ мм³. Полученные результаты представлены на рис. 5. Хорошо видно, что в этом случае поле анизотропии возросло до величины $H_A \sim 4,5$ кЭ – рис. 5 а. Таким образом, можно сделать вывод о том, что наибольший вклад в эффективную анизотропию вносит анизотропия формы. Вместе с тем, опираясь на результаты, полученные нами при исследовании гистерезисных свойств образцов системы In_xM (полимонокристаллов), различных размеров, можно сделать заключение, что анизотропия формы не влияет на величину H_c . Кроме того, при значениях $H_A = (2 \div 4)$ кЭ трудно ожидать значений $H_c \sim (1 \div 2)$ кЭ. Для сравнения, поле анизотропии при $T = 300$ К в исходном соединении $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ составляет ~ 17 кЭ, а величина H_c в текстурированном мелкозернистом образце составляет $\sim (1,5 \div 2)$ кЭ. В этой связи возможность непосредственного влияния эффективной анизотропии на величину H_c в образцах системы In_xM вызывает сомнение.

Такой вывод тем не менее не снимает вопроса о возможном влиянии на температурную зависимость $H_c(T)$ в системе In_xM перехода однодоменных слоев в СПМ состояние. Поскольку, согласно полученным результатам, при $\vec{H} \perp \vec{c}$ процессы намагничивания-

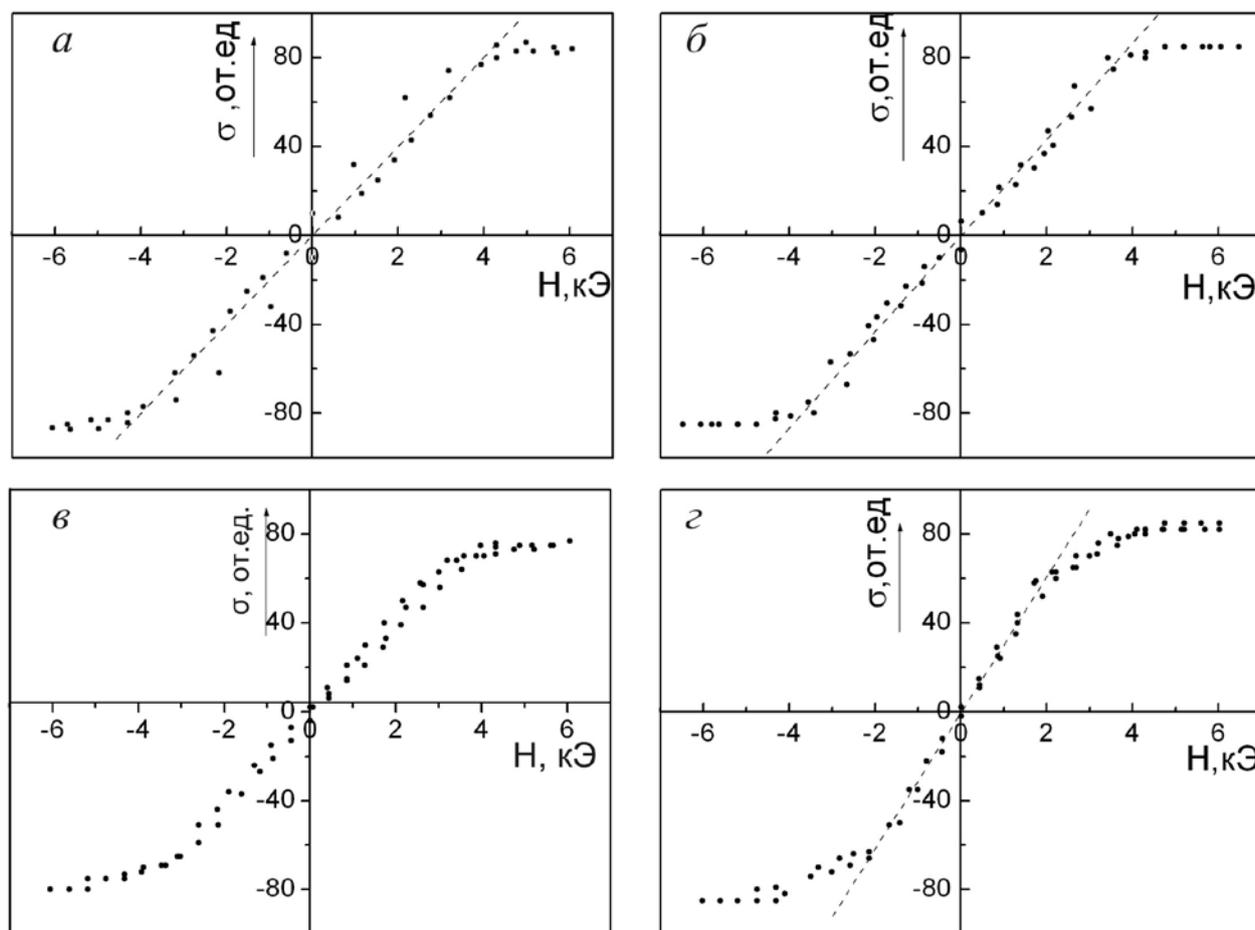


Рис. 5. Кривые перемагничивания монокристалла In_3M при $\vec{H} \perp \vec{c}$ и температурах: а – 8,1 К, б – 20,4 К, в – 30 К, г – 50 К. Образец охлажден в режиме ZFC.

перемагничивания определяются эффективной анизотропией, ответ на этот вопрос можно получить экспериментально. С этой целью такие же, как и при $T \sim (5 \div 6)$ К, измерения на образце In_3M в форме кубика, были проведены вплоть до температур $T = 100$ К, что значительно превышает температуру обращения H_c в нуль. Результаты этих исследований приведены на рис. 5. из данных этого рисунка видно, что ход зависимостей $\sigma(H)$ при увеличении температур изменяется и постепенно приобретает вид типичной «суперпарамагнитной кривой» округлой формы. При этом необходимо учитывать, что тепловые флуктуации магнитных моментов изначально ($T \sim 5$ К) однодоменных слоев по мере увеличения температуры усиливаются постепенно и СПМ-состояние является предельным для используемой временной шкалы ($\sim 10^3$ с).

Для подтверждения выводов и положений, обсуждавшихся выше, мы сочли целесообразным привести некоторые экспериментальные результаты, полученные при другой геометрии эксперимента, т. е. $\vec{H} \parallel \vec{c}$. На рис. 6 а,б для образца $\text{In}_{2,8}\text{M}$ показаны два гистерезисных цикла из серии зависимостей, которые измерялись непосредственно друг за другом при

неизменных условиях. Данные рис. 6 а,б приведены с целью иллюстрации следующего. В отличие от случая $\vec{H} \perp \vec{c}$, в геометрии $\vec{H} \parallel \vec{c}$ существуют петли гистерезиса. Это показывает, что ось \vec{c} остается направлением легкого намагничивания, хотя в системе In_xM с возрастанием x резко уменьшается константа анизотропии K_1 . С учетом этого можно сделать заключение, что при $\vec{H} \perp \vec{c}$, и $\vec{H} \parallel \vec{c}$ объекты исследования настоящей работы $\text{In}_{2,8}\text{M}$ и In_3M демонстрируют черты поведения, свойственные одноосным монокристаллам ферромагнитных оксидов. Одновременно с этим те же кривые на рис. 6 указывают на присутствие механизма, который приносит случайность в процессы перемагничивания, следствием чего и является изменение формы петель гистерезиса при повторных измерениях. Интересно отметить, что здесь (рис. 6 а) наблюдается петля, которая очень похожа на петлю, приведенную на рис. 2 для поликристалла $\text{In}_{3,6}\text{M}$, но измеренную после охлаждения образца в режиме FC. Другой особенностью поведения, также не отмечавшейся для нефрустрированных ферроили ферримагнетиков, является наличие релаксационных процессов, когда при неизменных значениях T и H намагниченность изменяется, т.е.

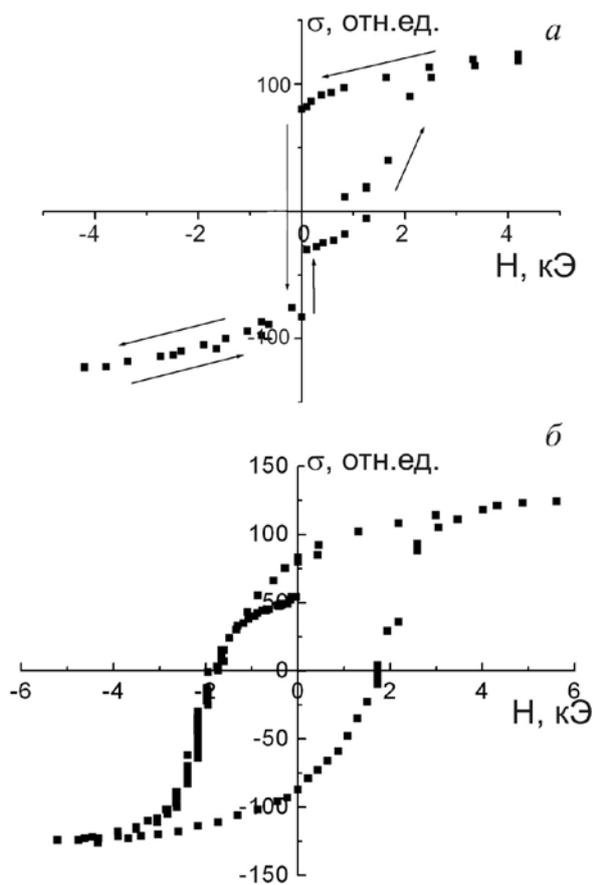


Рис. 6. Петли гистерезиса монокристалла $In_{2.8}M$ при $T = 5,1$ К, $\vec{H} \parallel \vec{c}$. Зависимости a и b измерялись непосредственно друг за другом в идентичных условиях. Образец охлажден в режиме ZFC.

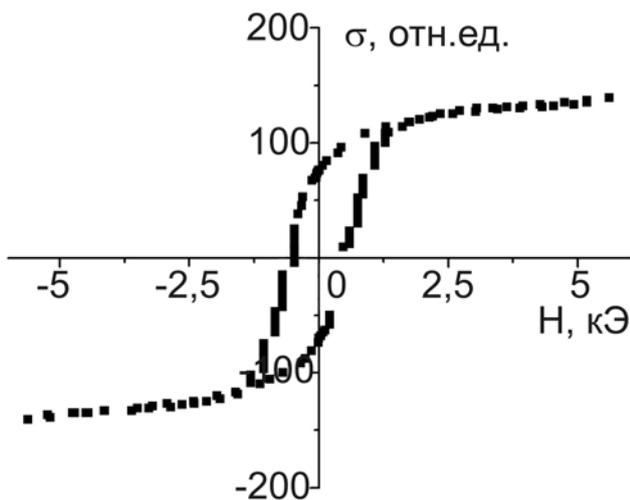


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но при $T = 15$ К.

процесс перемангничивания длится в течение времени $\sim 10^3$ с. Особенно хорошо эти эффекты видны при повышении температуры – рис. 7. В совокупности такие черты поведения, в первую очередь, можно связать с подсистемой фрустрированных спинов и ее непосредственным участием в формировании гистерезисных свойств при $\vec{H} \parallel \vec{c}$. Подробно эту проблему мы предполагаем обсудить в следующей публикации.

Таким образом, основные результаты исследования монокристаллов разбавленных ферримагнитных оксидов $BaFe_{12-x}In_xO_{19}$ с $x = 3,0$ и $2,8$, которые обладают слоистой наноразмерной субструктурой в виде чередующихся вдоль гексагональной оси \vec{c} (легкое направление), слоев спинов с сильным обменом (~ 1 нм) и разделяющих их фрустрированных прослоек ($\sim 0,1 \div 0,2$) нм, сводятся к следующему. Гистерезисные свойства таких объектов формируются двумя различными механизмами – анизотропным и обменным. Анизотропией определяется наличие, как и в обычных одноосных ферримагнетиках, безгистерезисных кривых перемангничивания при $\vec{H} \perp \vec{c}$ и гистерезисных циклов при $\vec{H} \parallel \vec{c}$. Кроме того, анизотропией определяется однозначно установленный экспериментально переход в суперпарамагнитное состояние (СПМ). Нельзя исключить, что температура перехода в СПМ-состояние зависит от взаимодействия между сильными слоями с участием фрустрированных прослоек. Наличие перехода в СПМ-состояние не может не влиять на температурный ход зависимости коэрцитивной силы $H_c(T)$. Одновременно с этим при $\vec{H} \parallel \vec{c}$ характер процессов намагничивания-перемангничивания свидетельствует об активной роли в них фрустрированных спинов.

1. Дж. В. Гуденаф. Магнетизм и химическая связь, Металлургия, М. (1968). 423с.
2. С. Крупичка. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, Т.2. Мир, М. (1976), 504с.
3. Н. Н. Ефимова. Автореферат канд. дисс., Харьков (1977).
4. К. М. Fischer. Phys. Status. Solidi. 116, 357 (1983).
5. К. Binder, А.Р. Young. Rev. Mod. Phys., 58, 801 (1986).
6. Н. Н. Ефимова. ФНТ, 31, 5, 513 (2005).
7. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко. ФНТ, 16, 12, 1565 (1990).
8. Н. Н. Ефимова, Н. В. Ткаченко, А. В. Борисенко. ФТТ, 29, 5, 1331 (1987).
9. Н. Н. Ефимова, Н. В. Ткаченко. ФТТ, 33, 5, 1583 (1991).
10. А. Г. Андерс, Н. Н. Ефимова и др. ФНТ, 29, 406 (2003).
11. Н. Н. Ефимова, Д. Л. Каменский, Н. В. Ткаченко. Вісник ХНУ, сер. «Фізика», 651, 8, 97 (2005).
12. Н. Н. Ефимова, Н. В. Ткаченко, А. В. Женжера, Ю. А. Цурикова. Вісник ХНУ, сер. «Фізика», 783, 10, 87 (2007). Вісник ХНУ, сер. «Фізика», 783, 10, 92 (2007).
13. Перекалина Т. М., Винник М. А., Зверева Р. И. и др. ЖЭТФ, 59, 5, 1490 (1970).