

Аномальная динамика намагниченности вблизи температуры спин-переориентационного перехода в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$

А.И. Дмитриев^{1,2}, Н. Tokoro³, S. Ohkoshi³, Р.Б. Моргунов^{1,2}

¹Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

²Московский государственный гуманитарный университет им. М.А. Шолохова
ул. Верхняя Радищевская, 16-18, г. Москва, 109240, Россия

E-mail: aid@icp.ac.ru

³Department of Chemistry, School of Science, The University of Tokyo,
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan

Статья поступила в редакцию 18 августа 2014 г., опубликована онлайн 24 ноября 2014 г.

Обнаружено, что увеличение частоты переменного магнитного поля приводит в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ к аномальному сдвигу максимума температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости в противоположную сторону по сравнению с предсказаниями для термоактивированных процессов. Установлено, что наблюдаемый необычный эффект обусловлен перераспределением вкладов в динамическую магнитную восприимчивость высокотемпературной и низкотемпературной фаз, каждая из которых описывается в рамках модели кластерного стекла. В спектрах электронного спинового резонанса идентифицированы вклады, отвечающие этим фазам.

Виявлено, що збільшення частоти змінного магнітного поля призводить в нанодротах $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ до аномального зсуву максимуму температурної залежності динамічної магнітної сприйнятливості в протилежну сторону в порівнянні з пророкуванням для термоактивованих процесів. Встановлено, що спостережуваний незвичайний ефект обумовлено перерозподілом вкладів в динамічну магнітну сприйнятливості високотемпературної та низкотемпературної фаз, кожна з яких описується у рамках моделі кластерного скла. У спектрах електронного спінового резонансу ідентифіковано вклади, що відповідають цим фазам.

PACS: 75.75.-c Магнитные свойства наноструктур;
75.50.Tt Тонкодисперсные системы; нанокристаллические материалы;
75.50.Vv Высококоэрцитивные материалы.

Ключевые слова: нанопроволоки, магнитная анизотропия, спиновый резонанс, спиновое стекло.

1. Введение

Способ получения новой (четвертой) фазы оксида железа (III) $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в чистом виде найден совсем недавно [1]. В этой экзотической фазе, существующей только в виде наночастиц, обнаружена гигантская коэрцитивная сила (до 23,4 кЭ при комнатной температуре) [2] и естественный ферромагнитный резонанс в нулевом внешнем магнитном поле [3,4]. В $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при температуре T ниже 110 К происходит магнитный фазовый переход, который приводит к значительному уменьшению коэрцитивной силы и намагниченности

[5–8]. В работе [6] высказаны предположения о том, что в $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ происходит не один, а три фазовых перехода. В то время как спин-переориентационный магнитный фазовый переход [5–8], подобный переходу Морина в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [9,10], хорошо известен, причины двух остальных магнитных переходов до сих пор остаются невыясненными. В эксперименте они проявляют себя в виде перегибов на температурной зависимости магнитного момента $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при температурах ниже 110 К [6]. Кроме того, этим двум переходам соответствуют два пика на температурных зависимостях

динамической магнитной восприимчивости в $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [6]. Частотная зависимость динамической магнитной восприимчивости $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ исследована в работе [7], где было установлено, что увеличение частоты f переменного магнитного поля приводит к парадоксальному уменьшению температуры максимума T_{max} на температурных зависимостях действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости. Наблюдаемая в работе [7] аномальная зависимость $T_{\text{max}}(f)$ противоположна той, которая обычно наблюдается в суперпарамагнетиках или спиновых стеклах [11,12], и противоречит представлениям, развитым для термоактивационных процессов перемагничивания. Механизм аномальной зависимости $T_{\text{max}}(f)$ в $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ до сих пор остается неизвестным.

Значительный интерес представляют также магнито-разбавленные соединения типа $\epsilon\text{-Me}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_3$. Примесь немагнитного металла Me (In, Al или Ga) качественно не изменяет свойств $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$, однако позволяет управлять фундаментальными параметрами (резонансным полем, магнитной кристаллической анизотропией и др). Спин-переориентационный переход [13] и аномальная частотная зависимость динамической магнитной восприимчивости [14] наблюдаются в массивах нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$. Рост концентрации примеси In приводит к увеличению температуры спин-переориентационного перехода и уменьшению коэрцитивной силы [15,16]. В массивах нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ спин-переориентационный переход наблюдается при $T = 190$ К, а коэрцитивная сила при комнатной температуре составляет 6 кЭ [13,14].

Целями работы являются разделение вкладов высокотемпературной и низкотемпературной фаз в динамическую магнитную восприимчивость нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$, поиск магниторезонансного отклика на магнитный фазовый переход, установление механизма аномального уменьшения температуры максимума на температурных зависимостях действительной и мнимой частей динамической магнитной восприимчивости при увеличении частоты переменного магнитного поля.

2. Методика экспериментов и приготовления образцов

Нанопроволоки $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ длиной (80 ± 40) нм и диаметром (35 ± 15) нм (рис. 1) были изготовлены путем использования двух методов — синтез в обратных мицеллах и золь-гель методом [15,16]. Нанопроволоки вырастали в растворе обратных мицелл, содержащем нитраты железа и индия. Аттестацию нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ проводили методами масс-спектрометрии, просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции [15,16]. Нанопроволоки имеют орторомбическую кристаллическую структуру с че-

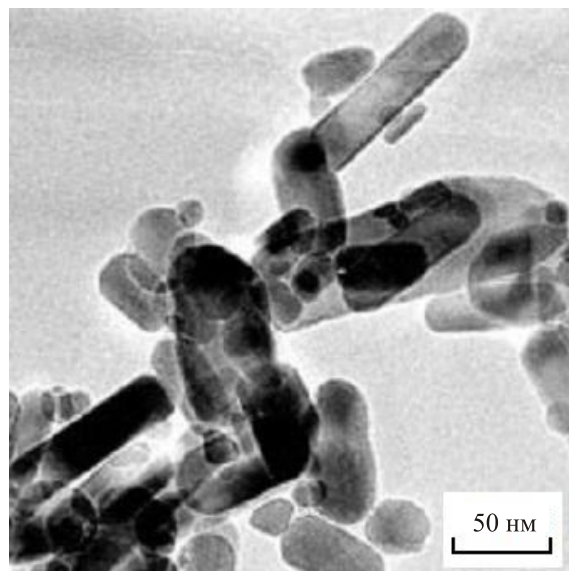


Рис. 1. Изображение нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$, полученное на просвечивающем электронном микроскопе.

тырьмя неэквивалентными катионными позициями ионов Fe^{3+} . Одна из них имеет тетраэдрическое окружение, а три другие — октаэдрическое окружение. Ионы индия являются примесью замещения и встраиваются в октаэдрические позиции ионов железа.

Спектры электронного спинового резонанса получены на спектрометре JEOL, работающем в X-диапазоне (частота микроволнового поля $\nu = 9,4$ ГГц), с прямоугольным резонатором типа H_{102} , частотой модуляции 100 кГц и диапазоном развертки постоянного магнитного поля 0–14 кЭ. Спектры электронного спинового резонанса регистрировались в виде первой производной мнимой части магнитной восприимчивости $d\chi''/dT$. Температура изменялась в интервале 4–300 К в криостате ESR 910 Oxford Instruments.

С помощью СКВИД магнитометра MPMS 5XL Quantum Design были измерены температурные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле с амплитудой 4 Э. Температура изменялась от 2 до 300 К. Частоты переменного магнитного поля составляли 1–1400 Гц.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Динамика намагниченности нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ в переменном магнитном поле

На рис. 2(а),(б) изображены температурные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей динамической магнитной восприимчивости нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ в переменном магнитном поле. В окрестности магнитного фазового перехода, обнаруженного ранее в работах [13,14], имеется максимум

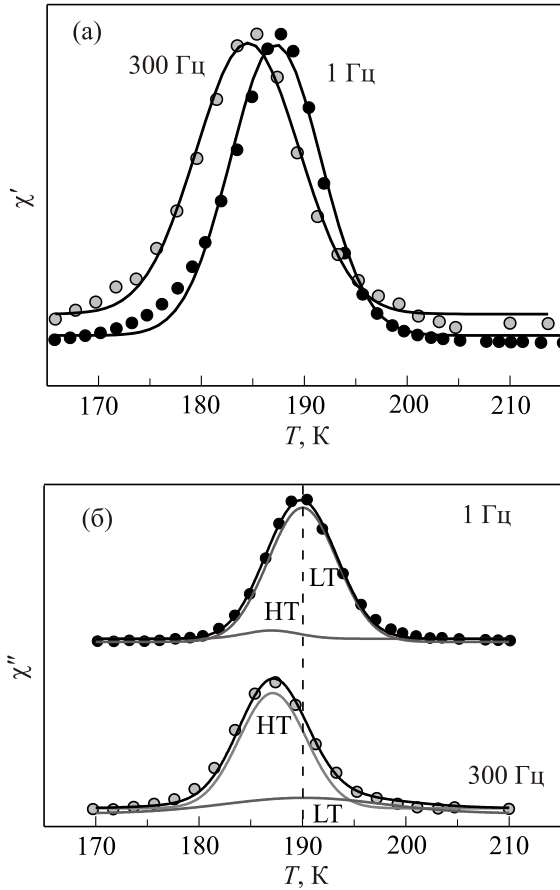


Рис. 2. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости при 1 и 300 Гц. Магнитные восприимчивости χ' и χ'' нормированы на значения в максимумах. Сплошными черными линиями показаны аппроксимации зависимостей $\chi''(T)$ суммой гауссианов. Отдельно показаны зависимости $\chi''(T)$, описываемые функциями Гаусса для высокотемпературной и низкотемпературной фаз. Вертикальной пунктирной линией отмечена температура спин-переориентационного перехода.

на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$. Наблюдается необычное уменьшение температуры максимума T_{max} при увеличении частоты f переменного магнитного поля (рис. 2, 3). В других структурах (спиновые стекла, суперпарамагнитные наночастицы, мономолекулярные магнетики, спиновые цепочки и др.) наблюдается обратная ситуация: с увеличением частоты f переменного магнитного поля происходит увеличение температуры максимума T_{max} , которое описывается формулой Аррениуса $f = f_0 \exp(-E/k_B T)$ либо другими возрастающими функциями [11,12]. Отметим, что изменение частоты переменного магнитного поля не влияет на температуру спин-переориентационного перехода Морина в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, регистрируемого на температурных зависимостях динамической магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле [17,18]. Поэтому наблюдаемый нами и авто-

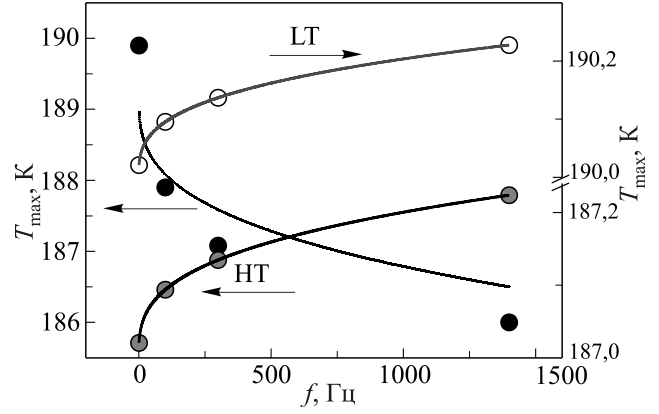


Рис. 3. Зависимости температуры максимума T_{max} мнимой части χ'' динамической магнитной восприимчивости от частоты f переменного магнитного поля (●). Отдельно показаны зависимости $T_{max}(f)$ для высокотемпературной и низкотемпературной фаз. Сплошные линии — соответствующие аппроксимации.

рами работы [7] частотно-зависимый пик отвечает не самому спин-переориентационному переходу в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$, а другим переходам, обнаруженным ранее в чистых образцах $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [6]. Наблюдаемый пик (рис. 2) есть сумма двух уширенных пиков, описываемых гауссианами. Эти пики соответствуют высокотемпературной (HT) и низкотемпературной (LT) фазам с различными весовыми коэффициентами a_{HT} и a_{LT} . Значение коэффициента a_{HT} уменьшается в процессе спин-переориентационного перехода, а a_{LT} возрастает. Значение температуры максимума определяется выражением

$$T_{max} = \frac{a_{HT}T_{HT} + a_{LT}T_{LT}}{a_{HT} + a_{LT}}$$

Высокотемпературной фазе соответствует максимум T_{HT} , низкотемпературной — максимум T_{LT} .

Любая из формул, приведенных в [11,12], устанавливает связь между частотой собственных термических спиновых флуктуаций (или флуктуаций магнитного момента — «суперспина») и температурой. Чем выше температура образца, тем выше частота собственных термических спиновых флуктуаций f (поэтому зависимость $f(T)$ должна быть возрастающей). Изменяя температуру образца, удастся получить совпадение средней частоты собственных термических спиновых флуктуаций и частоты переменного магнитного поля, наблюдая своего рода тепловой резонанс, который проявляется в виде максимума магнитной восприимчивости при температуре T_{max} . Если частоту внешнего переменного магнитного поля изменить (уменьшить/увеличить), то «резонанс» возникнет при другой температуре T_{max} (меньшей/большей). При попытке описать температурную зависимость в рамках одномо-

дальнего распределения резонансных температур, получается обратная зависимость $T(f)$. Если же принять, что температурный максимум состоит из двух компонент, вклады которых при увеличении температуры перераспределяются, то зависимость $T(f)$ для каждого из вкладов в отдельности становится убывающей при правильном подборе весовых коэффициентов $a_{HT}(T)$ и $a_{LT}(T)$ (рис. 4).

Охлаждение вызывает уменьшение частот термических спиновых флуктуаций в обеих фазах и температур T_{HT} и T_{LT} . Доля a_{HT} высокотемпературной фазы (ей отвечает низкотемпературный пик) уменьшается, а доля a_{LT} низкотемпературной фазы (ей отвечает высокотемпературный пик) увеличивается при понижении температуры. В этих условиях максимум огибающей суммы двух гауссианов сдвигается к высоким температурам, т.е. в направлении, противоположном нормальному.

Остается вопрос, какую зависимость $T_{HT}(f)$ и $T_{LT}(f)$ следует выбрать для описания поведения каждой из фаз. «Быстрая» зависимость Аррениуса для каждой из фаз не подходит, так как при ее выборе оказывается невозможным подобрать вклады a_{HT} и a_{LT} , приводящие к наблюдаемому смещению положения результирующего пика $T_{max}(f)$. Из приведенных в литературе зависимостей подходит функция $f = f_0[(T - T_f)/T_f]^{z\nu}$, обычно применяемая для описания суперспиновых (кластерных) стекол [11,12]. Здесь f_0 — частота собственных термических флуктуаций магнитного момента («суперспина»), T_f — температура замерзания суперспинового стекла, $z\nu$ — критический показатель. В обычных спиновых стеклах $z\nu \sim 4-12$ [19], $f_0 \sim 10^{-13}$ с [20]. Кластерное стекло подобно обычному спиновому стеклу, за тем лишь исключением, что в кластерном стекле флуктуируют (и замерзают) не отдельные спины, а магнитные моменты («суперспины») коллективов атомов (наночастиц). Переход в состояние кластерного стекла наблюдается в ансамблях наночастиц с большой

долей поверхностных атомов, с разбросом осей легкого намагничивания и межчастичным взаимодействием. Ранее состояния кластерного стекла были обнаружены в массивах наночастиц маггемита $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [21,22] и вполне ожидаемы в исследуемых нами нанопроволоках.

В нашей работе согласие расчетной зависимости $T_{max}(f)$ с экспериментальной (при зависимостях $a_{HT}(T)$ и $a_{LT}(T)$, изображенных на рис. 4) наблюдается при значениях $z\nu = 3$ и $f_0 \sim 10^{-12}$ с для обеих фаз. Температуры замерзания T_f в высокотемпературной и низкотемпературной фазах равны 187 и 190 К соответственно. Таким образом, аномальную частотную зависимость динамической магнитной восприимчивости вблизи температуры спин-переориентационного перехода в нанопроволоках $\varepsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ удастся описать в рамках модели двухфазного кластерного стекла при параметрах модели, близких к описанным в литературе.

3.2. Электронный спиновый резонанс в нанопроволоках $\varepsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$

Для разделения вкладов высокотемпературной и низкотемпературной фаз в динамическую магнитную восприимчивость нами были получены спектры электронного спинового резонанса в нанопроволоках $\varepsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$, изображенные на рис. 5, при температурах 6 и 295 К. При низких температурах спектр состоял из двух линий. В спектре наблюдалась линия вблизи нулевого магнитного поля, отмеченная на рис. 5 стрелкой. Ее происхождение может быть связано с естественным ферромагнитным резонансом в нулевом магнитном поле, обнаруженным ранее [3,4]. Вторая линия отвечает электронному спиновому резонансу в низкотемпературной фазе. Положение этой линии, определяемое резонансным полем $H_{res} \sim 2,7$ кЭ, не зависело от температуры (рис. 6(б)). Для определения количества низкотемпературной фазы вычисляли

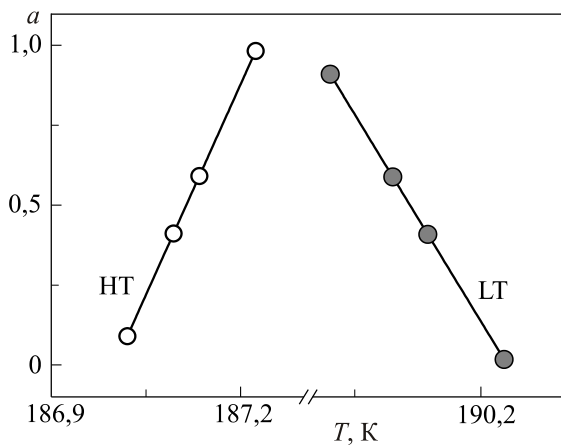


Рис. 4. Температурные зависимости вкладов a высокотемпературной и низкотемпературной фаз в мнимую часть χ'' динамической магнитной восприимчивости.

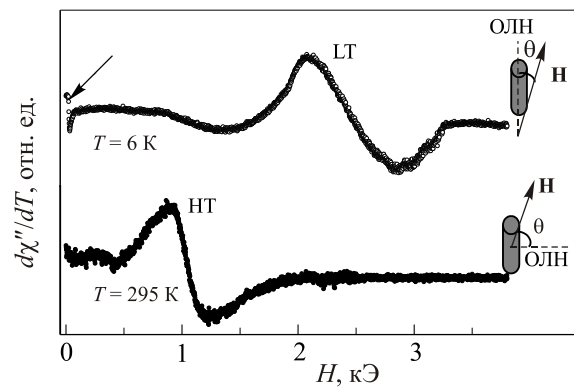


Рис. 5. Спектры электронного спинового резонанса при температурах 6 К (○) и 295 К (●). Резонансная линия, соответствующая низкотемпературной фазе, обозначена LT. Резонансная линия, соответствующая высокотемпературной фазе, обозначена HT.

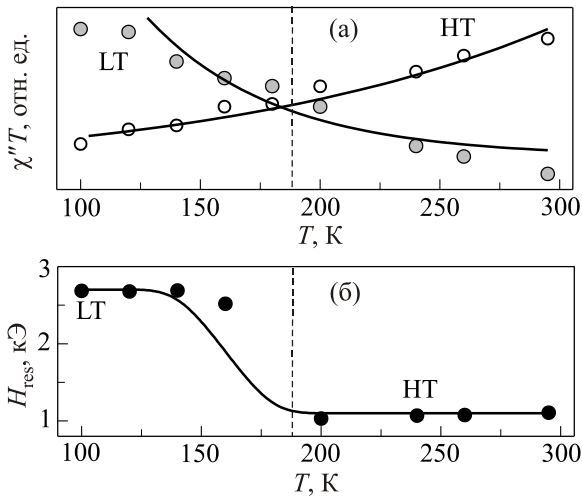


Рис. 6. Температурные зависимости произведения $\chi''T$ (а) и резонансного поля H_{res} (б) для высокотемпературной и низкотемпературной фаз.

произведение магнитной восприимчивости и температуры $\chi''T$, пропорциональное эффективному магнитному моменту (рис. 6(a)). Магнитную восприимчивость χ'' с точностью до постоянного множителя получали как произведение квадрата ширины линий ΔH , определяемой «от пика до пика», и амплитуды A : $\chi'' \sim \Delta H^2 A$. Произведение $\chi''T$, пропорциональное доле низкотемпературной фазы, убывало при повышении температуры (рис. 6(a)) точно так же, как величина a_{LT} (рис. 4).

При повышении температуры в спектре электронного спинового резонанса нанопроволок $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ возникала другая линия, отвечающая высокотемпературной фазе, с резонансным полем $H_{res} \sim 1$ кЭ (рис. 5). Положение этой линии в спектре также не зависело от температуры, а произведение $\chi''T$ возрастало при повышении температуры (рис. 6) точно так же, как величина a_{HT} . Таким образом, наблюдается переход из низкотемпературной в высокотемпературную фазу в экспериментах по электронному спиновому резонансу, которые подтверждают данные, полученные при исследовании динамической магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле.

Положение резонансных линий при прочих постоянных условиях зависит от угла θ между осью легкого намагничивания (ОЛН) образца и постоянным магнитным полем спектрометра. Чем больше угол θ , тем сильнее положение линии отклоняется от резонансного поля 3,3 кЭ, соответствующего g -фактору, равному 2. Ранее было показано, что в окрестности $T = 190$ К в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$ происходит спин-переориентационный фазовый переход, заключающийся в повороте оси легкого намагничивания, вызванном конкуренцией одноионной и диполь-дипольной магнитной анизотропий [13]. При низких температурах ОЛН всех нанопроволок направлены вдоль их осей

(оси c) и образуют некоторый угол θ с направлением магнитного поля спектрометра (рис. 5). Повышение температуры вызывает постепенный поворот ОЛН в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$, помещенных в спектрометр с фиксированным направлением постоянного магнитного поля, что приводит к увеличению θ (рис. 5). При высоких температурах ОЛН всех нанопроволок массива перпендикулярны осям нанопроволок и образуют уже больший угол θ с направлением магнитного поля спектрометра. Поэтому низкотемпературной и высокотемпературной фазам в спектре электронного спинового резонанса соответствуют линии с различными резонансными полями. Обсуждаемый переход из низкотемпературной в высокотемпературную фазу сильно «размазан» по температурной шкале из-за разброса по размерам отдельных нанопроволок. В окрестности 190 К в массиве встречаются нанопроволоки с различными направлениями легких осей (смесь фаз), поэтому при промежуточных температурах в спектре одновременно наблюдаются две линии магнитного резонанса.

4. Выводы

Спин-переориентационный переход, проявляющийся в повороте оси легкого намагничивания, приводит к существенной перестройке спектра электронного спинового резонанса в нанопроволоках $\epsilon\text{-In}_{0,24}\text{Fe}_{1,76}\text{O}_3$. Понижение температуры приводит к уменьшению интегральной интенсивности резонансной линии, отвечающей высокотемпературной фазе и увеличению интегральной интенсивности резонансной линии, отвечающей низкотемпературной фазе. При самых низких температурах в спектре наблюдается дополнительная линия вблизи нулевого магнитного поля, происхождение которой может быть связано с естественным ферромагнитным резонансом в нулевом магнитном поле.

Увеличение частоты переменного магнитного поля приводит к уменьшению температуры максимума огибающей суммы двух пиков, отвечающих высокотемпературной и низкотемпературной фазам на температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости. Температурные зависимости весовых коэффициентов этих фаз отвечают естественному термоактивационному поведению, описываемому в рамках модели суперспинового стекла.

Работа поддержана грантом Президента РФ МК-1598.2014.3.

1. J. Jin, S. Ohkoshi, and K. Hashimoto, *Adv. Mater.* **16**, 48 (2004).
2. S. Sakurai, J.-I. Shimoyama, K. Hashimoto, and S. Ohkoshi, *Chem. Phys. Lett.* **458**, 333 (2008).
3. S. Ohkoshi, S. Kuroki, S. Sakurai, K. Matsumoto, K. Sato, and S. Sasaki, *Angew. Chem.* **46**, 8392 (2007).

4. A. Namai, S. Sakurai, M. Nakajima, T. Suemoto, K. Matsumoto, M. Goto, S. Sasaki, and S. Ohkoshi, *J. Am. Chem. Soc.* **131**, 1170 (2009).
5. J. Tucek, R. Zboril, A. Namai, and S. Ohkoshi, *Chem. Mater.* **22**, 6483 (2010).
6. M. Gich, C. Frontera, A. Roig, E. Taboada, E. Molins, H.R. Rechenberg, J.D. Ardisson, W.A.A. Macedo, C. Ritter, V. Hardy, J. Sort, V. Skumryev, and J. Nogues, *Chem. Mater.* **18**, 3889 (2006).
7. M. Kurmoo, J.-L. Rehspringer, A. Hutlova, C. D'Orleans, S. Vilminot, C. Estournes, and D. Niznansky, *Chem. Mater.* **17**, 1106 (2005).
8. S. Sakurai, J. Jin, K. Hashimoto, and S. Ohkoshi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**, 1946 (2005).
9. J.O. Artman, J.C. Murphy, and S. Foner, *Phys. Rev.* **138**, A912 (1965).
10. F.J. Morin, *Phys. Rev.* **78**, 819 (1950).
11. J.L. Dormann, D. Fiorani, and E. Tronc, *Adv. Chem. Phys.* **98**, 283 (1997).
12. O. Petravic, *Superlatt. Microstruct.* **47**, 569 (2010).
13. А.И. Дмитриев, О.В. Коплак, А. Namai, H. Tokoro, S. Ohkoshi, Р.Б. Моргунов, *ФТТ* **56**, 1735 (2014).
14. А.И. Дмитриев, О.В. Коплак, А. Namai, H. Tokoro, S. Ohkoshi, Р.Б. Моргунов, *ФТТ* **55**, 2140 (2013).
15. S. Sakurai, S. Kuroki, H. Tokoro, K. Hashimoto, and S. Ohkoshi, *Adv. Funct. Mater.* **17**, 2278 (2007).
16. K. Yamada, H. Tokoro, M. Yoshikiyo, T. Yorinaga, A. Namai, and S. Ohkoshi, *J. Appl. Phys.* **111**, 07B506 (2012).
17. L. Suber, P. Imperatori, A. Mari, G. Marchegiani, M. Vasquez Mansilla, D. Fiorani, W.R. Plunkett, D. Rinaldi, C. Cannas, G. Ennasd, and D. Peddis, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **12**, 6984 (2010).
18. T.S. Berquo, R.A.L. Imbernon, A. Blot, D.R. Franco, M.C.M. Toledo, and C.S.M. Partiti, *Phys. Chem. Minerals* **34**, 287 (2007).
19. K. Nadeem, H. Krenn, T. Traussing, and I. Lefotsky-Papst, *J. Appl. Phys.* **109**, 013912 (2011).
20. M.H. Phan, N.A. Frey, H. Srikanth, M. Angst, B.C. Sales, and D. Mandrus, *J. Appl. Phys.* **105**, 07E308 (2009).
21. D. Parker, V. Dupuis, F. Ladieu, J.-P. Bouchaud, E. Dubois, R. Perzynski, and E. Vincent, *Phys. Rev. B* **77**, 104428 (2008).
22. E. Tronc, D. Fiorani, M. Nogues, A.M. Testa, F. Lucari, F. D'Orazio, J.M. Greneche, W. Wernsdorfer, N. Galvez, C. Chaneac, D. Maillly, and J. P Jolivet, *J. Magn. Magn. Mater.* **262**, 6 (2003).

Anomalous magnetization dynamics close to the temperature of spin-reorientation transition in ϵ - $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$ nanowire arrays

A.I. Dmitriev, H. Tokoro, S. Ohkoshi, and R.B. Morgunov

An anomalous direction of the shift of the temperature maximum of magnetic susceptibility with increasing magnetic field frequency was observed in ϵ - $\text{In}_{0.24}\text{Fe}_{1.76}\text{O}_3$ nanowires arrays in spite of the prediction of the theory of thermoactivated processes. The unusual effect can be explained by the redistribution of the contributions from low- and high-temperature phases to the temperature dependence of magnetic susceptibility. The magnetic state of each of the phases is described by the model of cluster magnetic glass. Separated electron spin resonance responses of these phases were distinguished.

PACS: **75.75.-c** Magnetic properties of nanostructures;
75.50.Tt Fine-particle systems; nanocrystalline materials;
75.50.Vv High coercivity materials.

Keywords: nanowires, magnetic anisotropy, spin resonance, spin glass.