Физика низких температур, 1996, т. 22, № 9, с. 1079–1086

Гистерезис и обменная анизотропия в спиновых стеклах на основе разбавленных Li-Ga-шпинелей

Н. Н. Ефимова, С. Р. Куфтерина, Ю. А. Попков

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: physdep@khsu.kharkov,ua

Е. Н. Хацько, А. С. Черный

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: khatsko@ilt.kharkov,ua

Статья поступила в редакцию 15 декабря 1995 г. , после переработки 15 февраля 1996 г.

Представлены результаты исследования гистерезисных свойств спиновых стекол (СС) на основе разбавленных ферримагнитных окислов $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$. После предварительного охлаждения образцов в магнитном поле $H_0 = 100$ Э до $T = 4,2$ К как для чистого СС ($x = 1,7$), так и для смешанного ($x = 1,45$ — ферримагнитное СС) состояний при $T = 4,2$ К наблюдаются смещенные петли гистерезиса, что является признаком однонаправленной анизотропии. Эти эффекты, как и для классических СС типа сплавов Au-Fe, исчезают при температурах ниже соответствующих температур замерзания T_f . Обсуждаются возможные механизмы формирования гистерезисных свойств и однонаправленной анизотропии. Сделан вывод о том, что в рассматриваемых объектах состояния типа СС формируются за счет конкуренции обменных взаимодействий, а анизотропия, вероятно, играет роль стабилизирующего фактора.

Подано результати дослідження гістерезисних властивостей спінових стекол (СС) на основі розбавлених ферімагнітних окислів $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$. Після попереднього охолодження зразків в магнітному полі $H_0 = 100$ Е до $T = 4,2$ К як для чистого СС ($x = 1,7$), так і для змішаного ($x = 1,45$ — ферімагнітне СС) станів при $T = 4,2$ К спостерігаються зміщені петлі гістерезису, що є ознакою односпрямованої анізотропії. Ці ефекти, як і для класичних СС типу сплавів Au-Fe, зникають при температурах нижчих ніж відповідні температури замерзання T_f . Обговорюються можливі механізми формування гістерезисних властивостей і односпрямованої анізотропії. Зроблено висновок про те, що в розглянутих об'єктах стани типу СС формуються внаслідок конкуренції обмінних взаємодій, а анізотропія, напевно, грає роль стабілізуючого фактора.

1. Введение

Для спиновых стекол (СС) одной из характерных особенностей магнитных свойств является проявление макроскопической анизотропии после того, как образец был предварительно охлажден до температуры $T < T_f$ (температура замерзания СС) во внешнем магнитном поле H_0 (режим *FC*). Присутствие в СС макроскопической анизотропии однозначно определяется в экспериментах по исследованию поперечной восприимчивости, электронного парамагнитного резонанса, вращательного момента, а также проявляется в возникновении гистерезиса удельной намагниченности $\sigma_{FC}(H)$ [1–4]. При этом в области достаточно низких температур $T << T_f$ наблюдается смещение петель гистерезиса, что служит признаком появления однонаправленной анизотропии [1–5]. Наблюдаемая экспериментально макроскопическая анизотропия СС формируется благодаря корреляциям между локальными обменными полями и полями анизотропии, которые возникают при охлаждении образца в поле H_0 до температур $T < T_f$ [1,2]. Плотность энергии анизотропии для СС может быть представлена в виде [2,6]

$$E_A = -K_1 \cos\theta + \frac{1}{2} K_2 \cos^2\theta , \tag{1}$$

где K_1 и K_2 — константы анизотропии; угол θ отсчитывается от направления остаточной намагниченности, совпадающего с направлением поля H_0 . Первое слагаемое в уравнении (1) описывает однонаправленную анизотропию и ответственно за смещение кривых намагничивания или петель гистерезиса. Существование последних непосредственно обусловлено вторым слагаемым в (1), которос соответствует одноосной или случайной трехосной анизотропии [6]. Отметим, что однонаправленная анизотропия при $T << T_f$ наблюдается не только в чистых СС, в которых существует лишь спин-стекольный порядок, но и в так называемых смешанных состояниях (ФСС), когда дальний ферро- или ферримагнитный порядок с отличной от нуля спонтанной намагниченностью I_s сосуществует с поперечным по отношению к I_s упорядочением типа СС [3,4].

Согласно расчетам ряда авторов, например [1-3], появление однонаправленной анизотропии обусловлено взаимодействием Дзялошинского—Мория (ДМ), а ее резкая температурная зависимость — частичной релаксацией локальной намагниченности, что приводит к неоднородному вращению спиновой системы. В этой модели предполагается, что с неоднородным вращением также связан одноосный вклад ($K_2 \cos^2 \theta$) в (1).

Вращательный момент, соответствующий энергии анизотропии в форме (1), может быть получен также без привлечения конкретных микроскопических механизмов формирования анизотропии, поскольку природа анизотропных взаимодействий не влияет на симметрию E_A в уравнении (1), если спин-решеточная связь может быть представлена в билинейной по спиновым переменным форме [6]. В частности, уравнение (1) может быть справедливо и для взаимодействий типа псевдодипольных при наличии случайной трехосной анизотропии, когда происходит независимая релаксация анизотропной (N, P, Q) и спиновой (n, p, q) триад, определяющих соответственно ориентацию полей анизотропии и обменных [6]. Макроскопический эффект — проявление локальной трехосной анизотропии в виде макроскопической одноосной и наличие (или отсутствие) однонаправленного вклада — определяется процессами релаксации анизотропной триады и ориентацией осей (N, P, Q).

Существенным моментом обоих подходов является то, что влияние анизотропных взаимодействий рассматривается на фоне СС или ФСС состояний, сформировавшихся в результате действия конкурирующих обменных сил. Однако возможность распространения такой идеологии на системы СС с короткодействующим обменом далеко не очевидна. Для такого рода объектов вопрос о природе состояний СС и о роли в процессе их формирования анизотропных взаимодействий остается дискуссионным [7,8]. Кроме этого, в диэлектрических системах реализуются микроскопические механизмы обмена и анизотропии, отличные от классических (металлических) СС. В более ранних работах при изучении фазовых диаграмм и свойств неупорядоченных систем с короткодействием, полученных посредством диамагнитного разбавления слабо и сильно анизотропных ферримагнитных окислов, мы уже сообщали о некоторых «анизотропных эффектах», которые не проявляются в классических СС [9–13]. Самый значительный из них — более высокие температуры замерзания в анизотропных системах, что максимально выражено в случае состояний ФСС [11–13]. С точки зрения изучения природы и механизмов формирования состояний типа СС в системах с короткодействующим обменом ценная информация может быть получена при непосредственном исследовании магнитных свойств, связанных с анизотропией — вращательного момента, гистерезиса и т.п.

В настоящей работе представлены результаты исследования гистерезисных свойств образцов разбавленной системы $\mathrm{Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4}$ с $x = 0,9$; 1,45 и 1,7. На фазовой (x,T)-диаграмме в сечении $T = 4,2$ K этим концентрациям соответствуют состояния ФСС (0,9; 1,45) и СС (1,7), формирование которых можно объяснить в рамках обменной модели [9,11,14]. В классе ферримагнитных окислов шпинели Li-Ga с $x = 0–1,2$ относятся к числу слабо анизотропных соединений, энергия анизотропии которых обусловлена одноионным механизмом [15,16]. При исследовании гистерезисных свойств в выбранных концентрационных сечениях мы предполагали получить информацию о том, как влияет возникновение неупорядоченности типа СС на проявление и характер макроскопической анизотропии.

2. Методика измерений и образцы

Для измерений использованы поликристаллические образцы, синтезированные по стандартной керамической технологии (путем реакции в твердой фазе) с использованием в качестве сырья карбонатов и окислов соответствующих металлов марки «чда». Однофазность образцов и их однородность по составу контролировались рентгенографическим методом.

Гистерезисные циклы при $T = 4,2$; 10 и 25 K были измерены на образцах в форме дисков (диаметр ~ 1,2 мм, толщина ~ 0,5мм), предварительно охлажденных до температуры 4,2 K в постоянном поле $H_0 = 100$ Э. Исследования выполнены на вибрационном магнитометре (чувствительность по намагниченности ~ 1 Гс·см^3·г$^{-1}$), принцип работы которого состоит в следующем. Образец, жестко закрепленный на штоке, помещался в одну из секций измерительной катушки. Катушка находилась в продольном магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим соленоидом. Шток связан с вибратором, изготовленным на базе электромагнитного реле. Переменное напряжение (15 Гц), подаваемое на вибратор, обеспечивало колебания образца с частотой 30 Гц. Контроль амплитуды колебаний осуществлялся специальным устройством (дополнительная катушка, взаимодействующая с небольшим постоянным магнитом, закрепленным на штоке), сигнал с которого подавался на основной канал усиления. Сигнал с измерительной катушки, изготовленной из двух секций со встречной намоткой, усиливался селективным и синхронным усилителями, а затем подавался на двухкоординатный самописец. Полная развертка по полю (гистерезисный цикл) осуществлялась в течение 30-60 мин. Необходимо отметить, что при измерениях контролировалось отсутствие замороженного магнитного потока в сверхпроводящем соленоиде. Для калибровки были проведены измерения на шпинели Li-Ga с $x = 1{,}35$, которая ранее была исследована в полях, создаваемых обычным соленоидом [17]. В пределах точности измерений ($\pm$ 2 Э) значения коэрцитивной силы H_c^+ и H_c^- совпадали с полученными в [17]. Поскольку в [17] был использован образец в виде цилиндра (длина ~ 8 мм, диаметр ~ 1,2 мм), это также подтверждало вывод авторов работы [18] о том, что величины H_c^+ и H_c^- не зависят от размагничивающего фактора образцов.

3. Экспериментальные результаты

Основные экспериментальные результаты, иллюстрирующие изменение гистерезисных свойств шпинелей Li-Ga при увеличении содержания немагнитных ионов Ga^{3+} (x) и температуры, представлены на рис. 1. Видно, что для образцов с $x = 1{,}45$ и 1,7 при $T = 4{,}2$ К отчетливо выражена асимметрия петель гистерезиса относительно обеих осей (I и H), но для $x = 0{,}9$ петля симметрична. При повышении температуры ($T = 10$ К) для всех рассмотренных концентраций немагнитных ионов наблюдаются симметричные зависимости $I(H)$. Отметим, что $T = 10$ К ниже соответствующих температур замерзания $T_f = 38$ К для состояния ФСС при $x = 1{,}45$ и $T_f = 14$ К для состояния СС при $x = 1{,}7$ [9]. Как следует из полученных нами результатов, в малых полях эффекты однонаправленной анизотропии проявляются не только в смещении петель гистерезиса относительно оси I (отличающиеся значения H_c^+ и H_c^-), но и относительно оси H. При варьировании перемагничивающего поля в интервале $-H_0 \le H \le H_0$

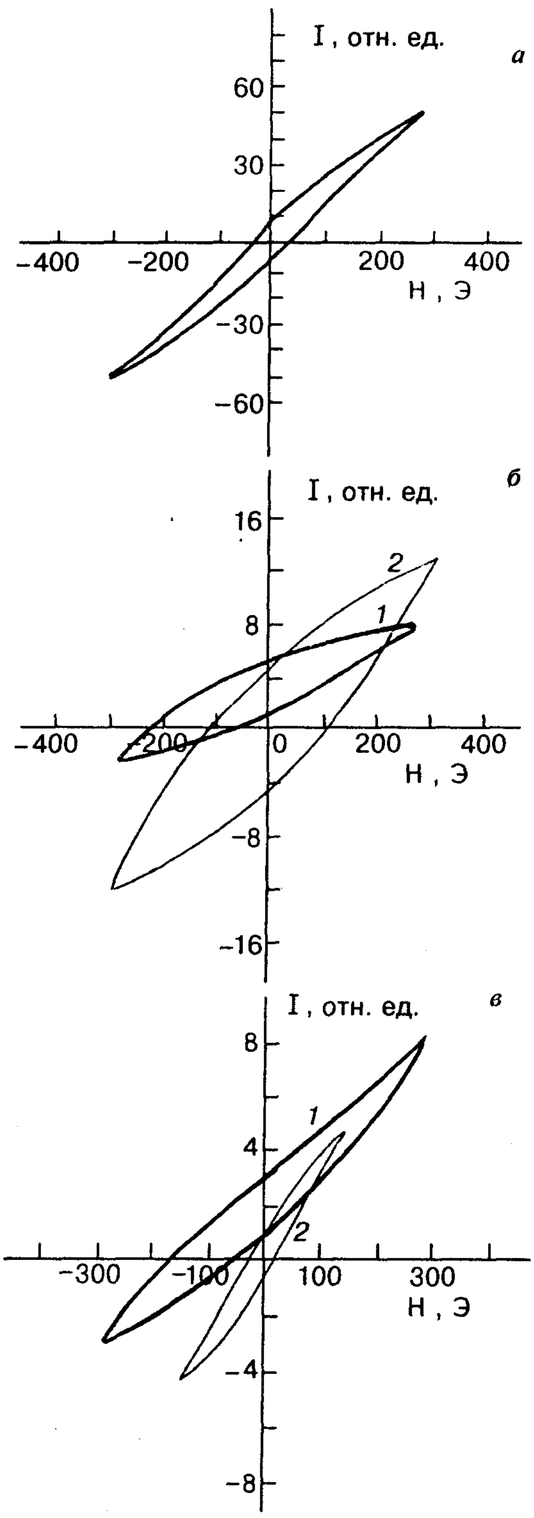

Рис. 1. Петли гистерезиса образцов $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$ после предварительного охлаждения образца до $T = 4{,}2$ К в поле $H_0 = 100$ Э при различных x: $x = 0{,}9$; измерения при $T = 4{,}2$ и 10 К (кривые совпадают) (*а*); $x = 1{,}45$; измерения при $T = 4{,}2$ (*1*) и 10 К (*2*) (*б*); $x = 1{,}7$; измерения при $T = 4{,}2$ (*1*) и 25 К (*2*) (*в*).

($H_0 = 100$ Э — продольное поле, приложенное при охлаждении образца до $T = 4{,}2$ К) изменение знака намагниченности I, т.е. перемагничивание, не наблюдалось: гистерезисная петля располагалась в верхней полуплоскости ($I > 0$). Это показывает, что, хотя процесс возникновения однонаправленной анизотропии обусловлен охлаждением в поле $H_0 \neq 0$, ее величина не определяется значением H_0, а, следовательно, как и в классических СС, не зависит от остаточной намагниченности $I_r = f(H_0)$ [1,2]. Таким образом, в образцах с $x = 1{,}45$ (ФСС) и 1,7 (СС), подобно тому как и в классических системах СС, при $T < T_f$ наблюдается появление однонаправленной анизотропии, признаком которой служат смещенные петли гистерезиса. Величина этой анизотропии тоже резко убывает при повышении температуры. Вместе с тем, однако, полной аналогии гистерезисных свойств металлических СС и рассматриваемой системы нет.

Одной из отличительных особенностей поведения является то, что петли гистерезиса, как видно из данных на рис. 1,*б,в*, имеют пологую форму, тогда как для классических СС в большинстве случаев характерно резкое перемагничивание при $H = H_c^+$, H_c^- [2]. Обсуждая этот вопрос, в первую очередь следует обратить внимание на влияние полей размагничивания $-H_d = IN$, где I — намагниченность, а N — размагничивающий фактор образца. В нашем случае образцы имеют большой размагничивающий фактор, так что коррекция гистерезисных кривых с учетом полей размагничивания, безусловно, должна несколько «исправить» их форму [18]. Однако из сравнения хода смещенных ($T = 4{,}2$ К) и симметричных ($T = 10$ и 25 К) петель гистерезиса с очевидностью следует, что это принципиально не изменит ситуацию. Действительно, петли гистерезиса при различных температурах измерялись в одинаковых условиях, но ход высокотемпературных кривых гораздо круче и, как следует из данных на рис. 1,*в*, это не связано с увеличением остаточной намагниченности. Поэтому в рассматриваемых образцах ход кривых $I(H)$, действительно, более пологий, чем в классических СС и отражает специфику проходящих в них процессов перемагничивания.

Рассмотрим более подробно, как изменяются гистерезисные свойства при увеличении концентрации немагнитных ионов Ga^{3+}, что соответствует в области состояний ФСС приближению к мультикритической точке (x,T)-диаграммы ($x_0 = 1{,}5$) и последующему переходу в состояние СС для образца с $x = 1{,}7$ [9]. Если сравнить данные для образцов с $x = 1{,}35$ [17] и 1,45 (рис. 1,*б*) при $T = 4{,}2$ К, то можно отметить, что с увеличением x общая асимметрия петель гистерезиса возрастает, что свидетельствует об увеличении однонаправленной анизотропии. Для $x = 1{,}35$ коэрцитивные силы $H_c^+ = 110$ Э и $H_c^- = -170$ Э, тогда как для $x = 1{,}45$ обе ветви петли пересекают ось H в области отрицательных значений, так что $H_c^+ = -25$ Э и $H_c^- = -230$ Э. Такой же характер смещения наблюдается и для образца СС (рис. 1,*в*): соответствующие значения $H_c^+ = -50$ Э, $H_c^- = -170$ Э. Если оценить величину коэрцитивности (H_c) по ширине петли гистерезиса в сечении $I = 0$, взяв ее половинное значение, то полученные значения составляют для $x = 0{,}9$; 1,35; 1,45 и 1,7 соответственно 25; 140; 102 и 60 Э.

Для симметричных петель гистерезиса коэрцитивность H_c уменьшается по сравнению со значениями при 4,2 К для всех образцов, кроме $x = 1{,}45$, где ее величина составляет по-прежнему ~ 100 Э. При этом для $x = 1{,}35$ коэрцитивная сила H_c понижается довольно значительно (до 40 Э).

4. Обсуждение результатов

Гистерезис. Гистерезисные свойства (коэрцитивность) разбавленных Li-Ga-шпинелей, находящихся в неупорядоченных состояниях типа ФСС или СС, можно удовлетворительно объяснить в рамках модели, учитывающей наличие одноионной анизотропии, а также зависимости типа процессов намагничивания — перемагничивания от особенностей магнитной структуры при различных концентрациях Ga^{3+}. Для рассматриваемых соединений второе слагаемое в (1), очевидно, должно соответствовать кубической анизотропии, которая определяется алгебраической суммой одноионных вкладов магнитных ионов (Fe^{3+}) в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках шпинели [15,16]. Если использовать разложение энергии анизотропии в ряд по направляющим косинусам спонтанной намагниченности α_i [5]

$$E_A = K_1' \sum_{i \neq j} \alpha_i^2 \alpha_j^2 + K_2' \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 , \qquad (2)$$

то для незамещенной литиевой шпинели при $T = 0$ К анизотропия $K_1' = -1{,}5 \cdot 10^5$ эрг·см$^{-3}$ $|K_1'| > |K_2'|$ [15]. При этом коэрцитивная сила H_c не превышает нескольких эрстед, а петля гистерезиса имеет прямоугольную форму; в процессах намагничивания — перемагничивания главную роль играют смещения доменных границ и задержка роста зародышей перемагничивания [19].

При диамагнитном замещении $Ga^{3+} \rightarrow Fe^{3+}$ анизотропия ($|K_1'|$, $|K_2'|$) понижается. При этом петля гистерезиса, как видно из данных на рис. 1,*а* становится пологой, а ее ширина, т.е. H_c, увеличивается. Такое изменение гистерезисных свойств можно объяснить тем, что в интервале концентраций немагнитных ионов $0,9 \le x \le 1,2$ происходит локальное нарушение коллинеарного ферримагнитного упорядочения [14]. Области локальной неколлинеарности служат центрами пиннинга доменных границ, чем и объясняется увеличение H_c и изменение формы петли.

При $x > 1,2$ спиновое упорядочение становится пространственно резко неоднородным и соответствующую магнитную структуру можно представить в виде двух обменносвязанных подсистем — матрицы сильно разупорядоченных спинов и внедренных в нее кластеров, в пределах которых сохраняется близкое к коллинеарному ферримагнитное упорядочение [9,11,17]. Тип магнитного состояния такой неоднородной системы зависит от концентрации (x), температуры и магнитного поля [9,11]. Вследствие увеличивающейся с ростом x степени разупорядочения спинов подвижность границ уменьшается, поэтому в процессах намагничивания все бо́льшую роль должны играть процессы вращения [20]. О таком изменении характера процессов намагничивания с ростом x свидетельствует ход изотерм удельной намагниченности $\sigma_T(H)$ при $T = 4,2$ К, представленных на рис. 2. Для образца с $x = 0$ — незамещенная Li-шпинель — наблюдается типичная для магнитомягких материалов кривая намагничивания $\sigma(H)$. Для образца с $x = 0,9$ область подхода к насыщению, где намагничивание осуществляется за счет процессов вращения, имеет уже несколько большую протяженность по полю. Для случая $x = 1,35$ интенсивное увеличение намагниченности наблюдается вплоть до полей $H \sim 20$ кЭ, но и при $H > 20$ кЭ полного насыщения нет. В этой области магнитных полей восприимчивость составляет $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ см$^3 \cdot$г$^{-1}$. Еще более ярко выражены описанные изменения кривых намагничивания при $x = 1,45$. Наконец, при $x = 1,7$ во всей области полей $H \le 50$ кЭ идет интенсивное намагничивание, хотя с увеличением поля восприимчивость постепенно уменьшается. Восприимчивость на начальном участке кривой намагничивания $\sigma(H)$ уменьшается с увеличением x, и при этом форма изотерм намагниченности становится все более похожей на соответствующие кривые $\sigma(H)$ высокоанизотропных магнитожестких материалов или, учитывая отсутствие насыщения, кривые намагничивания суперпарамагнетиков. В обоих этих случаях, как известно, намагничивание обусловлено процессами вращения [5]. В рамках таких представлений одинаковые значения H_c при $T = 4,2$ и 10 К для образца с $x = 1,45$ можно объяснить преобладанием процессов вращения, так как в этом случае $H_c \sim K_1'/I_s$, а K_1' и I_s в этой температурной области практически не изменяются [9,15]. Однако в случае $x = 1,35$ наблюдается поведение, характерное для многих соединений, находящихся в ФСС состояниях: H_c увеличивается при $T \rightarrow 0$ К, что объясняется усиливающимся пиннингом доменных границ [20]. Более низкие, чем для $x = 1,35$, значения H_c для образца с $x = 1,45$ можно объяснить тем, что на рис. 1 представлены не предельные, а частные гистерезисные циклы, т.е. в малых полях. При процессах вращения интервал полей, в которых наблюдается обратимое намагничивание, как правило, шире, чем при процессах смещения доменных границ. Вследствие этого для магнитожестких материалов, характеризующихся большими величинами H_c на предельной петле, в низких полях могут наблюдаться вообще безгистерезисные кривые [5,16]. Результаты, полученные для спин-стекольного образца с $x = 1,7$, также полностью согласуются с обсуждаемой моделью обусловленности характера процессов намагничивания неоднородностью магнитной структуры. Как видно из данных на рис. 1,*в*, для $x = 1,7$ гистерезис существует даже при $T = 25$ К, что значительно превы-

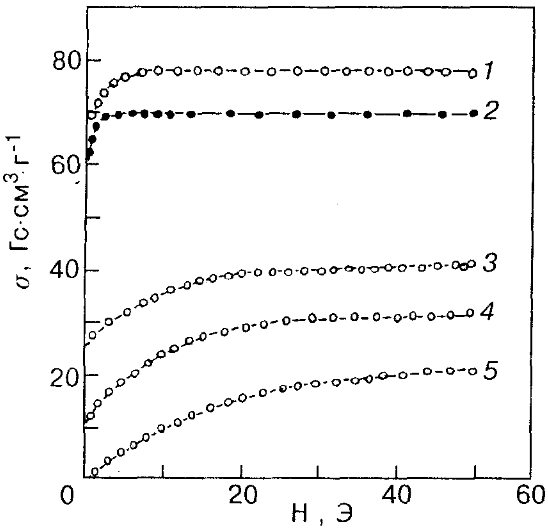

Рис. 2. Изотермы намагниченности при $T = 4,2$ К образцов $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$ при различных x: 0,9 (*1*); 0 (*2*); 1,35 (*3*); 1,45 (*4*); 1,7 (*5*).

шает T_f. При $T > T_f$ в целом по объему образца реализуется состояние типа суперпарамагнитного, т.е. отсутствует дальний магнитный порядок любого типа. Однако часть кластеров еще сохраняет однодоменное состояние, вследствие чего $H_c \neq 0$. Из изложенного выше также вытекает, что резкого, как в классических СС, когерентного перемагничивания всех спинов в рассматриваемых объектах не может быть по нескольким причинам: из-за наличия доменов и неоднородностей магнитной структуры, а также из-за присутствия по меньшей мере двух типов релаксационных процессов, связанных соответственно со спинами в матрице и кластерами.

Однонаправленная анизотропия. При обсуждении источников однонаправленной анизотропии прежде всего рассмотрим механизмы, подобные реализующимся в классических СС, — взаимодействия Дзялошинского—Мория и псевдодипольное. При определенных условиях такого рода взаимодействия возникают и в диэлектриках, к числу которых принадлежит большинство ферримагнитных окислов. Они представляют собой анизотропную часть обменного взаимодействия и создают анизотропию, обусловленную парным взаимодействием спинов. С учетом спин-орбитальной связи энергию косвенного обменного взаимодействия магнитного иона со своим ближайшим окружением можно представить в форме [21]

$$E_{ex} = \sum_{z} \left(I_{ij}\,\mathbf{S}_i\,\mathbf{S}_j + \mathbf{D}_{ij}[\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j\,] + \mathbf{S}_i\,\Gamma_{ij}\,\mathbf{S}_j \right). \quad (3)$$

Суммирование проводится по z ближайшим соседям; J_{ij} — интеграл изотропного косвенного обмена; $\mathbf{D}_{ij}$ — вектор Дзялошинского—Мория; Γ_{ij} — тензор. Последние два члена уравнения (3) описывают анизотропию обменного взаимодействия, причем антисимметричный обмен $D_{ij} \sim J_{ij}(\Delta g/g)$, а псевдодипольное взаимодействие $\Gamma_{ij} \sim J_{ij}(\Delta g/g)^2$. Вклад спин-орбитального взаимодействия учитывается величиной $\Delta g \sim \lambda$ (константа LS-связи), величина которой равна отклонению g-фактора от чисто спинового значения, равного двум.

Появление взаимодействия Дзялошинского—Мория в значительной степени определяется симметрией решетки, но, как подчеркивается рядом авторов, вероятность того, что $D_{ij} \neq 0$ возрастает для неколлинеарных спиновых конфигураций [1–3,21]. Антисимметричный обмен в уравнении (3) по порядку величины больше псевдодипольного взаимодействия, поэтому в формировании однонаправленной анизотропии шпинелей Li-Ga, вероятно, этому механизму принадлежит ведущая роль, хотя полностью игнорировать псевдодипольное взаимодействие, возможно, тоже нельзя. Если в качестве отправной точки взять тезис о том, что $D_{ij} \neq 0$ для неколлинеарных обменно взаимодействующих спинов, то наблюдающаяся для шпинелей Li-Ga зависимость эффектов однонаправленной анизотропии от содержания Ga^{3+} (x) вполне логична. Чем больше степень разбавления, тем значительнее нарушение коллинеарности и тем большее число спинов участвует в формировании этого вида анизотропии. Поэтому с увеличением x петли гистерезиса становятся все более смещенными. Для случая $x = 0,9$ неколлинеарность спинов выражена еще очень слабо, поэтому однонаправленная анизотропия практически отсутствует и петли гистерезиса симметричны.

Обсуждая вопрос об источниках однонаправленной анизотропии шпинелей Li-Ga, нельзя не упомянуть еще об одном механизме. Эффекты однонаправленной анизотропии могут возникать вследствие обменного взаимодействия на границе двух соседних фаз с отличающимся спиновым упорядочением. Они наблюдались задолго до обнаружения состояний СС, в том числе для ряда ферро- и ферримагнетиков сложных составов [5]. В рамках общей феноменологической теории гетерогенных веществ с сосуществующими магнитными фазами, наличие резких границ между которыми не обязательно, для энергии анизотропии было получено выражение, представленное уравнением (1) [22]. На первый взгляд, именно этот механизм является наиболее приемлемым для рассматриваемых в работе объектов — обменное взаимодействие ферримагнитных кластеров с матрицей фрустрированных спинов. Вместе с тем при более детальном анализе ситуации возможность реализации такого механизма в Li-Ga-шпинелях вызывает серьезные сомнения. Так, согласно [22], однонаправленная анизотропия появляется лишь при условии, что энергия анизотропии антиферромагнитной подсистемы превышает энергию обменного взаимодействия между сосуществующими фазами. В нашем случае в роли ФМ и АФМ подсистем естественно рассматривать кластеры и матрицу разупорядоченных фрустрированных спинов. Мерой их взаимодействия (нижней границей) для ФСС состояний ($x < 1,5$), скорее всего, должна служить точка Кюри T_C, а для СС ($x > 1,5$) — температура замерзания T_f. Отсюда вытекает, что основное условие (критерий) появления однонаправленной анизотропии в гетерогенных соединениях, выведенное в [22], здесь вряд ли выполняется. Дополнительным подтверждением этого служит резкая, как и в классических СС, температурная зависимость однонаправленной анизотропии, чего не предсказывает теория [22]. Наконец, с точки зрения механизма «сосуществующих фаз» протяженность температурной области существования однонаправленной анизотропии в исследуемых образцах должна зависеть от концентрации ионов Ga^{3+}, что экспериментально не установлено. Таким образом, из возможных (известных на сегодняшний день микроскопических механизмов формирования однонаправленной анизотропии [1–3, 6,22] наиболее вероятным для разбавленных шпинелей Li-Ga является взаимодействие Дзялошинского—Мория между обменносвязанными неколлинеарными спинами.

Заключение

С целью установления связи между типами магнитных состояний, реализующихся в разбавленных ферримагнитных шпинелях $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$, и анизотропией было проведено исследование при низких температурах гистерезисных свойств поликристаллических образцов с $x = 0,9$; 1,45 и 1,7. На фазовой (x, T)-диаграмме в сечении $T = 4,2$ К этим концентрациям немагнитных ионов Ga^{3+} соответствуют смешанные ФСС состояния ($x = 0,9$; 1,45) и СС состояние ($x = 1,7$). В результате проведенных исследований установлено, что после предварительного охлаждения до 4,2 К в постоянном магнитном поле $H_0 = 100$ Э для образцов с $x = 1,45$ и 1,7 наблюдаются смещенные петли гистерезиса, что свидетельствует о наличии при $T = 4,2$ К однонаправленной анизотропии. Учитывая ранее полученные данные для ФСС образца с $x = 1,35$ [17], можно констатировать, что с увеличением концентрации ионов Ga^{3+} эффекты однонаправленной анизотропии усиливаются. При повышении температуры до 10 К, что для всех образцов ниже значений температур замерзания T_f, асимметрия петель гистерезиса, а следовательно, и однонаправленная анизотропия исчезают. Наиболее вероятным микроскопическим источником однонаправленной анизотропии является взаимодействие Дзялошинского—Мория между неколлинеарными спинами.

Существование гистерезиса и зависимость ширины петли (коэрцитивной силы) от концентрации Ga^{3+} (x) можно удовлетворительно объяснить наличие в Li-Ga-шпинелях типичной для ферримагнитных окислов одноионной анизотропии и изменением с ростом x характера преобладающих процессов перемагничивания.

Основным результатом работы является то, что для исследованной системы мы не получили явных свидетельств непосредственного влияния анизотропии на переход в неупорядоченные состояния типа СС при $T = T_f$. Одноионная анизотропия существует при любом содержании магнитоактивных ионов Fe^{3+}, а однонаправленная, как и в классических СС, появляется лишь при $T < T_f$ на фоне и за счет сформированного обменным взаимодействием спинового упорядочения. Тем не менее априори этот результат не может быть обобщен на системы с сильной анизотропией, особенно если она имеет случайный характер. Можно предположить, что для слабо анизотропных систем типа Li-Ga-шпинелей анизотропия играет, хотя и важную, но пассивную роль и выступает как стабилизирующий фактор для неупорядоченных магнитных состояний, которые формируются под действием обменного взаимодействия. Отметим, что подобная ситуация имеет место и для обычных антиферромагнетиков: АФ упорядочение является результатом действия обменных сил, но из квантовомеханического рассмотрения следует, что основное состояние устойчиво лишь в присутствии анизотропии [23] или неопределенности мультиплетности [24].

1. P. M. Levy and A. Fert, *J. Appl. Phys.* **52**, 1718 (1981).
2. P. M. Levy, C. Morgan-Pond, and A. Fert, *J. Appl. Phys.* **53**, 2168 (1982).
3. I. A. Campbell, H. Hurdequint, and F. Hippert, *Phys. Rev.* B**33**, 3549 (1986).
4. J. S. Kouvel and W. Abdul-Pazzaq, *J. Magn. Magn. Mat.* **53**, 139, (1985).
5. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
6. W. M. Saslow, *Phys. Rev.* B**27**, 6873 (1983).
7. K. Binder and A. P. Youeng, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
8. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *УФН* **157**, 267 (1989).
9. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко, *ЖЭТФ* **90**, 1413 (1986).
10. Н. Н. Ефимова, Н. В. Ткаченко, И. И. Боковой, *ФТТ* **31**, 254 (1989).
11. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко, *ФНТ* **16**, 1565 (1990).
12. Н. Н. Ефимова, Н. В. Ткаченко, А. В. Борисенко, *ФТТ* **29**, 1331 (1987).
13. Н. Н. Ефимова, С. Р. Куфтерина, *ФНТ* **20**, 338 (1994).
14. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, С. Р. Куфтерина, М. Халиби, В. А. Перваков, В. И. Овчаренко, Н. Ю. Тютрюмова, *ФНТ* **20**, 546 (1994).
15. M. I. Darby and E. D. Isaac, *IEEE Transact. Magn. Mag.* *-10*, 259 (1974).
16. С. Ф. Крупичка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*, Мир, Москва (1976).
17. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Г. А. Такзей, А. Б. Сурженко, А. М. Двоеглазов, *ФТТ* **36**, 546, (1994).
18. S. Senoussi and Y. Oner, *J. Appl. Phys.* **57**, 3465 (1985).
19. Н. Н. Олейников, Ю. Д. Третьяков, В. А. Граник, В. И. Фадеева, А. П. Можаев, Ю. Г. Метлин, в кн. : *Ферримагнетизм*, Изд-во МГУ (1975).
20. J. Hubsch and G. Gavoille, *Phys. Rev.* B**26**, 3816 (1982).
21. T. Moriya, *Phys. Rev.* B**26**, 91 (1960).
22. К. Б. Власов, А. И. Мицек, *ФММ* **14**, 487 (1962).
23. J. M. Ziman, *Proc. Phys. Soc.* **65**, 540 (1952).
24. С. В. Вонсовский, М. С. Свирский, *ЖЭТФ* **57**, 251 (1969).

Hysteresis and exchange anisotropy of spin glasses based on diluted Li-Ga spinels

N. N. Efimova, S. R. Kufterina, Yu. A. Popkov, E. N. Khatsko, and A. S. Cherny

The results of an investigation of hysteresis properties of spin glasses (SG) based on diluted ferromagnetic oxides $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$ are given after precooling of the samples in magnetic field $H_0 = 100$ Oe down to $T = 4.2$ K, a shift of hysteresis loops has been observed for a pure ($x = 1.7$) SG as well as for a mixed state ($x = 1.45$), the ferrimagnetic SG) at $T = 4.2$ K that is an indication of the unidirectional anisotropy. As in the case of classical Au-Fe alloy-type SGs, no such effects have been observed at temperatures below the freezing point, T_f. The mechanisms responsible for a formation of the hysteretic properties and unidirectional anisotropy are considered. The conclusion is made that in the objects under consideration the states of the SG-type are formed due to competitive exchange interactions and anisotropy, perhaps, is a stabilizing factor.