

Н. Н. Ефимова
 Температурная зависимость высокополевой намагниченности разбавленных шпинелей с кластерными магнитными структурами
 N. N. Efimova

Temperature dependence of high-field magnetization of dilute spinels with cluster-type magnetic structures
 1063

Температурная зависимость высокополевой намагниченности разбавленных шпинелей с кластерными магнитными структурами

Н. Н. Ефимова

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
 E-mail: alexander.v.vankevich@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 17 июня 1998 г.

В интервале температур 4,2–380 К в полях до 25 кЭ проведено исследование изотерм $\sigma_T(H)$ и высокополевых политерм намагниченности $\sigma_H(T)$ поликристаллических образцов разбавленной спин-стекольной системы $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ с концентрациями немагнитных ионов Ga^{3+} $x = 1,4$ и $1,6$, близкими к мультикритической точке x - T -диаграммы ($x_0 = 1,5$), в окрестностях которой все типы магнитных состояний имеют пространственно неоднородные структуры кластерного типа. Установлено, что в парамагнитной области температур ($T > T_f = 18$ К, $x = 1,6$ и $T > T_C = 160$ К, $x = 1,4$) при $H \geq 10$ кЭ зависимости $\sigma_H(T)$ следуют закону Блоха $T^{3/2}$, что объясняется возбуждением спиновых волн в пределах отдельных невзаимодействующих кластеров. Закон $T^{3/2}$ нарушается при $T < T_f$ для $x = 1,6$, но выполняется при $T < T_C$ для $x = 1,4$. Отчетливое проявление фазового перехода в точке Кюри в виде излома на линейной зависимости $\sigma_H(T^{3/2})$ свидетельствует о кооперативном характере спин-волновых возбуждений: их спектр при $T \leq T_C$ формируется всем кристаллом в целом – кластерами и матрицей, благодаря которой между кластерами устанавливается дальнедействующая обменная связь. При низких температурах отклонение от закона $T^{3/2}$ наблюдается при $T \sim 50$ К, где ранее нами в образце с $x = 1,4$ был обнаружен фазовый переход первого рода.

В інтервалі температур 4,2–380 К у полях до 25 кЕ здійснено дослідження ізотерм $\sigma_T(H)$ та високопольових політерм намагніченості $\sigma_H(T)$ полікристалічних зразків розбавленої спин-скляної системи $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ з концентраціями немагнітних іонів Ga^{3+} $x = 1,4$ та $1,6$, близькими до мультикритичної точки x - T -діаграми ($x_0 = 1,5$), поблизу якої усі типи магнітних станів мають просторово неоднорідні структури кластерного типу. Встановлено, що в парамагнітній області температур ($T > T_f = 18$ К, $x = 1,6$ і $T > T_C = 160$ К, $x = 1,4$) при $H \geq 10$ кЕ залежності $\sigma_H(T)$ підпорядковані закону Блоха $T^{3/2}$, що пояснюється збудженням спинових хвиль в межах окремих невзаємодіючих кластерів. Закон $T^{3/2}$ порушується при $T < T_f$ для $x = 1,6$, але виконується при $T < T_C$ для $x = 1,4$. Чіткий прояв фазового переходу у точці Кюрі у вигляді злому на лінійній залежності $\sigma_H(T^{3/2})$ свідчить про кооперативний характер спин-хвильових збуджень, спектр яких при $T \leq T_C$ формується усім кристалом в цілому – кластерами та матрицею, завдяки якій між кластерами здійснюється далекодійчий обмінний зв'язок. При низьких температурах відхилення від закону $T^{3/2}$ спостерігається при $T \sim 50$ К, де раніше нами для зразка з $x = 1,4$ було знайдено фазовий перехід першого роду.

PACS: 75.50.Bb

1. Введение

Многочисленные экспериментальные исследования спин-стекольных систем (магнетики с конку-

рирующими обменными взаимодействиями) [1–5] показали, что их фазовые x - T -диаграммы для разбавленных ферро- или ферримангнетиков (в

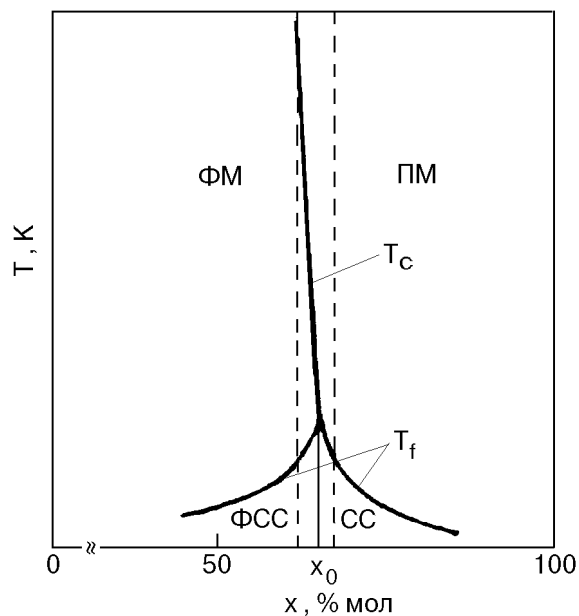


Рис. 1. Схематический вид фазовой x - T -диаграммы разбавленных спин-стекольных систем; x — степень разбавления. Расшифровка обозначений приведена в тексте.

обоих случаях ниже будет использована аббревиатура ФМ) соответствуют некоторому общему типу, схематически показанному на рис. 1. При концентрациях немагнитных ионов $x \geq x_0$ (x_0 — мультикритическая точка x - T -диаграммы) дальний ФМ порядок отсутствует при всех температурах $T \geq 0$ К, но при температуре T_f происходит переход из парамагнитного в спин-стекольное состояние (ПМ \rightarrow СС) — линия $T_f(x)$ на фазовой диаграмме. Неупорядоченные состояния, имеющие при $T < T_f$ те же феноменологические признаки, что и СС, в определенном интервале концентраций существуют и при $x < x_0$ — возвратная (reentrant) область x - T -диаграммы. Здесь при понижении температуры в точке Кюри T_C происходит переход ПМ \rightarrow ФМ, а затем — ФМ \rightarrow ФСС при $T = T_f$. В состоянии ферро-, ферромагнитного спинового стекла (ФСС) отличная от нуля спонтанная намагниченность ($\sigma_S \neq 0$) сосуществует с типичными спин-стекольными свойствами [1–5]. В магнитном поле H переход в спин-стекольные состояния обоих типов происходит вдоль линий $T_f(H)$, причем величины T_f уменьшаются с ростом H по линиям критического поведения Альмейда — Таулесса и Габэ — Тулуза [3,5].

В общих чертах экспериментальные фазовые диаграммы (рис. 1) согласуются с теоретическими, рассчитанными в среднеполевой модели с бесконечным радиусом в

предположении, что магнитные состояния являются однородными [1–4]. Однако в реальных магнетиках (особенно разбавленных, с короткодействующим обменом) при $x \approx x_0$ все типы магнитных состояний имеют пространственно неоднородные структуры кластерного типа, что регистрируется нейтронографически и проявляется в виде своеобразных особенностей магнитных свойств [1,5,6]. Нельзя исключить также, что присутствие пространственной неоднородности кластерного типа влияет и на характер спектра магнитных возбуждений [7,8]. Теоретический вывод о существовании в спиновых стеклах спиновых волн с линейным законом дисперсии [9] не согласуется с наблюдающейся экспериментально при $T < T_f$ зависимостью теплоемкости $C(T) \sim T$ [1,10]. Кроме того, данные, полученные при попытках непосредственного обнаружения спиновых волн в ФСС и СС состояниях методом неупругого рассеяния нейтронов, довольно противоречивы [1,11–16]. Так, например, для системы Ni—Mn сообщалось как о существовании спиновых волн при $T < T_f$ [12], так и об их отсутствии [11,13]. Для канонической спин-стекольной системы с короткодействием (Eu—Sr)S спиновые волны были обнаружены не только при $T < T_f$ (возвратная и СС области фазовой диаграммы), но и при $T > T_f$ в ПМ состоянии [14]. При этом спектр неупругого рассеяния не претерпевал никаких изменений при переходе ПМ \rightarrow СС. В работе [14] исследования выполнены на образцах с концентрациями x , близкими к мультикритической точке x - T -диаграммы. Учитывая это, трудно сделать однозначный вывод о «происхождении» регистрируемых спиновых волн, т.е. являются ли они кооперативными возбуждениями в обычном понимании или отражают локальные процессы в кластерах, упорядоченных ферромагнитно.

Таким образом, проблема существования в неупорядоченных спин-стекольных состояниях коллективных возбуждений типа спиновых волн перекрывается с другой, а именно, проблемой формирования спектра возбуждений в пространственно неоднородных состояниях. В спин-стекольных системах эта задача, в общем, отличается от рассматриваемой в теории перколяции, где конечные кластеры не взаимодействуют с бесконечным (сетка протекания) и друг с другом [8]. Образование пространственно неоднородных состояний в разбавленных магнетиках является следствием

композиционного беспорядка (неравномерное распределение в решетке магнитных и немагнитных атомов); их структуру можно представить в виде совокупности двух обменно связанных подсистем — кластеров и матрицы [1,5,6, 17,18]. Из-за повышенного содержания немагнитных атомов обмен в матрице ослаблен, а конкуренция обменных взаимодействий способствует появлению фрустрированных связей. Именно матрицей определяется характер магнитного состояния кристалла в целом (ФМ, ФСС, СС или ПМ), тогда как в пределах кластеров сохраняется ФМ упорядочение [5,6,17,18]. Экспериментальное изучение формирования спектра возбуждений в обменно связанной системе кластеры—матрицы при различных состояниях последней (т.е. ФМ, ФСС и СС состояния кристалла в целом) представляет несомненный интерес. В отличие от предшествующих [11–16] в настоящей работе для этих целей использован интегральный метод — исследование температурных зависимостей высокополевой намагниченности σ_H .

2. Задача и объекты исследования

В работе представлены результаты исследования температурных зависимостей высокополевой намагниченности $\sigma_H(T)$ в интервале температур от 4,2 до 380 К и магнитных полей от 5 до 25 кЭ для поликристаллических образцов спин-стекольной системы $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ — разбавленные кубические шпинели с коллинеарным ферримагнитным упорядочением при $x = 0$.

Исследование интегральной характеристики $\sigma_H(T)$ проводилось в целях определения существования спиновых волн в системах изолированных и обменно связанных ферримагнитных (ФМ) кластеров. В качестве модельных объектов, отвечающих характеру поставленной задачи и оптимальных в смысле используемого в работе экспериментального подхода, были выбраны образцы с концентрациями немагнитных ионов Ga^{3+} , симметричными относительно мультикритической точки $x_0 = 1,5$ [5]: $x = 1,4$ ($x < x_0$) и $x = 1,6$ ($x > x_0$). «Возвратный» образец с $x = 1,4$ при понижении температуры испытывает два превращения: в точке Кюри $T_C = 160$ К ПМ→ФМ и далее при температуре $T_f = 25$ К ($H = 0$) ФМ→ФСС, а «спин-стекольный» с $x = 1,6$ — один — ПМ→СС при $T_f = 18$ К ($H = 0$) [5]. При выборе этих концентрационных сечений (показаны штриховыми линиями на x - T -диаграмме

рис. 1) предполагалось, что в обоих случаях должна иметь место не только резко выраженная, но и однотипная (в смысле характеристик кластерных подсистем) пространственная неоднородность. Последнее обеспечивало возможность параллельного рассмотрения нескольких ситуаций. Концентрация $x = 1,4$: ансамбль невзаимодействующих ферримагнитных (ФМ) кластеров при $T > T_C$; установление дальнедействующей ферримагнитной связи между кластерами при $T \leq T_C$; появление фрустрированных связей в матрице при $T < T_f$ ($H = 0$) и $T \rightarrow T_f$ (справа). Концентрация $x = 1,6$: ансамбль невзаимодействующих кластеров вплоть до $T = T_f$ ($H = 0$), что по температуре (см. выше) перекрывает область ферримагнитного состояния в образце с $x = 1,4$; возникновение обменной связи между кластерами посредством фрустрированной матрицы при $T < T_f$. Следует отметить, что, хотя в литературе часто используется термин высокополевая намагниченность спиновых стекол [1,2], в больших полях ФСС и СС состояния разрушаются, о чем свидетельствует исчезновение характерных феноменологических признаков этих состояний [1–5].

Известно [19,21], что в ферримагнетиках существует низкоэнергетическая ветвь спиновых волн с квадратичным законом дисперсии. В связи с этим в основу развиваемого экспериментального подхода было положено предположение о том, что в больших по размерам ФМ кластерах (с линейным размером r_0 порядка сотен ангстрем [18]) такого рода возбуждения могут существовать в широком интервале температур, включая область парамагнетизма. Поскольку возбуждение спиновых волн с квадратичным законом дисперсии приводит при возрастании температуры к понижению намагниченности по закону Блоха $T^{3/2}$ [20,21], то в качестве «теста на присутствие» спиновых волн мы рассматривали возможность описания экспериментальных зависимостей $\sigma_H(T)$ законом $T^{3/2}$. Предпосылкой для этого послужили также результаты предыдущих исследований, где было показано, что магнитное поле подавляет возбуждения, которые наряду со спиновыми волнами существуют в спектре ферримагнетиков с локальными нарушениями коллинеарного упорядочения [22].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследование изотерм $\sigma_T(H)$ и политерм $\sigma_H(T)$ намагниченности проведено в интервале

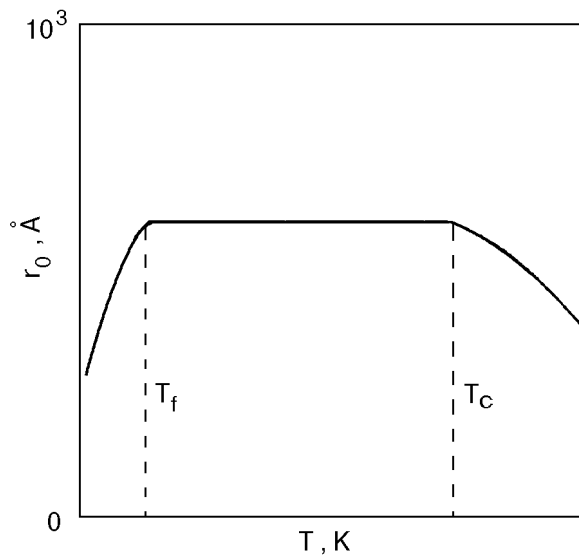


Рис. 2. Схематическое изображение температурной зависимости среднего размера ферромагнитных кластеров в Li-Ga шпинелях по результатам нейтронографических исследований [18].

температур 4,2–380 К и в магнитных полях $H \leq 25$ кЭ на баллистических магнитометрах с чувствительностью 10^{-3} Гс·см³·Г⁻¹. В работе использованы те же самые поликристаллические образцы и типы экспериментальных установок, что и ранее в [5,6].

3.1. Характер пространственной неоднородности магнитных состояний в образцах с $x = 1,4$ и $1,6$

Как обсуждалось в разд. 2, возможность решения поставленной задачи в рамках используемого экспериментального подхода в значительной мере определялась выбором объектов исследования, а именно, их сходства с точки зрения характера пространственной неоднородности магнитных состояний. Изначальное предположение о резкой пространственной неоднородности магнитных состояний в исследуемых образцах было сделано на основании данных нейтронографического исследования близкого к ним по концентрации образца с $x = 1,35$ [18]. На рис. 2 (по результатам работы [18]) схематически показано, как изменяется средний линейный размер ФМ кластера при $x \rightarrow x_0$ (слева). Определенные качественные и количественные выводы о характере пространственной неоднородности можно сделать также на основании результатов магнитных исследований, а именно, изотерм намагниченности, представленных на рис. 3. Сравнивая ход кривых $\sigma_T(H)$ в парамагнитной области (рис. 3,а, $x = 1,4$, кривые 13–17 и рис.

3,б, $x = 1,6$, кривые 2–7), можно отметить почти полную их идентичность как в качественном, так и количественном отношении. В обоих случаях при $T > T_C$ (160 К) или $T > T_f$ (18 К) в отличие от однородного ПМ уже в сравнительно малых полях наблюдаются большие значения намагниченности. Действительно, если считать все спины свободными, то простые оценки с использованием аппроксимации функции Ланжевена в виде

$$I = \rho\sigma = N\mu^2H/3kT, \quad \mu H \ll kT, \quad (1)$$

где ρ — плотность образца; N — число частиц в единице объема; μ — магнитный момент в магнетонах Бора (μ_B); k — постоянная Больцмана, показывают, что величина намагниченности должна быть много меньше экспериментальных значений. Например, при $T = 100$ К и $H = 20$ кЭ ($\mu H \sim 3$ К) $\sigma \approx 0,08$ Гс·см³·Г⁻¹, если $\mu = 5\mu_B$, т.е. равен

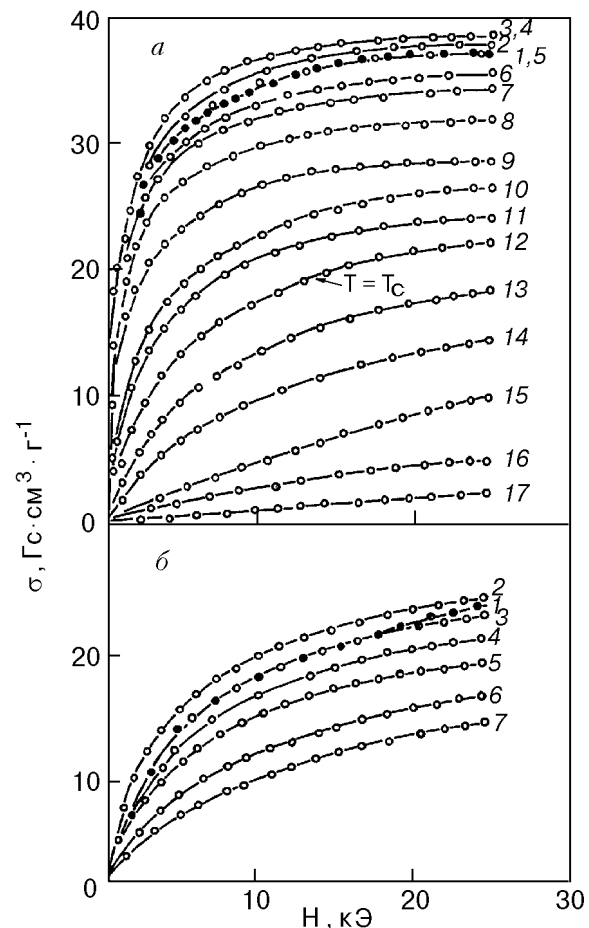


Рис. 3. Изотермы намагниченности $\sigma_T(H)$ образцов $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ с $x = 1,4$ (а) и $x = 1,6$ (б) при температурах T , К: а — 4,2 (1), 20 (2), 30; 40 (3,4), 60 (5), 70 (6), 80 (7), 100 (8), 120 (9), 130 (10), 153 (11), 160 (12), 193 (13), 225 (14), 280 (15), 294 (16), 387 (17); б — 4,2 (1), 20 (2), 60 (3), 80 (4), 100 (5) 130 (6), 150 (7).

магнитному моменту Fe^{3+} . Такое несоответствие экспериментальных и расчетных значений $\sigma_T(H)$ с очевидностью свидетельствует о реализации в обоих случаях пространственно неоднородных состояний типа суперпарамагнитных.

Средние значения магнитного момента и объема суперпарамагнитных кластеров можно оценить как в пределе малых полей (1), так и в больших полях, где

$$I = n\mu \left(1 - \frac{kT}{\mu H}\right) = \frac{\mu}{V} - \frac{kT}{VH}, \quad \mu H \gg kT, \quad (2)$$

здесь V — средний объем, а n — концентрация кластеров. Представив экспериментальные зависимости в координатах $I, T/H$ (зависимости $\sigma_T(H)$ в этом случае должны быть прямыми), можно по отрезку, отсекаемому на оси I , и тангенсу угла наклона прямой к оси T/H определить значения μ/V и k/V соответственно. В результате такой процедуры из данных рис. 3 было получено, что средние значения $\mu \sim 10^3 \mu_B$ и линейный размер $r_0 \approx 450 \text{ \AA}$. Это хорошо коррелирует с нейтронографическими данными [18]. Отсюда непосредственно следует, что в пределах кластеров сохраняется ферримагнитное упорядочение и размеры кластеров достаточно велики.

Пространственная неоднородность магнитных состояний явно влияет и на ход изотерм намагничивания при $T < T_C$ или $T < T_f$, так как в общих чертах их форма остается подобной наблюдаемой в ПМ области. Однако образование дальнего ФМ порядка в образце с $x = 1,4$ при $T < T_C$ приводит к заметному изменению хода кривых $\sigma_T(H)$ в полях $H < 2 \text{ кЭ}$: здесь по сравнению с ПМ областью происходит сильное увеличение восприимчивости. Такое поведение естественно связать с появлением доменной структуры и соответственно процессов технического намагничивания, которые заканчиваются в полях $H \sim 2 \text{ кЭ}$. При этом значения σ_T , которые достигаются в процессе технического намагничивания, примерно вдвое ниже, чем в больших полях ($H = 25 \text{ кЭ}$). Форма изотерм при $H > 2 \text{ кЭ}$ аналогична «парамагнитным» кривым $\sigma_T(H)$ при $T > T_C$, а величина приращения намагниченности сопоставима с намагниченностью кластерной подсистемы в ПМ области. В совокупности это позволяет считать, что в ФМ области в полях $H > 2 \text{ кЭ}$ основной вклад в намагниченность дает кластерная подсистема. Таким образом, с точки зрения процессов намагничивания кластерная

подсистема в известной мере сохраняет свою индивидуальность и в ФМ состоянии.

Заканчивая обсуждение результатов (рис. 3), отметим, что в низкотемпературной области для обоих образцов отсутствуют какие-либо заметные изменения формы изотерм намагниченности при $T \rightarrow 0 \text{ К}$, но наблюдается аномальное их расположение по сравнению с обычными ферроили ферримагнетиками. Как видно на рис. 3, изотермы при $T = 4,2 \text{ К}$ расположены ниже, чем при более высоких температурах. Их нормальная последовательность восстанавливается лишь при $T \geq T_f$ для «спин-стекольного» образца с $x = 1,6$ и при значительно более высоких температурах ($\sim 50 \text{ К}$) для $x = 1,4$. Сразу же отметим, что такое поведение типично для спин-стекольных систем, так что в данном случае проявились закономерности, связанные с существованием при $H = 0$ неупорядоченных состояний СС и ФСС типов [1,2,5]. Одновременно с этим «бывшие» ФСС ($x = 1,4$) и СС ($x = 1,6$) состояния существенно отличаются по величине намагниченности при низких температурах. Хотя концентрации немагнитных ионов для $x = 1,4$ и $1,6$ отличаются лишь на 6,7%, величина намагниченности $\sigma_T(H)$ образца с $x = 1,4$ при $T = 4,2 \text{ К}$ превышает соответствующие значения $\sigma_T(H)$ образца с $x = 1,6$ почти в два раза в поле $H = 25 \text{ кЭ}$ и более, чем в два раза в полях $H < 25 \text{ кЭ}$.

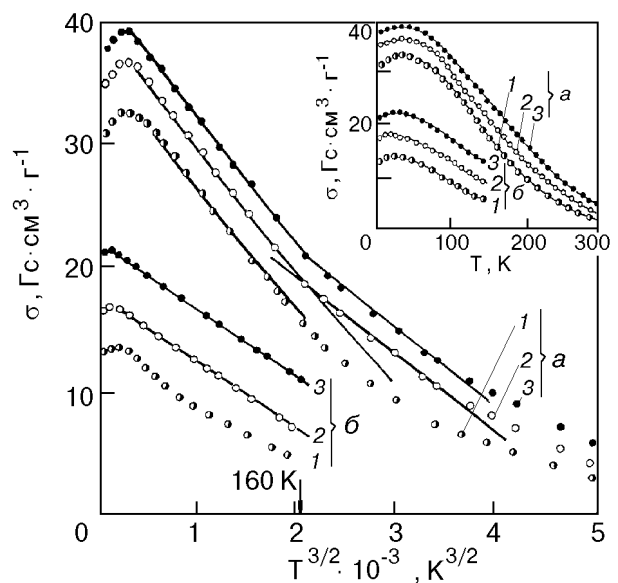


Рис. 4. Температурные зависимости высокополевой намагниченности σ_H для образцов с $x = 1,4$ (а) и $x = 1,6$ (б) при $H, \text{ кЭ}$: 5 (1), 10 (2), 25 (3). На вставке: то же, что и на основном рисунке в координатах σ, T . Все обозначения сохранены прежними.

3.2. Температурные зависимости высокополевой намагниченности σ_H

На рис. 4 в координатах $\sigma, T^{3/2}$ представлены зависимости $\sigma_H(T)$ для обоих исследованных образцов, а на вставке этого рисунка политермы намагниченности показаны непосредственно в координатах σ, T . Попутно отметим, что обсуждавшееся выше аномальное расположение изотерм $\sigma_T(H)$, как видно на рис. 4, отражает специфические особенности температурных зависимостей намагниченности σ_H , а именно, типичный для спин-стекольных систем максимум в области низких температур.

Линейный ход температурных зависимостей высокополевой намагниченности в координатах $\sigma, T^{3/2}$ (рис. 4) показывает, что в широком температурном интервале выполняется закон Блоха $T^{3/2}$. Для «спин-стекольного» образца с $x = 1,6$ это парамагнитная область $T > T_f$ ($H = 0$), причем $\sigma_H \sim T^{3/2}$ только в полях $H \geq 10$ кЭ. Для образца с $x = 1,4$ закон спиновых волн $T^{3/2}$ выполняется как при $T \leq T_C$ ($H \geq 5$ кЭ), так и при $T > T_C$ ($H \geq 10$ кЭ) в интервале температур $T_C \leq T \leq 1,8T_C$ (280 К). При низких температурах отклонение от закона $T^{3/2}$ для обоих образцов формально связано с существованием максимума на зависимостях $\sigma_H(T)$ и дальнейшим уменьшением величины намагниченности при $T \rightarrow 0$ К. Уменьшение намагниченности связано с наличием конкуренции обменных взаимодействий, которая приводит не только к формированию неупорядоченных состояний типа СС ($H = 0$), но и к образованию неколлинеарных ферримагнитных структур [1,24]. В частности, для образца с $x = 1,4$ в нулевом поле при $T \approx 45$ К происходит фазовый переход первого рода в упорядоченное неколлинеарное ферримагнитное состояние [24]. В магнитном поле ФСС и СС состояния, очевидно, тоже сменяются неколлинеарными ферримагнитными состояниями, степень упорядочения которых зависит от величины внешнего магнитного поля. Ясно, что в этом случае критерий, используемый в работе для определения наличия или отсутствия спиновых волн, уже неприменим.

На рис. 4 отчетливо видно, что фазовый переход в T_C для образца с $x = 1,4$ проявляется в виде излома зависимостей $\sigma_H(T^{3/2})$, положение которого соответствует $T = 160$ К, т.е. значению T_C , определенному в малых полях [6]. При этом наклон прямых σ_H по отношению к оси $T^{3/2}$ при переходе в ферримагнитное состояние увеличивается. Завершая рассмотрение

результатов (рис. 4), в дополнение к предыдущему следует отметить, что в каждом отдельном случае ($x = 1,6$ при $T > T_f$, $x = 1,4$ при $T > T_C$ и $T < T_C$) зависимости $\sigma_H(T^{3/2})$ практически параллельны друг другу. Это показывает, что для рассматриваемого интервала полей ($0 < H \leq 25$ кЭ) эффект подавления спиновых волн магнитным полем, описываемый дополнительным слагаемым $(bTH^{1/2})$ в законе Блоха [25], очень мал.

Насколько нам известно, в парамагнитной области температур исследования, подобные представленным в данной работе, ранее не проводились. Однако именно эти экспериментальные данные в совокупности с результатами нейтронографических исследований [14] убедительно показывают, что возбуждения типа спиновых волн (согласно нашим результатам, даже с квадратичным законом дисперсии), существуют в отдельных кластерах, не связанных друг с другом обменом. Действительно, при $T > T_f$ или $T > T_C$, как обсуждалось выше, зависимости $\sigma_H(T)$ формируются кластерными подсистемами. Поля $H \geq 10$ кЭ, где для высокополевой намагниченности обоих образцов выполняется закон $T^{3/2}$, для суперпарамагнетика соответствует подходу к насыщению. В этом случае высокополевая намагниченность определяется соотношением (2), где магнитный момент кластера $\mu \sim \sigma_{SC}(T)$ (σ_{SC} — спонтанная намагниченность в кластере). Отсюда вытекает, что измеряемая экспериментально намагниченность $\sigma_H(T) \sim \sigma_{SC}(T)$. Следовательно, в каждом кластере $\sigma_{SC}(T) \sim T^{3/2}$, и в пределах кластера возбуждаются спиновые волны с квадратичным законом дисперсии. Это вполне согласуется с тем фактом, что размеры кластеров составляют несколько сотен ангстрем (см. выше) и достаточно велики значения их собственных точек Кюри.

Новым экспериментальным результатом является также проявление фазового перехода ПМ→ФМ в точке Кюри в виде излома на зависимостях высокополевой намагниченности $\sigma_H(T^{3/2})$. Ясно, что такой эффект может наблюдаться лишь в пространственно неоднородных ферро- или ферримагнетиках кластерного типа, где спиновые волны существуют в отдельных кластерах при $T > T_C$, т.е. в парамагнитной области. Изменение наклона прямых $\sigma_H(T^{3/2})$ (рис. 4) соответствует уменьшению эффективной константы спин-волновой жесткости в ферримагнитной области. Это закономерно, если учесть, что дальний ФМ порядок формируется

благодаря матрице, в которой обменная связь слабее, чем в кластерах. Вместе с тем сравнительно малая величина эффекта явно указывает на то, что в формировании спектра возбуждений одновременно участвуют обе обменно связанные подсистемы — кластеры и матрица. Таким образом, автономность кластерной подсистемы, проявляющаяся в специфических особенностях процессов намагничивания, не наблюдается в спектре возбуждений: при $T < T_C$ спиновые волны представляют собой коллективные возбуждения всего кристалла в целом.

Заключение

Результаты исследования температурных зависимостей высокополевой намагниченности σ_H двух образцов системы разбавленных ферритмагнитных шпинелей $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ с концентрациями немагнитных ионов Ga^{3+} $x = 1,4$ и $1,6$, которые соответствуют возвратной и спин-стекольной областям x - T -диаграммы, показали, что зависимости $\sigma_H(T)$ следуют закону Блоха $T^{3/2}$ в широком интервале температур, включающем парамагнитную область. При $T > T_f$ ($x = 1,6$) или $T > T_C$ ($x = 1,4$) это связано с возбуждением спиновых волн с квадратичным законом дисперсии, локализованных в пределах ферритмагнитных кластеров, размеры которых, согласно нейтронографическим и магнитным данным, достигают сотен ангстрем.

Четко выраженный фазовый переход в точке Кюри, проявляющийся в виде излома линейной зависимости $\sigma_H(T^{3/2})$ при $T = T_C = 160$ К ($x = 1,4$), свидетельствует о том, что при $T \leq T_C$ за счет появления дальнедействующей обменной связи между кластерами спиновые волны являются коллективными возбуждениями уже всего кристалла в целом.

Уменьшение значения эффективной константы спин-волновой жесткости при $T < T_C$ согласуется с моделью структуры пространственно неоднородных магнитных состояний, представляемой в виде совокупности двух обменно связанных подсистем — кластеров и матрицы, которую составляют спины с ослабленным обменом.

Хотя рассмотрение низкотемпературной области не входило в задачу настоящей работы, в заключение отметим, что при сохранении дальнего ФМ порядка при $T < T_f$, т.е. в ФСС состоянии, кластерная подсистема точно так же, как и при $T < T_C$, не может быть автономной. Поэтому спиновые волны, нейтронографически

регистрируемые в возвратных системах, на наш взгляд, в обычном смысле являются кооперативными возбуждениями системы.

1. K. Binder and A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
2. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *УФН* **157**, 267 (1989).
3. J. R. L. De Almeida and D. J. Thouless, *J. Phys.* **A11**, 983 (1978).
4. M. Gabay and G. Thoulouse, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 201 (1981).
5. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко, *ЖЭТФ* **90**, 1413 (1986); *ФНТ* **15**, 1055 (1989); *ФНТ* **16**, 1565 (1990).
6. Н. Н. Ефимова, *ФНТ* **23**, 1067 (1997).
7. L. E. Wenger and P. H. Keesom, *Phys. Rev.* **B13**, 4053 (1975).
8. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *УФН* **126**, 233 (1978).
9. B. I. Halperin and W. M. Saslow, *Phys. Rev.* **B16**, 2154 (1977).
10. Н. Н. Ефимова, В. А. Перваков, В. И. Овчаренко, Н. Ю. Тютрюмова, *ФТТ* **35**, 2838 (1993).
11. S. M. Shapiro, C. R. Fincher, A. C. Palumbo, and R. D. Parks, *J. Appl. Phys.* **52**, 1729 (1981).
12. V. Hennion, M. Hennion, F. Hippert, and A. P. Murami, *Phys. Rev.* **B28**, 5365 (1983); *J. Phys.* **F14**, 489 (1984).
13. H. Maletta, W. Zinn, H. Scheuer, and S. M. Shapiro, *J. Appl. Phys.* **52**, 1735 (1981).
14. Po-Zen Wong, H. Joshizawa, S. M. Shapiro, J. Mydosh, van den Berg, and T. M. Palstra, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1276 (1987).
15. I. Murebeau and M. Hennion, *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, 1999 (1995).
16. K. H. Fisher, *Phys. Status Solidi* **116**, 357 (1983).
17. H. Maletta, *J. Appl. Phys.* **53**, 2185 (1982).
18. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Г. А. Такзей, А. Б. Сурженко, А. М. Двоглазов, *ФТТ* **36**, 490 (1994).
19. T. A. Kaplan, *Phys. Rev.* **109**, 782 (1958).
20. Ю. А. Изюмов, Р. П. Озеров, *Магнитная нейтронография*, Наука, Москва (1966).
21. К. П. Белов, *Ферриты в сильных магнитных полях*, Наука, Москва (1972).
22. Н. Н. Ефимова, *ЖЭТФ* **113**, 1339 (1998).
23. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
24. Н. Н. Ефимова, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 329 (1998).
25. T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.* **58**, 1098 (1940).

Temperature dependence of high-field magnetization of dilute spinels with cluster-type magnetic structures

N. N. Efimova

The isotherms $\sigma_T(H)$ and the high-field magnetization polytherms $\sigma_H(T)$ of polycrystals of the dilute spin-glass system $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ are studied at temperatures ranged from 4.2 to 380 K in fields up to 25 kOe. The concentrations of nonmagnetic Ga^{3+} ions in the crystals are $x = 1.4$ and $x = 1.6$ close to the x - T diagram multicritical point ($x_0 = 1.5$) in the vicinity of which all types of the magnetic states have spatially inhomogeneous structures of a cluster type. It is found that within the paramagnetic tem-

perature range $T > T_f = 18$ K ($x = 1.6$) and $T > T_C = 160$ K ($x = 1.4$) for $H \geq 10$ kOe the dependences $\sigma_H(T)$ obey the Bloch law $T^{3/2}$ and this is accounted for by spin wave excitations within separate noninteracting clusters. The law $T^{3/2}$ breaks down at $T < T_f$ for $x = 1.6$ but is obeyed at $T < T_C$ for $x = 1.4$. The distinct manifestation of phase transition at the Curie point as a kink in the linear dependences $\sigma_H(T^{3/2})$ suggests that the spin-wave excitations are cooperative: their spectrum is shaped

by the crystal as a whole – by the clusters and the matrix, the latter being responsible for the long-range exchange coupling between the clusters at $T \leq T_C$. For low temperature the violation of the $T^{3/2}$ law is observed at $T \sim 50$ K where the sample with $x = 1.4$ previously displayed the first-order transition.