

# Формирование дальнего ферромагнитного порядка в разбавленных шпинелях $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ вблизи мультикритической точки

Н. Н. Ефимова

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 12 мая 1997 г., после переработки 22 мая 1997 г.

Исследовано влияние пространственной неоднородности короткодействующего обмена на формирование дальнего ферромагнитного порядка в разбавленных шпинелях. Объекты исследования — два типа поликристаллических шпинелей  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,1}\text{Ga}_{1,4}\text{O}_4$ , отличающиеся степенью неоднородности распределения в решетке магнитных ( $\text{Fe}^{3+}$ ) и немагнитных ( $\text{Ga}^{3+}$ ) ионов. Неоднородность создавалась посредством использования двух режимов термообработки — медленного охлаждения (М) или закалки (З) образцов от 1550 до 300 К. Результаты исследования изотерм намагниченности  $\sigma_T(H)$  при  $T = 4,2$  К, (77–300) К,  $H \leq 16$  кЭ и температурных зависимостей начальной восприимчивости  $\chi_0(T)$  показали, что дальний ферромагнитный порядок вблизи мультикритической точки ( $x_0 = 1,5$ ) фазовой  $x$ - $T$ -диаграммы устойчив по отношению к вариациям степени пространственной неоднородности обмена.

Досліджено вплив просторової неоднорідності короткодіючого обміну на формування дальнього ферромагнітного порядку в розбавлених шпінелях. Об'єкти дослідження — два типи зразків полікристалічних шпінелей  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,1}\text{Ga}_{1,4}\text{O}_4$ , що відрізняються ступенем неоднорідності розподілу в ґратці магнітних ( $\text{Fe}^{3+}$ ) та немагнітних ( $\text{Ga}^{3+}$ ) іонів. Неоднорідність досягалась застосуванням двох режимів термообробки: повільним охолодженням (П) або загартуванням (З) зразків від 1550 до 300 К. Результати дослідження ізотерм намагніченості  $\sigma_T(H)$  при  $T = 4,2$  К, (77–300) К,  $H \leq 16$  кЕ та температурних залежностей початкової сприйнятливості  $\chi_0(T)$  засвідчили, що дальній ферромагнітний порядок поблизу мультикритичної точки ( $x_0 = 1,5$ ) фазової  $x$ - $T$ -діаграми є стійким по відношенню до варіацій ступеня просторової неоднорідності обміну.

PACS: 75.50.Gg, 75.30.Cr, 75.40.Cx

## Введение

В разбавленных магнетиках с короткодействующим обменом из-за неравномерного распределения в решетке атомов различных сортов (композиционный беспорядок) всегда в большей или меньшей степени наблюдается пространственная неоднородность обменного взаимодействия [1–5]. Вследствие этого при достаточно высокой степени разбавления формируются кластерные магнитные состояния, в том числе с дальним магнитным порядком, если концентрация магнитных атомов выше порога протекания  $c_0$  [4]. Обменное взаимодействие в пределах кластера, размер которого ориентировочно равен размеру области с повышенным содержанием магнитного компонента, сильнее, чем обмен в окружающем

его пространстве. В силу этого структуры кластерного типа можно рассматривать в виде двух обменно связанных подсистем — кластеров и матрицы [4,6]. Разрушение дальнего магнитного порядка в таких системах, например, под действием температуры соответствует разрушению обменной связи между кластерами, тогда как в них самих упорядочение еще сохраняется (статический ближний порядок). Из-за этого в ближней к температуре превращения парамагнитной области (ПМ) реализуются состояния типа суперпарамагнитных [4,5,7–9].

Теоретические и экспериментальные исследования концентрационных фазовых диаграмм разбавленных ферро-, ферри- и антиферромагнетиков (ФМ, АФМ) показали, что при наличии конкурирующих обменных взаимодействий и фрустрированных связей выше

порога протекания  $c_0$  наблюдается изменение типа дальнего порядка: при некоторой концентрации магнитных атомов  $c'_0 > c_0$  ФМ или АФМ порядок заменяется спинстекольным (СС) [8,9]. Вместе с тем имеющиеся экспериментальные данные, относящиеся к области концентраций близких к  $c'_0$ , весьма противоречивы, что не в последнюю очередь связано с пространственной неоднородностью состояний [8]. Нет единого мнения не только о характере этих состояний, но и о возможности реализации дальнего магнитного порядка одного из известных типов. Например, согласно результатам нейтронографических исследований, может существовать фаза с бесконечной корреляционной длиной, но нулевой спонтанной намагниченностью [8]. Таким образом, проблема пространственно неоднородных магнитных состояний, существующих в окрестности  $c'_0$ , актуальна и требует дальнейшего изучения.

### Задача и объекты исследования

Задачей настоящей работы являлось изучение магнитных состояний, реализующихся вблизи  $c'_0$  ( $c > c'_0$ ) в разбавленных гейзенберговских ферримагнетиках с короткодействием. Основным интерес представлял вопрос о влиянии пространственной неоднородности обмена на формирование дальнего ФМ порядка.

Для решения поставленной задачи было проведено исследование изотерм намагниченности  $\sigma_f(H)$  при  $T = 4,2$  К, (77–300) К и  $H \leq 16$  кЭ, а также температурных зависимостей начальной восприимчивости  $\chi_0(T)$ . Эти характеристики, как известно, позволяют определить наличие ФМ упорядочения и его основные параметры — значения точки Кюри  $T_C$  и спонтанной намагниченности  $\sigma_s(T)$ , а также несут информацию о механизмах намагничивания [10].

В качестве объектов исследования использованы два типа поликристаллических образцов разбавленной шпинели  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  с  $x = 1,4$  после двух режимов различной термической обработки (медленного охлаждения или закалки от 1 550 до 300 К). Два режима термообработки применялись с целью получения образцов с различающимся композиционным беспорядком.

Выбранная концентрация немагнитных ионов  $\text{Ga}^{3+}$  ( $x = 1,4$ ) близка к мультикритической точке  $x_0 = 1,5$  фазовой  $x$ - $T$ -диаграммы [11]. При  $x > x_0$  дальний ФМ порядок отсутствует при температурах  $T \geq 4,2$  К, а в интервале  $1,5 < x < 2,0$  присутствует спинстекольный

порядок с параметром Эдвардса — Андерсона [12]. Концентрация  $x = 1,4$  соответствует возвратной области  $x$ - $T$ -диаграммы, где при понижении температуры первоначально происходит переход в точку Кюри в ФМ состояние, а затем при температуре замерзания  $T_f < T_C$  — в состояние ферримагнитного спинового стекла (ФСС). Для медленно охлажденного образца с  $x = 1,4$  температура  $T_f = 25$  К. Предпосылкой для перехода (по концентрации) в неупорядоченные состояния типа СС (ФСС и СС) является изменение соотношений между короткодействующими конкурирующими меж- и внутрислоевыми антиферромагнитными взаимодействиями. При этом с увеличением  $x$  для ионов  $\text{Fe}^{3+}$  с ослабленным обменом все более возрастает вероятность появления фрустрированных связей.

В соответствии с данными нейтронографических исследований (от  $T > T_C$  до  $T = 4,2$  К), а также результатами магнитных измерений в ПМ области, т.е. при  $T > T_C$  для ФМ или  $T > T_f$  для СС, в окрестности  $x_0$  формируются магнитные состояния со структурой кластерного типа [11–13]. Средний размер кластера, например, для  $x = 1,35$  составляет 600 Å и в интервале  $T_f < T < T_C$  не зависит от температуры [13]. В кластерах при любом типе низкотемпературных состояний (ФМ, ФСС или СС) сохраняется ферримагнитное упорядочение [12,13]. Таким образом, результаты предшествующих исследований разбавленной системы  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  свидетельствуют в пользу модели неоднородных состояний «кластеры — матрица», где тип дальнего магнитного порядка кристалла в целом (ФМ или СС) определяется состоянием матрицы.

### Синтез и термообработка образцов. Методы измерений

Поликристаллические образцы шпинели  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,1}\text{Ga}_{1,4}\text{O}_4$  были получены способом аналогичным [11], т.е. из карбонатов и окислов соответствующих металлов марки «ЧДА» путем реакции в твердой фазе при  $T = 1 550$  К на воздухе. После выдержки при этой температуре в течение 7 ч часть образцов закалялась на воздухе ( $T = 300$  К), а часть медленно охлаждалась (10 ч) до той же температуры (300 К).

Для проверки однофазности образцов и выяснения влияния использованных режимов термообработки (медленное охлаждение — закалка) на степень композиционного беспорядка

были проведены рентгенографические исследования. В пределах точности рентгеновского метода оба типа образцов соответствовали однофазным шпинелям. В обоих случаях на дифрактограммах наблюдались линии, соответствующие сверхструктурному упорядочению в октаэдрической подрешетке типа  $1\text{Li}^+ : 3\text{Me}^{3+}$  ( $\text{Me}^{3+} - \text{Fe}^{3+}, \text{Ga}^{3+}$ ).

Измерения изотерм удельной намагниченности  $\sigma_T(H)$  при  $T = 4,2$  К выполнены на баллистическом (чувствительность  $10^{-3}$  Гс·см<sup>3</sup>·Г<sup>-1</sup>), а при  $T \geq 77$  К — на маятниковом магнитометре (чувствительность  $3 \cdot 10^{-1}$  Гс·см<sup>3</sup>·Г<sup>-1</sup>) в полях  $H \leq 16$  кЭ. Температурные зависимости начальной восприимчивости  $\chi_0(T)$  были измерены баллистическим методом (чувствительность  $10^{-4}$  см<sup>3</sup>·Г<sup>-1</sup>) в поле  $H = 10$  Э.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как показали рентгеновские исследования медленно охлажденных (М) и закаленных (З) образцов, использование двух режимов термообработки позволило получить образцы с

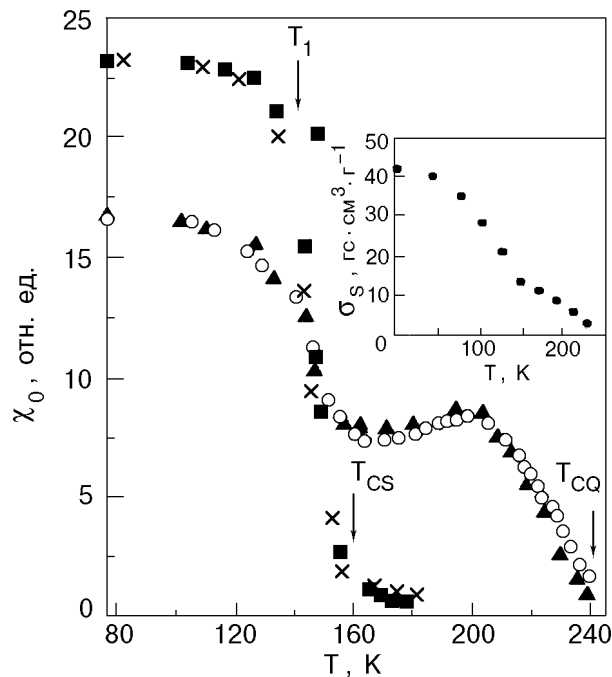


Рис. 1. Температурные зависимости начальной восприимчивости  $\chi_0$  образцов шпинели  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,1}\text{Ga}_{1,4}\text{O}_4$  после различной термообработки: закалки на воздухе (O) или медленного охлаждения (X) в интервале  $T = (1550-300)$  К. Значки ■ и ▲ относятся к одному и тому же образцу, подвергавшемуся циклической термообработке:  $\text{M} \rightarrow \text{Z} \rightarrow \text{M} \rightarrow \text{Z} \dots$ . Вставка — зависимость спонтанной намагниченности  $\sigma_s$  закаленного образца от температуры,

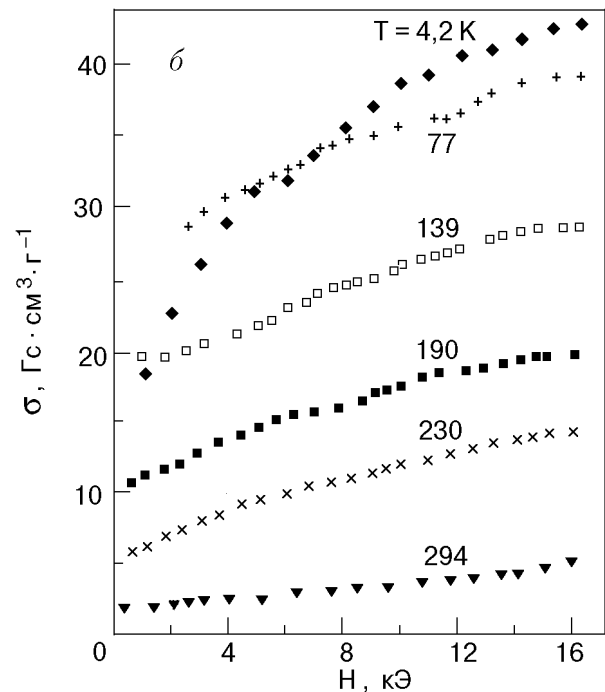
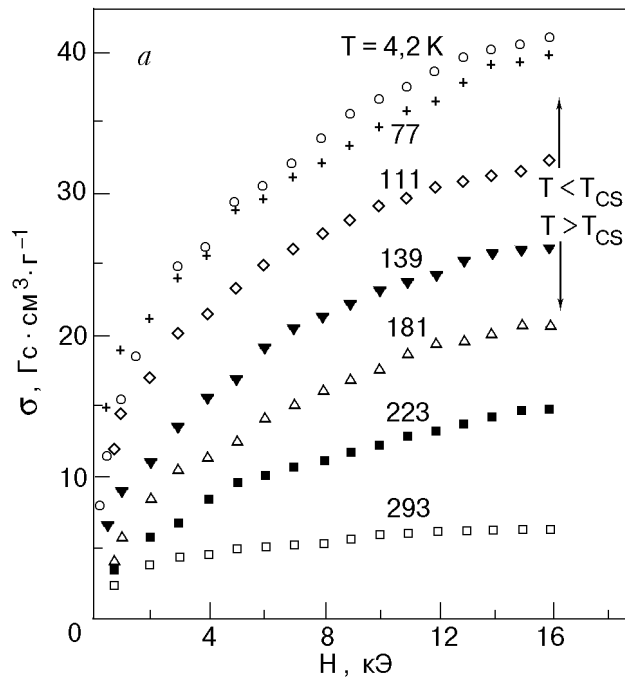


Рис. 2. Изотермы намагниченности  $\sigma_T(H)$  медленно охлажденного (а) и закаленного (б) образцов.

различающимся композиционным беспорядком. Увеличение значений постоянной решетки от  $a = (8,2700 \pm 0,0005) \text{ \AA}$  (образец М) до  $a = (8,2740 \pm 0,0005) \text{ \AA}$  (образец З) свидетельствует о том, что вследствие закалки усилилась степень неоднородности распределения в решетке металлических ионов ( $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Ga}^{3+}$ ). Это повлекло за собой изменение магнитных свойств, результаты исследования которых представлены на рис. 1, 2.

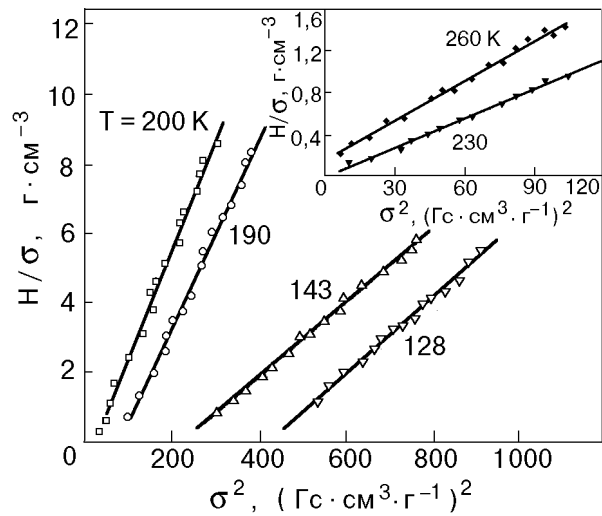


Рис. 3. Изотермы намагниченности закаленного образца в координатах  $H/\sigma - \sigma^2$ .

Температурные зависимости начальной восприимчивости  $\chi_0(T)$  (рис. 1) для образцов М и З заметно отличаются как формой, так и значениями точек Кюри ( $T_{CS}$ ,  $T_{CQ}$ ), определенными экстраполяцией к оси  $T$  высокотемпературных участков кривых  $\chi_0(T)$  с максимальной производной ( $\partial\chi/\partial T$ ). Полученные значения составляют:  $T_{CS} = 160$  К;  $T_{CQ} = 242$  К. Отличительной особенностью температурной зависимости  $\chi_0(T)$  закаленного образца является довольно резкое понижение величины  $\chi_0$  в районе  $T_1 \sim T_{CS}$ , а также появление широкого максимума при  $T \rightarrow T_{CQ}$ .

Отметим, что на рис. 1 приведены данные, полученные как на различных образцах М и З, так и на одном и том же образце М при многократном циклировании режимов термообработки: М  $\rightarrow$  З  $\rightarrow$  М... Таким образом, полученные эффекты не случайны, а являются прямым следствием изменения режима термообработки. Вместе с тем для образцов З были обнаружены эффекты старения: через полгода их магнитные свойства изменились и стали такими же, как у образцов М. Это значит, что в закаленных образцах пространственное распределение металлических ионов соответствовало неравновесным состояниям шпинельной решетки.

Для определения величины  $T_C$  и спонтанной намагниченности  $\sigma_s(T)$  были использованы также результаты исследования изотерм намагниченности  $\sigma_T(H)$ , часть которых приведена на рис. 2,а (М) и рис. 2,б (З). В соответствии с методом термодинамических коэффициентов Белова—Арротта (БА) изотермы намагниченности были перестроены в

координатах  $(H/\sigma - \sigma^2)$ , как показано на рис. 3 (образец З). Далее по стандартной процедуре определены температурные зависимости  $\sigma_s(T)$  и термодинамического коэффициента  $\alpha(T)$ , которые при  $T = T_C$  обращаются в нуль [10]. Для обоих типов образцов (М) и (З) значения точек Кюри, определенные в больших полях по методу БА и в малых из зависимостей  $\chi_0(T)$ , совпадают в пределах погрешности  $\pm 2$  К. Это совпадение показывает, что в исследуемых образцах дальний ФМ порядок существует изначально, а не индуцируется внешним магнитным полем. Аргументация такого рода приводится рядом авторов, например [7], которые ставят под сомнение возможность существования дальнего ФМ порядка вблизи  $x_0$  в системах с неоднородной магнитной структурой кластерного типа.

Итак, варьирование режимов термообработки не привело к изменению типа дальнего порядка: он остался ферримагнитным. Однако при этом произошло заметное изменение магнитных свойств. Помимо увеличения  $T_C$  и изменения хода температурной зависимости начальной восприимчивости, использование закалки привело еще к одному эффекту. Как видно из результатов, приведенных на вставке на рис. 1, в районе  $T_1 \sim T_{CS}$  для образцов З наблюдается изменение хода температурной зависимости спонтанной намагниченности  $\sigma_s(T)$ , определенной методом БА. Прежде чем обсуждать возможные причины таких изменений, рассмотрим подробнее полевые зависимости намагниченности  $\sigma_T(H)$  (рис. 2).

Первое, что обращает на себя внимание, — это явное отличие формы изотерм  $\sigma_T(H)$  (рис. 2) от подобных кривых для магнитомягких материалов, к которым относится незамещенная Li-шпинель. Интервал полей, который в обычных магнитных материалах соответствует области технического намагничивания, здесь простирается до (12–16) кЭ, тогда как в Li-шпинели поле технического насыщения  $H_s \sim (2–3)$  кЭ при  $T = 4,2$  К. Такое поведение нельзя связать с изменениями кристаллографической анизотропии, которая определяется одноионными вкладами  $Fe^{3+}$  и при замещении  $Ga^{3+} \rightarrow Fe^{3+}$  понижается при всех температурах  $T \geq 0$  К [14]. Тем не менее форма зависимостей  $\sigma_T(H)$ , приведенных на рис. 2, подобна кривым намагничивания за счет процессов вращения, характерным для магнито жестких материалов, а также для ансамбля однодоменных или суперпарамагнитных частиц [10,15]. В связи с

этим немаловажна такая деталь: как хорошо видно на рис. 2,а, изотермы  $\sigma_T(H)$  в целом не изменяются и при переходе через точку Кюри  $T_{CS} = 160$  К. Но при  $T > T_{CS}$  сохраняется лишь упорядочение в кластерах и намагничивание образца осуществляется за счет независимого вращения их магнитных моментов  $\mathbf{M}$ . Отсюда вытекает, что такой же характер процессов намагничивания существует и в магнитоупорядоченной области при  $T < T_{CS}$ . Одновременно отсутствие насыщения в сильных полях (в нашем случае вплоть до 40 кЭ при  $T = 4,2$  К [11]) указывает на наличие в магнитной структуре разупорядоченных спинов. Их ориентация по полю связана с работой против обменных сил, поэтому полное насыщение может достигаться лишь в полях порядка сотен килоэрстед. При  $H \leq 16$  кЭ вклад таких спинов в суммарную намагниченность образца, очевидно, будет мал. Таким образом, отличия хода изотерм образцов М и З, в первую очередь, должны отражать вызванные закалкой изменения в подсистеме кластеров. Поэтому можно сделать вывод, что близость кривых намагничивания  $\sigma_T(H)$  при  $T = 4,2$  К (как по форме, так и по значениям  $\sigma$  при  $H = \text{const}$ ) обусловлена тем, что в образцах М и З общее число спинов (ионов  $\text{Fe}^{3+}$ ), объединенных в кластеры, практически одинаково.

Вместе с тем, как видно из сопоставления данных на рис. 2,а и б, в кластерной подсистеме при закалке произошли изменения. При  $T \geq 77$  К кривые  $\sigma_T(H)$  в полях  $H < 4$  кЭ существенно различны. Если для образца М намагниченность постепенно (практически от нулевого значения) увеличивается с ростом поля, то для образца З она имеет довольно большую величину уже при  $H = 0,5$  кЭ. При  $T \geq 77$  К в обоих случаях режим измерений был одинаковым — без предварительного размагничивания образцов. Вследствие этого рассматриваемые особенности кривых намагничивания образца З естественно связать с наличием остаточного момента, который, судя по данным на рис. 2,а, в образце М практически отсутствует. Это означает, что в образцах М и З кластеры (но не образцы в целом) находятся в различных состояниях.

Поведение каждого отдельного кластера в магнитном поле определяется тем, закреплен ли в пространстве его спонтанный момент  $\mathbf{M}$  силами анизотропии или флуктуирует под действием температуры [15]. В соответствии с этим кластер в течение времени эксперимента выступает в роли либо однодоменной, либо суперпарамагнитной

частицы (СПМ). При характерных для статических измерений временах (100 с) переход от однодоменного к СПМ состоянию осуществляется при условии  $KV = 25k_B T$ ;  $K$  — константа анизотропии;  $V$  — объем кластера;  $k_B$  — постоянная Больцмана [15]. В присутствии поля  $H$  величина энергетического барьера понижается и переход от однодоменного к СПМ состоянию происходит при более низкой температуре [15,16]. Поскольку только в однодоменных кластерах после выключения поля может сохраняться остаточная намагниченность, из особенностей хода  $\sigma_T(H)$  вытекает, что в образце З довольно много кластеров сохраняют однодоменное состояние вплоть до высоких температур. С этим заключением согласуется и тот факт, что для образца З при  $T \geq 77$  К наблюдается более заметная, чем для М, нерегулярность хода кривых  $\sigma_T(H)$ . Особенно ярко это выражено при  $T = 77$  К. Для образца М с увеличением поля намагниченность монотонно возрастает вплоть до  $H = 16$  кЭ. В то же время для образца З при  $H = 12$  кЭ отчетливо видно изменение хода  $\sigma_T(H)$ : в интервале  $H = (12-14)$  кЭ наблюдается более резкий рост намагниченности. Нерегулярность хода изотерм также можно связать с тем, что при условии  $T = \text{const}$  часть однодоменных кластеров переходит в СПМ состояние под действием поля. Этим же механизмом можно объяснить и появление слабого максимума вблизи  $T_{CQ}$  на кривой  $\chi_0(T)$  образца З. Такой эффект теоретически предсказан и исследован экспериментально в [16].

Таким образом, хотя, как отмечалось выше, можно считать, что общее число спинов, объединенных в кластеры, в образцах М и З практически не изменилось, кластерные подсистемы образцов М и З различаются. Отличие, очевидно, выражается в изменении функции распределения кластеров по размерам. Если оценить линейный размер кубической однодоменной частицы при  $T = 100$  К и  $H = 0$ , то при значениях  $K = (10^5-10^4)$  эрг/см<sup>3</sup> (Li-Ga шпинели [14]) он должен быть не менее (150–320) Å соответственно. По порядку величины это согласуется с данными нейтронографических исследований [13]. С учетом изменений, произошедших в кластерной подсистеме, с полным основанием можно предположить, что и в подсистеме разупорядоченных спинов (матрице) тоже усилилась степень пространственной неоднородности в расположении ионов  $\text{Ga}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  и именно это повлекло за собой изменение

магнитных свойств, непосредственно определяющих дальний ФМ порядок.

Характер этих вызванных закалкой изменений, а именно увеличение  $T_C$ , а также специфические особенности хода температурных зависимостей начальной восприимчивости  $\chi_0(T)$  и спонтанной намагниченности  $\sigma_s(T)$  хорошо согласуются с выводами феноменологической теории [17]. Согласно [17], для гетерогенных веществ с сосуществующими ферри- и антиферромагнитными фазами (ФМ и АФМ), связанными обменом, должны наблюдаться некоторые специфические особенности термодинамического поведения. При этом наличие резко выраженных пространственных границ между ФМ и АФМ фазами необязательно: в качестве АФМ подсистемы можно рассматривать две слабо взаимодействующие с остальными подрешетками, которые можно выделить в структуре ФМ сложных составов [10]. Если через  $T_N$  и  $T_C$  обозначить точки Нееля и Кюри гипотетических, т.е. изолированных друг от друга АФМ и ФМ подсистем, то в случае  $T_N > T_C$  реализуется следующая ситуация. Система в целом будет иметь только один фазовый переход, причем ферримагнитный, при температуре  $T_C^* > T_C$ . В области температур близких к  $T_C$  «чистой» ФМ фазы должно наблюдаться сильное, но не скачкообразное, как при фазовом переходе, изменение соответствующих термодинамических характеристик. В частности, в районе  $T_C$  намагниченность  $\sigma_s(T)$  должна уменьшаться, но не обращаться в нуль. В области  $T_C < T < T_C^*$  вследствие обменного взаимодействия с АФМ подсистемой сохраняется слабый ФМ порядок со спонтанной намагниченностью  $\sigma_s \neq 0$ .

Если для исследуемых образцов  $T_{CS}$  отождествить с  $T_C$ , а  $T_{CO}$  с  $T_C^*$ , то на рис. 1 видно, что для образца 3 в районе  $T_1 \sim T_{CS}$  наблюдается резкое уменьшение  $\chi_0$  и заметное изменение хода  $\sigma_s(T)$ . Наличие корреляции между этими характеристиками с очевидностью вытекает из того, что для процессов вращения  $\chi_0(T) \sim \sigma_s^2/K$  (одномоментное состояние) и  $\chi_0(T) \sim \sigma_s^2/3k_B T$  (СПМ) [10]. Учитывая, что в Li-Ga шпинелях обмен между магнитоактивными ионами ( $\text{Fe}^{3+}$ ) антиферромагнитен и в матрицу входят ионы  $\text{Fe}^{3+}$  с большим числом разорванных обменных связей, вполне вероятно, что при закалке в матрице могли произойти такие изменения, которые благоприятны для реализации механизма, рассмотренного в [17].

## Заключение

С целью изучения вопроса о влиянии пространственной неоднородности короткодействующего обмена на формирование дальнего ФМ порядка во фрустрированных ферримагнетиках было проведено исследование магнитных свойств разбавленных шпинелей  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,1}\text{Ga}_{1,4}\text{O}_4$  с концентрацией немагнитных ионов  $\text{Ga}^{3+}$  ( $x = 1,4$ ) близкой к мультикритической точке  $x_0 = 1,5$   $x$ - $T$ -диаграммы. В качестве воздействия, посредством которого изменялась степень композиционного беспорядка и, следовательно, пространственной неоднородности обмена и магнитной структуры, использованы два режима термической обработки образцов — закалка и медленное охлаждение в интервале температур 1 550–300 К.

Из результатов рентгеновских и магнитных исследований, а также из-за наличия эффектов старения в закаленных образцах следует, что распределение в решетке магнитных и немагнитных ионов ( $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Ga}^{3+}$ ) при закалке более неоднородно, чем при медленном охлаждении. С учетом короткодействующего характера обмена это соответствует большей степени его пространственной неоднородности.

Данные, полученные при исследовании изотерм намагниченности  $\sigma_T(H)$  при  $T = 4,2$  К, (77–300) К,  $H \leq 16$  кЭ и температурных зависимостей начальной восприимчивости  $\chi_0(T)$ , показывают, что усиление пространственной неоднородности обмена не вызвало разрушения дальнего ферримагнитного порядка, а, напротив, привело к увеличению температурной области его существования: после закалки значение точки Кюри повысилось от 160 до 242 К. Для объяснения этого эффекта привлекается термодинамическая теория гетерогенных веществ с сосуществующими ФМ и АФМ фазами, непрерывно распределенными в пространстве.

Таким образом, представленные в работе результаты подтверждают возможность существования дальнего ФМ порядка в неоднородных фрустрированных системах кластерного типа и свидетельствуют о его устойчивости по отношению к вариациям степени неоднородности короткодействующего обмена.

1. K. H. Fischer, *Phys. Status Solidi* **B116**, 357 (1983); *ibid.* **130**, 13 (1985).
2. R. J. Birgeneau, R. A. Cowley, G. Shirane, J. A. Tarvin, and M. J. Guggenheim, *Phys. Rev.* **B21**, 317 (1980).
3. J. Hubsch, G. Gavaille, and J. Bolfa, *J. Appl. Phys.* **49**, 1363 (1978).
4. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *УФН* **126**, 233 (1978).

- 
5. Дж. А. Мидош, в кн.: *Магнетизм аморфных систем*, Металлургия, Москва (1981).
  6. K. Levin, C. M. Soukoulis, and G. S. Grest, *J. Appl. Phys.* **50**, 1695 (1979).
  7. P. A. Beck, *Phys. Rev.* **B32**, 7235 (1985).
  8. K. Binder and A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
  9. С. У. Huang, *J. Magn. Magn. Mat.* **51**, 1 (1985).
  10. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
  11. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко, *ЖЭТФ* **90**, 1413 (1986); *ФНТ* **16**, 1565 (1990).
  12. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Н. В. Ткаченко, *ЖЭТФ* **97**, 1208 (1990).
  13. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, Г. А. Такзей, А. Б. Сурженко, А. М. Двоеглазов, *ФТТ* **36**, 490 (1994).
  14. M. I. Darby and E. D. Isaacs, *IEEE Trans. Magn. Mater.* **10**, 259 (1974).
  15. Ю. И. Петров, *Физика малых частиц*, Наука, Москва (1982).
  16. H. Pfeifer and W. Schuppel, *J. Magn. Magn. Mater.* **130**, 92 (1994).
  17. К. Б. Власов, А. И. Мицек, *ФММ* **14**, 498 (1962).

---

Long-range ferrimagnetic order formation in  
dilute spinels  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  near  
multicritical point

N. N. Efimova

The effect of spatial inhomogeneity of short-range exchange on long-range ferrimagnetic order formation in dilute spinels is studied. The investigation is concerned with two types of polycrystal  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{1.1}\text{Ga}_{1.4}\text{O}_4$  samples differing in the degree of

inhomogeneity of magnetic ( $\text{Fe}^{3+}$ ) and nonmagnetic ( $\text{Ga}^{3+}$ ) ions distribution in the lattice. The experiments were performed by using two heat treatment modes — slow cooling (S) or quenching (Q) from 1 550 to 300 K. The experimental data on magnetization isotherms  $\sigma_T(H)$  at  $T = 4.2$  K, (77–300) K, and  $H \leq 16$  kOe and on temperature dependences of initial susceptibility  $\chi_0(T)$  demonstrate that the long-range ferrimagnetic order in the vicinity of multicritical point ( $x_0 = 1.5$ ) of the phase  $x$ - $T$  diagram is stable with respect to variations in the degree of spatial inhomogeneity of exchange.