

Низкотемпературная теплоемкость фрустрированных ферримагнетиков $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ с $x = 3,0$ и $x = 3,6$

А.Г. Андерс, Н.Н. Ефимова, В.Б. Валиев, С.Р. Куфтерина

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61107, Украина
E-mail: Alexander.V.Vankevich.@univer.kharkov.ua*

А.М. Гуревич, А.И. Кривчиков, А.В. Терехов, Т.В. Чаговец

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

Статья поступила в редакцию 4 октября 2002 г., после переработки 1 ноября 2002 г.

Для двух разбавленных фрустрированных ферримагнитных оксидов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ ($x = 3,0$ и $3,6$), в которых переход в неупорядоченные состояния типа спинового стекла при $T < 90$ К может быть обусловлен разрушением геликоидальной структуры, проведены исследования температурной зависимости теплоемкости C в интервале температур 4,2–16 К и политерм намагниченности $\sigma_H(T)$ в режимах ZFC и FC при $H = (1-25) \cdot 10^2$ Э и $4,2 \text{ К} < T \leq 180 \text{ К}$. Установлено, что для образца с $x = 3,6$ зависимость $C(T) \propto T$, а для $x = 3,0$ $C(T) \propto T^{3/2}$. В совокупности с результатами исследования магнитных свойств такое поведение позволяет идентифицировать низкотемпературное состояние в образце с $x = 3,6$ как состояние спинового стекла. Для образца с $x = 3,0$, где отчетливо выраженные спин-стекольные свойства сочетаются с зависимостью $C(T) \propto T^{3/2}$, низкотемпературное состояние требует дальнейшего изучения.

Для двох розбавлених фрустрованих ферримагнітних оксидів $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ ($x = 3,0$ і $3,6$), в яких перехід в неупорядкований стан типу спінового скла при $T < 90$ К може бути зумовлений руйнуванням гелікоїдальної структури, проведено дослідження температурної залежності теплоємності C в інтервалі температур 4,2–16 К і політерм намагніченості $\sigma_H(T)$ у режимах ZFC та FC при $H = (1-25) \cdot 10^2$ Е і $4,2 \text{ К} < T \leq 180 \text{ К}$. Встановлено, що для зразка з $x = 3,6$ залежність $C(T) \propto T$, а для $x = 3,0$ $C(T) \propto T^{3/2}$. У сукупності з результатами дослідження магнітних властивостей така поведінка дозволяє ідентифікувати низькотемпературний стан в зразку з $x = 3,6$ як стан спінового скла. Для зразка з $x = 3,0$, де чіткі прояви спин-скляних властивостей поєднуються з залежністю $C(T) \propto T^{3/2}$, низькотемпературний стан потребує подальшого вивчення.

PACS: 75.40.-s

Цель работы — исследование низкотемпературной теплоемкости — зависимостей $C(T)$ при $4,2 \text{ К} < T \leq 16 \text{ К}$ для двух разбавленных фрустрированных ферримагнитных оксидов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ ($x = 3,0$ и $3,6$), которые имеют гексагональную кристаллическую структуру типа магнетоплюмбита. Для этих соединений в области температур $T < 90$ К наблюдаются типичные спин-стекольные (СС) свойства: зависимость хода политерм намагниченности $\sigma_H(T)$ от предыстории образцов и логарифми-

ческий характер долговременной релаксации неравновесной намагниченности $\sigma_{ZFC}(T, H)$ — магнитные необратимость и вязкость [1–4].

Вместе с тем, судя по результатам исследования магнитных свойств, низкотемпературные состояния образцов с $x = 3,0$ и $x = 3,6$ отличаются. При содержании немагнитных ионов In^{3+} $x = 3,0$ существует дальний ферримагнитный (ФМ) порядок с температурой Кюри $T_C = (213 \pm 3) \text{ К}$, значение которой надежно определяется как по ходу температурной

зависимости восприимчивости $\chi(T)$ в малых полях, так и из анализа изотерм намагниченности $\sigma_T(H)$ в рамках теории среднего поля [5]. Для этого использована стандартная процедура (см., например, [6]), когда в соответствии со среднеполювым уравнением магнитного состояния $H/\sigma = \alpha(T - T_C) + \beta\sigma^2$ экспериментальные кривые $\sigma_T(H)$ перестраиваются в координатах $H/\sigma - \sigma^2$. Это позволяет одновременно с T_C определить величину спонтанной намагниченности σ_S . Для образца с $x = 3,0$ спонтанная намагниченность $\sigma_S \neq 0$ сохраняется в интервале температур от T_C до 4,2 К. По общепринятой терминологии [1,2], состояния, для которых сосуществуют спонтанная намагниченность $\sigma_S \neq 0$ и вышеперечисленные спин-стекольные свойства, называются смешанными, или состояниями ферро-, ферримагнитного спинового стекла (ФСС), а соответствующая им область на концентрационной x - T -диаграмме — возвратной (reentrant). Для образца с $x = 3,6$ зависимости $\chi(T)$ в малых полях имеют вид размытых колоколообразных кривых, а анализ изотерм намагниченности, проведенный не только в рамках теории среднего поля, но и с использованием скейлингового уравнения магнитного состояния в форме $(H/\sigma)^{0,75} = \alpha(T - T_C) + \beta\sigma^{2,5}$, показывает отсутствие спонтанной намагниченности ($\sigma_S = 0$) при всех температурах выше 4,2 К [3]. Отметим в этой связи, что такой подход, т.е. анализ экспериментальных зависимостей $\sigma_T(H)$ с использованием приведенных выше уравнений магнитного состояния, оказался очень результативным при изучении спин-стекольной системы Ga-замещенных шпинелей $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ в окрестностях мультикритической точки x_0 концентрационной x - T -диаграммы, где при $x \geq x_0 = 1,5$ дальний ФМ порядок разрушается и $\sigma_S = 0$ при всех температурах выше 0 К [6].

В последние годы все большее внимание привлекают системы, в которых перечисленные выше СС свойства возникают вследствие разупорядочения длиннопериодных структур геликоидального типа [7,8]. При этом в качестве структурных единиц выступают уже не отдельные спины, а области мезоскопических размеров, протяженностью от десятков до сотен ангстрем, в пределах которых сохраняется исходное упорядочение [7]. Изучение свойств такого рода фрустрированных неупорядоченных магнетиков только начинается — данные имеются практически только для зонных магнетиков [7,8].

Объекты исследования настоящей работы относятся к числу гейзенберговских систем с короткодействующим обменным взаимодействием, и, согласно нейтронографическим исследованиям, при $T < 120$ К в них существует упорядочение геликоидального типа [9]. Их изучение, безусловно, пред-

ставляет интерес с точки зрения выяснения природы и механизмов формирования разупорядоченных длиннопериодных структур. Среди вопросов, которые имеют принципиальное значение при идентификации магнитных состояний, одно из важных мест занимает вопрос о характере спектра магнитных возбуждений. В качестве первого шага естественно обратиться к исследованиям теплоемкости $C(T)$, линейная или квазилинейная зависимость которой от температуры считается одним из канонических признаков состояний типа спинового стекла [1,2]. По сравнению с зонными магнетиками использование для такого рода исследований ферримагнитных оксидов более удобно, поскольку последние являются диэлектриками и, следовательно, в их теплоемкости не содержится линейного по температуре электронного вклада.

Для измерений теплоемкости использованы монокристаллический ($x = 3,0$) и поликристаллический ($x = 3,6$) образцы, синтезированные по такой же методике, как и в [3,5]. Однофазность контролировали рентгенографическим, а для поликристаллов и металлографическим методами. Концентрация немагнитных ионов в однофазных поликристаллах соответствовала содержанию компонентов, участвующих в твердофазной реакции ферритизации в интервале температур 1520–1570 К. Аттестацию катионного состава монокристаллов проводили посредством сравнения их структурных (параметры решетки) свойств с соответствующими свойствами однофазных поликристаллов.

Измерения зависимости $C(T)$ на монокристалле ($x = 3,0$) проведены импульсным квазистатическим методом с использованием калориметра, описанного в [10], в Институте низких температур и структурных исследований ПАН, Вроцлав, Польша. На поликристаллических образцах ($x = 3,6$) измерения $C(T)$ проведены методом абсолютной калориметрии [11] во ФТИНТ НАН Украины. Погрешность измерений в обоих случаях не превышала 1%.

Помимо основных результатов, т.е. зависимостей $C(T)$, для иллюстрации обсуждавшихся выше признаков спин-стекольного поведения исследуемых объектов в работе представлены политермы намагниченности $\sigma_H(T)$ с различной предысторией — $\sigma_{ZFC}(T)$ и $\sigma_{FC}(T)$. Измерения выполнены на баллистическом магнитометре с чувствительностью 10^{-3} Гс·см·г⁻¹ в интервале температур 4,2–180 К и магнитных полей от 10^2 до $2,5 \cdot 10^3$ Э. В обоих случаях (ZFC и FC) эксперименты проведены в идентичных условиях — при нагреве и одинаковой скорости увеличения температуры. Режимы ZFC и FC соответствуют предварительному охлаждению образцов до какой-либо температуры $T < T_f$ (в нашем случае

до 4,2 К) в отсутствие поля (ZFC) или в поле заданной величины (FC). T_f — температура, ниже которой существуют магнитные необратимость и вязкость. Для спиновых стекол T_f является температурой замерзания СС состояния и зависит от величины магнитного поля H [1–4,12]. Согласно результатам исследования линий критического поведения $T_f(H)$, которые определяли двумя способами, а именно, по появлению эффектов необратимости ($\sigma_{ZFC}(T,H) \neq \sigma_{FC}(T,H)$) и магнитной вязкости ($\sigma_{ZFC}(T,H) \sim S \ln t$, t — время, S — коэффициент вязкости), для образца с $x = 3,6$ значение $T_f(0)$ составляет (85 ± 3) К [3,4]. Как видно из данных на рис. 1, близкое к этому значение имеет и $T_f(0)$ для монокристаллического образца ($x = 3,0$).

На рис. 1 и 2 приведены политермы намагниченности $\sigma_H(T)$ в режимах ZFC и FC для образцов с $x = 3,0$ и $x = 3,6$ соответственно. Отметим, что эти же образцы были использованы при измерениях теплоемкости — зависимостей $C(T)$ на рис. 3. Как видно из данных на рис. 1, для образца с $x = 3,0$ в полях $H = 100$ и 300 Э зависимости $\sigma_H(T)$ имеют вид, типичный для возвратной области x – T -диаграммы [1,2,12]. При достаточно высоких температурах существует плато, а при $T \leq T_f(H)$ появляется необратимость — неравновесная намагниченность $\sigma_{ZFC}(T)$ уменьшается, стремясь к нулю при $T \rightarrow 0$ К, а $\sigma_{FC}(T)$ по-прежнему не зависит от температуры.

В поле $H = 10^3$ Э ход политерм $\sigma_H(T)$ изменяется, при $T \sim 150$ К формируется максимум. При этом для намагниченности $\sigma_{FC}(T)$, которая обычно в первом приближении рассматривается как равновесная [1,2], он выражен более отчетливо. Кроме того, помимо «спин-стекольной необратимости» при

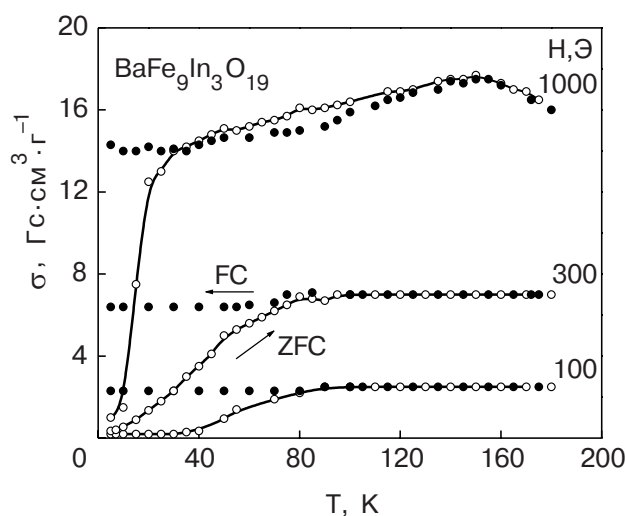


Рис. 1. Политермы намагниченности $\sigma_H(T)$ монокристалла $\text{BaFe}_9\text{In}_3\text{O}_{19}$ в режимах ZFC и FC (см. текст); $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

$T \rightarrow 0$ К (область $T < 40$ К), где $\sigma_{FC}(T) > \sigma_{ZFC}(T)$, существует температурный гистерезис намагниченности при более высоких температурах ($40 \text{ К} < T < 150 \text{ К}$), и здесь порядок расположения кривых изменяется: $\sigma_{ZFC}(T) > \sigma_{FC}(T)$. Необходимо отметить, что благодаря высокой чувствительности установки ($10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$) относительный ход кривых $\sigma_H(T)$ в режимах ZFC и FC определен с достаточно высокой точностью, подтверждением чему может служить хорошая повторяемость результатов. Температурный гистерезис наблюдался также для индийзамещенных монокристаллов с $x > 3,0$, причем эксперименты были выполнены по схеме «нагрев – охлаждение» в интервале температур 77–300 К в полях до $17 \cdot 10^3$ Э [13]. В целом подобное поведение, по-видимому, связано с фазовым переходом первого рода в геликоидальное упорядочение при температуре $T \sim 120$ К, о котором сообщалось в [9]. Отметим, что наличие третьего фазового перехода первого рода в возвратных магнетиках, т.е. в области температур $T_f < T < T_C$, вполне вероятно и было обнаружено нами ранее для спин-стекольной системы $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ [14,15].

Ход политерм намагниченности поликристаллического образца с $x = 3,6$ (рис. 2) довольно хорошо согласуется с результатами, полученными ранее на монокристалле [3]. В отличие от монокристалла ($x = 3,0$) характер поведения подобен тому, кото-

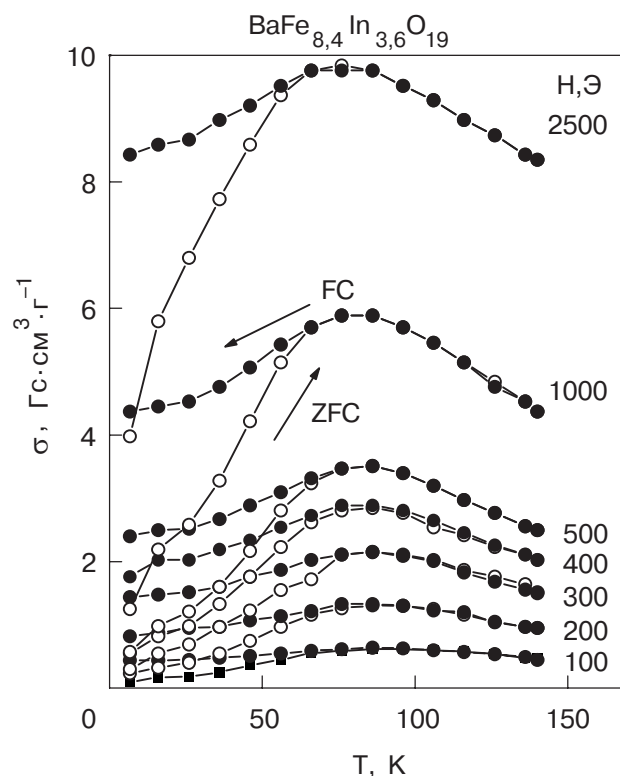


Рис. 2. Политермы намагниченности $\sigma_H(T)$ поликристаллического образца $\text{BaFe}_{8,4}\text{In}_{3,6}\text{O}_{19}$ в режимах ZFC и FC (см. текст).

рый наблюдается в окрестностях мультикритической точки x_0 фазовой диаграммы $x-T$ уже упоминавшейся спин-стекольной системы Li-Ga шпинелей [12]. В концентрационной области $x \sim x_0$ характер хода политерм $\sigma_H(T)$ в малых полях (отсутствие острого спин-стекольного максимума) в значительной степени определяется резко выраженной пространственной неоднородностью всех типов магнитных состояний, что обусловлено присутствием областей (кластеров) с ФМ упорядочением [5,12]. Для образца с $x = 3,6$ ближний ФМ порядок сохраняется вплоть до $T = 300$ К, и только при более высоких температурах температурная зависимость обратной парамагнитной восприимчивости χ^{-1} следует гиперболическому закону, свойственному ферримагнетикам [5]. Таким образом, представленные на рис. 1 и 2 результаты наглядно иллюстрируют различие магнитных состояний, реализующихся в образцах с $x = 3,0$ и $x = 3,6$ при низких температурах.

Температурные зависимости теплоемкости исследуемых образцов представлены на рис. 3. К сожалению,

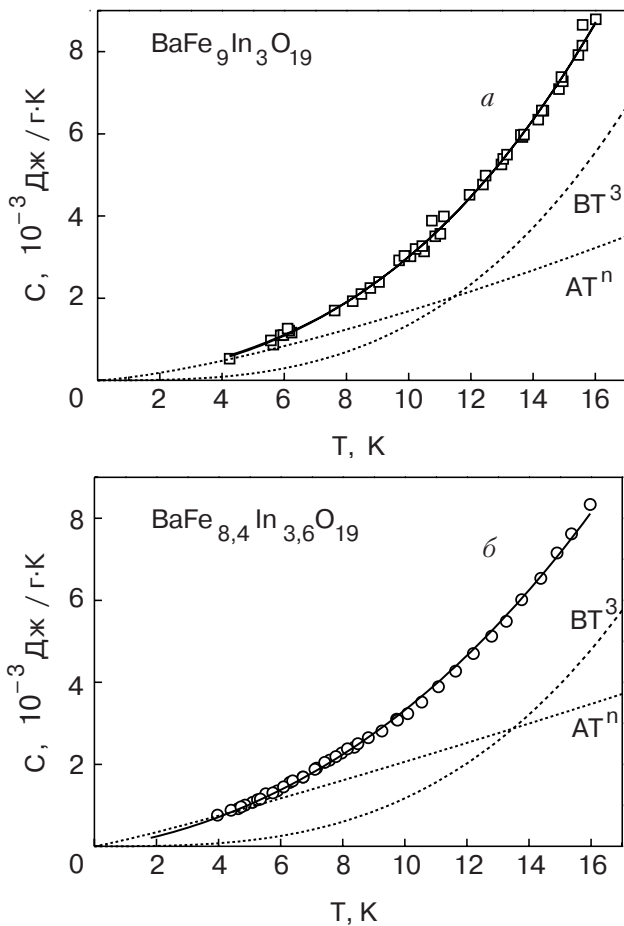


Рис. 3. Температурные зависимости теплоемкости образцов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$. Пунктирные линии — разложение экспериментальной кривой $C(T)$ на фононный (BT^3) и магнитный (AT^n) вклады. $x = 3$, $n = 1,38 \pm 0,2$ (а); $x = 3,6$, $n = 1,11 \pm 0,05$ (б).

использование стандартной процедуры выделения магнитного вклада $C_m(T)$ посредством независимого определения теплоемкости решетки немагнитного аналога, проведенного в [16], в данной ситуации невозможно. Экспериментально установлено, что предельное содержание в структуре типа магнетоплюмбита крупных ионов In^{3+} ($r = 0,92$ Å) не превышает $x = 4,0$ [5]. Поэтому при математической обработке экспериментальных результатов за основу взяты следующие соображения. Очевидно, что фононные вклады в теплоемкость обоих образцов близки по величине и в рассматриваемом интервале температур, вероятно, пропорциональны T^3 . При низких температурах магнитные вклады, как правило, превышают вклад решетки [8,14,16]; в образцах с различным содержанием ионов In^{3+} магнитные вклады, в принципе, могут иметь не только различную величину, но и отличающийся температурный ход. Для качественной проверки этого экспериментальные кривые $C(T)$ были представлены в координатах $C/T-T$ (см. рис. 4). Прежде всего, из данных на рис. 4 видно, что при $4 \text{ К} \leq T \leq 10 \text{ К}$, где, по предположению, должны преобладать магнит-

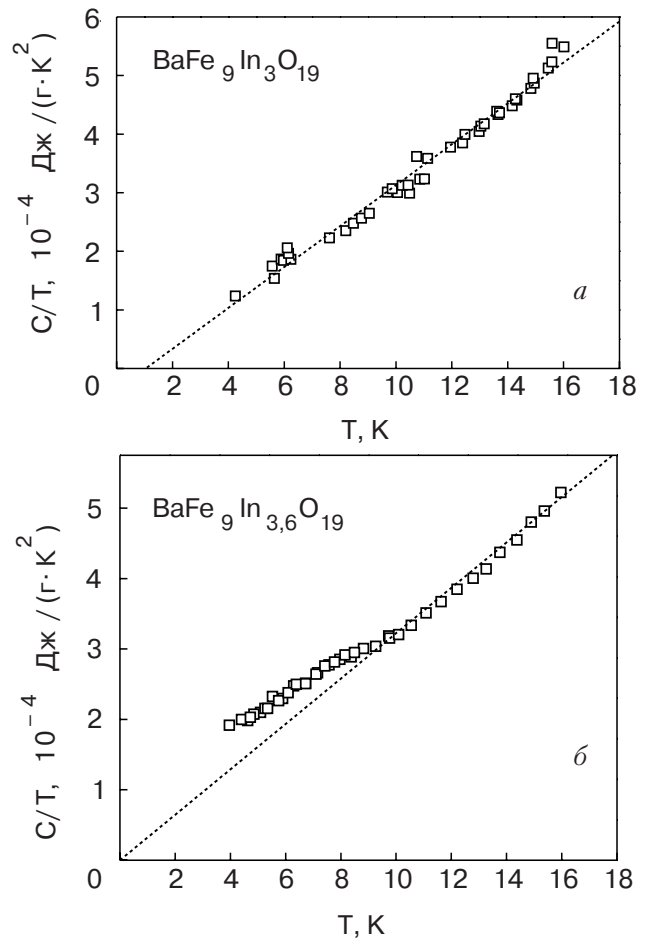


Рис. 4. Экспериментальные зависимости $C(T)$ образцов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ в координатах $C/T-T$. $x = 3$ (а); $x = 3,6$ (б).

ные вклады в теплоемкость, для образцов с $x = 3,0$ и $x = 3,6$ ход зависимостей $C/T-T$ отличается. При этом ниже 10 К для обоих образцов нет отчетливо выраженного плато, что указывало бы на доминирующую линейную зависимость $C(T)$. Вместе с тем для образца с $x = 3,6$ этот участок при экстраполяции к $T = 0$ К пересекает ось ординат при положительном значении $C(T)$, что может означать существование линейного вклада в суммарную теплоемкость. При $T > 10$ К ход зависимостей C/T от T для обоих образцов очень близок, наиболее вероятной причиной этого может быть преобладание при $T > 10$ К практически одинаковых фононных вкладов.

С учетом изложенных выше качественных соображений экспериментальные зависимости $C(T)$ были аппроксимированы выражениями вида:

$$C(T) = AT + BT^3, \quad (1)$$

$$C(T) = AT^{3/2} + BT^3, \quad (2)$$

$$C(T) = A_1T + A_2T^{3/2} + BT^3, \quad (3)$$

$$C(T) = AT^n + BT^3. \quad (4)$$

С точки зрения развиваемых представлений наилучшее совпадение с экспериментальными результатами было достигнуто либо при использовании для обоих образцов соотношения (4) с одновременным определением трех параметров (A , B и n), либо при использовании различных аппроксимаций: (1) — для $x = 3,6$ и (2) — для $x = 3,0$, когда определению подлежат только коэффициенты A и B . Значения этих величин представлены в таблице.

Таблица

Значения параметров уравнений (1), (2) и (4), использованные для аппроксимации экспериментальных зависимостей $C(T)$ на рис. 3; коэффициент корреляции 0,99.

x	Уравнение	n	$A \cdot 10^5$ Дж·г ⁻¹ ·К ⁻⁽¹⁺ⁿ⁾	$B \cdot 10^6$ Дж·г ⁻¹ ·К ⁻⁴
3,0	(4)	$1,38 \pm 0,2$	7 ± 2	$1,36 \pm 0,2$
3,6	(4)	$1,11 \pm 0,05$	16 ± 1	$1,17 \pm 0,05$
3,0	(2)	$3/2$	$7 \pm 0,2$	$1,25 \pm 0,04$
3,6	(1)	1	$20 \pm 0,2$	$1,27 \pm 0,01$

Разложение экспериментальных зависимостей $C(T)$ на магнитный (AT^n) и фононный (BT^3) вклады в соответствии с уравнением (4) показано на рис. 3 штриховыми линиями. Практически так же выглядят разложения зависимостей $C(T)$, когда

магнитные вклады описываются функциями $AT^{3/2}$ для $x = 3,0$ и AT для $x = 3,6$. Видно, что при используемой аппроксимации фононные вклады, пропорциональные BT^3 , для образцов с $x = 3,0$ и $3,6$ действительно близки по величине и при низких температурах меньше магнитных вкладов, но, начиная с температур ~ 10 К они становятся преобладающими. Иная картина наблюдается, если для аппроксимации $C(T)$ для обеих концентраций немагнитных ионов In^{3+} использовать одни и те же уравнения — (1), (2) или (3). Например, если для обоих образцов магнитная часть $C_m(T)$ имеет вид $AT^{3/2}$, то для $x = 3,6$ фононный вклад BT^3 при $T = 16$ К почти вдвое ниже магнитного и, кроме того, вдвое ниже, чем для образца с $x = 3,0$.

Таким образом, с достаточным основанием можно считать, что для образца с $x = 3,6$ магнитная часть теплоемкости $C_m(T)$ при низких температурах следует линейному (или квазилинейному) закону. В соответствии с общепринятыми феноменологическими признаками [1,2], включающими специфические магнитные свойства (см. рис. 2 и [3,4]) и поведение теплоемкости (рис. 3,б), реализующееся в этом образце низкотемпературное состояние следует считать спин-стекольным.

Для образца с $x = 3,0$ ситуация не столь однозначна, так как температурная зависимость магнитной части теплоемкости описывается блоховским законом $C_m \propto T^{3/2}$ или, возможно, какой-либо более сложной его модификацией [17–19]. Последнее требует дополнительных исследований при $T < 4$ К, но сам факт отличия температурного поведения магнитных вкладов в теплоемкость для спин-стекольного образца с $x = 3,6$ и образца с $x = 3,0$ можно считать твердо установленным. Это немаловажный результат, так как существует мнение, что в объектах, магнитные свойства которых соответствуют спин-стекольному состоянию, а теплоемкость C_m пропорциональна $T^{3/2}$, эта зависимость обусловлена преобладанием в спектре магнитных возбуждений спиновых волн, локализованных в областях мезоскопических размеров с сохранившимся ФМ упорядочением [20]. Однако результаты, полученные в настоящей работе, не подтверждают это предположение.

В рассматриваемых нами объектах формирование геликоидальной структуры и ее последующее разрушение с переходом в состояние СС ($x = 3,6$) обусловлены избирательным размещением крупных немагнитных ионов In^{3+} в кристаллической решетке и образованием слабомагнитных прослоек в плоскостях, перпендикулярных гексагональной оси c . Подробно это обсуждалось ранее в [3]. Увеличение содержания ионов In^{3+} от $x = 3,0$ до $x = 3,6$, судя по

данным магнитных исследований (наличие или отсутствие спонтанной намагниченности), приводит к повышению концентрации фрустрированных связей до величины, критической для существования дальнего ФМ порядка в кристалле. Вместе с тем это не может заметно изменить статистику распределения по размерам (вдоль оси c) областей, разделенных слабомагнитными прослойками. Уже при $x = 3,0$ ионы In^{3+} занимают в решетке $\sim 70\%$ пентаэдрических позиций, которые принципиально важны с точки зрения формирования макроскопической магнитной структуры [3,9]. Эти позиции размещаются в плоскостях, удаленных друг от друга на половину периода решетки ($c/2$). Ясно, что для разупорядочения геликоида требуется увеличение концентрации фрустраций либо в этих же слабомагнитных плоскостях, либо в их ближайших окрестностях. Следовательно, увеличение содержания немагнитных ионов In^{3+} от $x = 3,0$ до $x = 3,6$ не может оказывать заметного влияния на характер мезоскопической неоднородности в этих образцах. Отсюда вытекает, что изменение типа зависимости $C_m(T)$ при увеличении содержания ионов In^{3+} от $x = 3,0$ до $x = 3,6$ связано с изменением обмена в слабомагнитных прослойках, посредством которых осуществляется взаимодействие между мезоскопическими областями. При этом сам факт присутствия этих областей не является определяющим.

Такой вывод хорошо согласуется с экспериментальными результатами, полученными в [1,2,12, 14–16]. Например, в системе Li-Ga шпинелей, о которой уже шла речь, несмотря на ярко выраженную пространственную неоднородность магнитных состояний в окрестностях мультикритической точки x - T -диаграммы, $C_m \propto T$ как в СС, так и в ФСС состояниях [14,16]. Вместе с тем в контексте обсуждаемого вопроса следует упомянуть об одном из примеров (пока еще немногочисленных [20,21]), когда зависимость $C_m \propto T^{3/2}$ наблюдается одновременно с хорошо выраженными спин-стекольными свойствами. В разбавленной шпинели $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{1,6}\text{Ga}_{0,9}\text{O}_4$ линейная зависимость $C_m \propto T$ сменяется законом $T^{3/2}$, если в состав вводится $\sim 2\%$ мол. Co^{2+} [21]. Одновременно с этим температура перехода в состояние типа ФСС повышается почти на порядок и при $T = T_f(0)$ появляются признаки фазового перехода первого рода [21,22]. Нельзя исключить, что в Li-Ga шпинелях при допировании ионами Co^{2+} реализуется состояние, подобное низкотемпературному состоянию в $\text{BaFe}_9\text{In}_3\text{O}_{19}$, так как при наличии анизотропного обмена (ионы Co^{2+}), согласно Дзялошинскому, могут формироваться длиннопериодные магнитные структуры [23].

В связи с этим можно предположить, что сочетание спин-стекольных магнитных свойств (необратимость и вязкость) и температурной зависимости теплоемкости вида $C_m \propto T^{3/2}$ непосредственно связано с природой реализующегося фрустрированного состояния. Интересно отметить, что такое поведение может наблюдаться в двух принципиально различных ситуациях: *i*) в формировании спектра магнитных возбуждений большую роль играет структура ФСС состояний, и зависимость $C_m \propto T^{3/2}$ обусловлена фактом присутствия дальнего ФМ порядка с геликоидальным упорядочением; *ii*) магнетики с таким сочетанием свойств не относятся к спиновым стеклам (их основное состояние является невырожденным [24]), а образуют некую новую разновидность фрустрированных неупорядоченных систем. Таким образом, дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение разупорядоченных геликоидальных структур в магнетиках различных типов может дать новый импульс к развитию представлений о фрустрированных состояниях.

1. К. Binder and A.P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
2. И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер, *УФН* **157**, 267 (1989).
3. Н.Н. Ефимова, Н.В. Ткаченко, А.В. Борисенко, *ФТТ* **29**, 1331 (1987).
4. Н.Н. Ефимова, Н.В. Ткаченко, *ФТТ* **33**, 1583 (1991).
5. Н.Н. Ефимова, Ю.А. Мамалуй, в сб: *Физические и физико-химические свойства ферритов*, Наука и техника, Минск (1975), с.115.
6. Н.Н. Ефимова, М.Б. Устименкова, *ЖЭТФ* **114**, 2065 (1998).
7. T. Coto, T. Ando, T. Oku, and M.Furusaka, *YMMM* **140–144**, 1785 (1995).
8. O. Trovarelli, Y.G. Sereni, P. Pureur, and Y. Shaf, *Phys. Rev.* **52**, 15387 (1995).
9. М.И. Намталишвили, О.П. Олешко-Ожевский, И.И. Ямзин, *ФТТ* **13**, 2543 (1971).
10. A.I. Krivchikov, B.Ya. Gorodilov, and A. Czopnik, *Adiabatic Microcalorimeter Proc. Of Cont. Low Temperature Thermometry and Dynamic Temperature Measurement*, Wroclaw (1997), p. 57.
11. А.В. Алапина, Ю.А. Душечкин, Б.Я. Сухаревский, в сб: *Теплофизические свойства веществ и материалов*, вып. 9, Изд-во стандартов, Москва (1976), с. 113.
12. Н.Н. Ефимова, Ю.А. Попков, Н.В. Ткаченко, *ФНТ* **15**, 1055 (1989); там же **16**, 1565 (1990).
13. Н.Н. Ефимова, Ю.А. Мамалуй, Н.В. Ткаченко, *ФТТ* **26**, 1839 (1984).
14. Н.Н. Ефимова, С.Р. Куфтерина, А.Г. Андерс, С.В. Старцев, А.М. Гуревич, В.Н. Еропкин, *ФНТ* **24**, 1007 (1998).
15. Н.Н. Ефимова, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 329 (1998).

16. Н.Н. Ефимова, В.А. Перваков, В.И. Овчаренко, Н.Ю. Тютрюмова, *ФТТ* **35**, 2838 (1993).
17. Ю.А. Изюмов, Р.П. Озеров, *Магнитная нейтронография*, Наука, Москва (1966).
18. U. Krey, *Y. Physique Lett.* **46** Z, 845 (1985).
19. Н.Н. Ефимова, С.Р. Куфтерина, *ФТТ* **40**, 1075 (1998).
20. Y.M.D. Coey, S.Von. Molnar, and R.Y. Gambino, *Solid State Commun.* **24**, 167 (1977).
21. Н.Н. Ефимова, С.Р. Куфтерина, *ФНТ* **20**, 338 (1994).
22. Н.Н. Ефимова, Ю.А. Попков, С.Р. Куфтерина, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 412 (1996).
23. И.Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **46**, 1420 (1964); *там же* **47**, 336 (1964).
24. В.С. Доценко, *УФН* **163**, 1 (1993).

tisation polytherms, $\sigma_H(T)$ in ZFC and FC regimes at $H = (1-25) \cdot 10^2$ Oe and $4.2 \text{ K} < T \leq 180 \text{ K}$ were measured for two dilute frustrated ferrimagnetic oxides $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ ($x = 3.0$ and 3.6) which exhibit a transition to disordered states of a spin glass type at $T < 90 \text{ K}$. The temperature dependences for $x = 3.6$ and $x = 3.0$ are found to be of $C(T) \propto T$ and $C(T) \propto T^{3/2}$ types, respectively. In combination with the magnetic properties, this behavior permits the low-temperature state of the sample with $x = 3.6$ to be identified as a spin-glass state. As for the other sample ($x = 3.0$), where the well-defined spin-glass magnetic properties are combined with the dependence $C(T) \propto T^{3/2}$, the low-temperature state problem calls for further investigations.

Low-temperature specific heat of frustrated
ferrimagnets $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$
with $x = 3.0$ and $x = 3.6$

A.G. Anders, N.N. Efimova, V.B. Valiyov,
S.R. Kufterina, A.M. Gurevith, A.I. Krivchikov
A.V. Terechov, and T.V. Chagovets

The temperature dependence of specific heat,
 $C(T)$, at 4.2–16 K was investigated and magne-