

# Теплоемкость монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ в различных магнитных состояниях

© М.Н. Хлопкин, Г.Х. Панова, А.А. Шиков, В.Ф. Синянский, Д.А. Шулятев\*

Российский научный центр "Курчатовский институт",  
123182 Москва, Россия

\* Московский институт стали и сплавов,  
117936 Москва, Россия

E-mail: khlopkin@ismain.issph.kiae.ru

(Поступила в Редакцию 23 марта 1999 г.  
В окончательной редакции 1 июля 1999 г.)

Измерена теплоемкость трех монокристаллических образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с  $x = 0; 0.2; 0.3$  в области температур 4–400 К. Обнаружены скачки теплоемкости, связанные с переходом из антиферромагнитной в парамагнитную ( $x = 0$ ) и из ферромагнитной в парамагнитную фазы ( $x = 0.2$  и  $0.3$ ). В системе  $\text{La}_{1.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  выделен фонный вклад в теплоемкость и определена величина характеристической температуры Дебая в широкой области температур. Даны оценки плотности электронных состояний на уровне Ферми. Показано, что с ростом концентрации стронция  $x$  возрастает плотность электронных состояний на уровне Ферми. В предположении, что фонный спектр не меняется при легировании Sr, выделены вклады спиновых волн в теплоемкость и энтропию.

Наблюдаемое гигантское магнитосопротивление (ГМС) в оксидах со структурой перовскита типа  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  привлекает большой интерес к исследованию структурных, магнитных и электронных свойств этих материалов [1–3].

Стехиометрический  $\text{LaMnO}_3$  представляет собой слоистый антиферромагнитный диэлектрик. Магнитная структура в нем характеризуется антиферромагнитным упорядочением вдоль оси  $c$  и ферромагнитным упорядочением в кристаллографических плоскостях  $ab$  (слои MnO), разделенных немагнитными слоями LaO. Наблюдаемый слабый планарный ферромагнетизм трактуется либо как собственное свойство, либо как результат сверхстехиометрического кислорода. Антиферромагнитное упорядочение в  $\text{LaMnO}_3$  при низких температурах установлено нейтронографическими исследованиями [4]. По этим данным температура Нееля  $T_N$  равна 141 К.

При легировании стронцием  $\text{LaMnO}_3$  переходит из состояния антиферромагнитного изолятора в состояние металлического ферромагнетика с максимальной температурой Кюри ( $T_c$ ), близкой к 400 К. Легирование двухвалентным стронцием, замещающим  $\text{La}^{3+}$ , приводит к образованию дырок и появлению спонтанной намагниченности у кристаллов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . При малых  $x$  в системе  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ферромагнитное состояние ненасыщенно и достигает насыщения только при  $x = 0.3$ . В области значений  $x$ , при которых полное ферромагнитное упорядочение не установилось, спектры рассеяния нейтронов при 4.2 К представляют собой суперпозицию спектров, соответствующих ферромагнитному и антиферромагнитному упорядочениям.

Исследования методами фотоэлектронной спектроскопии [5] и оптической проводимости системы  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  [6,7] показали, что электронная плотность

состояний этой системы необычна: очень мала и зависит от температуры.

В данной работе экспериментально исследована теплоемкость в широкой области температур (4–400 К) монокристаллических образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с различной концентрацией стронция ( $x = 0; 0.2; 0.3$ ), что позволило определить значения интегральных характеристик магнитного, электронного и фонного спектров возбуждений: плотности электронных состояний на уровне Ферми, характеристической температуры Дебая в широком интервале температур, вклада спиновых волн в теплоемкость и проследить за изменением магнитного вклада в теплоемкость по мере увеличения концентрации стронция.

## 1. Эксперимент

Монокристаллы  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  получались методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом на установке УРН 2-3М. Для приготовления заготовки в виде керамического стержня использовались исходные вещества  $\text{La}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$  и  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  чистотой не менее 99.99%.  $\text{La}_2\text{O}_3$  перед использованием для дегидратации прокаливался в течение 10 часов при 900°C. Для компенсации потери Mn за счет испарения из расплавленной зоны концентрация  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  была увеличена на 1–2 at.%. Исходные материалы смешивались в соответствующих пропорциях и прессовались в таблетки под давлением  $(0.6–0.8) \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ , после чего таблетки размалывались и перетирались в агатовой ступке. Из полученной шихты прессовались заготовки под давлением  $10^3 \text{ kg/cm}^2$ . После прессования заготовки подвергались спеканию при 1300°C в течение 24 часов на воздухе. Рентгеновский фазовый анализ полученных заготовок проводился на рентгеновском дифрактометре

Параметры, характеризующие монокристаллические образцы  $\text{LaMnO}_3$ ,  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ : структура и параметры решетки  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $\alpha$ , температуры перехода из ферромагнитного в парамагнитное состояния  $T_c$ , температура перехода Неелл  $T_N$ , коэффициенты  $\gamma$  и  $\beta$ , описывающие теплоемкость зависимостью  $C_p = \gamma T + \beta T^3$  в интервале температур 4–8 К, низкотемпературное значение характеристической температуры Дебая  $\Theta_{LT}$ , величина магнитной энтропии  $S_m$  при высоких температурах

Параметры	Образцы		
	$\text{LaMnO}_3$	$\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$	$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$
Структура	$Pnma$	$R3c$	$R3c$
$a, \text{Å}$	$5.7419 \pm 0.002$	5.4822	5.4714
$b, \text{Å}$	$7.6945 \pm 0.002$	—	—
$c, \text{Å}$	$5.5359 \pm 0.002$	—	—
$\alpha, ^\circ$	—	60.59	60.43
$T_c, \text{K}$	—	296	345
$T_N, \text{K}$	136	—	—
$\gamma, \text{mJ/mol K}^2$	1.1	5.2	4.4
$\beta, \text{mJ/mol K}^4$	0.192	0.108	0.101
$\Theta_{LT}, \text{K}$	—	—	458
$N(E_F)$ , состояний/ $\text{eV} \cdot \text{cm}^3$	0	$2.9 \cdot 10^{22}$	$2.4 \cdot 10^{22}$
$S_m, \text{J/mol K}$	6.0	7.5	7.2

ДРОН-3, в пределах точности метода была установлена их однофазность. Исходные заготовки для зонной плавки представляли собой цилиндры диаметром 4–7 и длиной 40 мм.

Монокристаллы  $\text{LaMnO}_3$  выращивались на воздухе, а  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  — в атмосфере Ar при давлении 3–4 atm в диапазоне скоростей движения жидкой зоны 5–10 мм/ч. Согласно данным рентгенодифракционной микроскопии, выращенные монокристаллы состояли из 2–3 моноблоков, разориентированных друг относительно друга на угол  $0.5$ – $1^\circ$ . Ширина на половине высоты кривой качания каждого блока составляла 5–10'. Отклонение кристаллографического направления [110] от оси роста монокристалла обычно составляло 10–15°. Отжиг растущего кристалла в процессе приготовления при температуре около  $1300^\circ\text{C}$  позволил избежать трещин в полученном кристалле.

Кристаллическая структура монокристаллических образцов изучалась с помощью рентгеновской и нейтронной дифракции. Структура и параметры решетки исследованных образцов представлены в таблице и хорошо согласуются с литературными данными [8].

Теплоемкость в области температур 2–150 К определялась адиабатическим методом с импульсным вводом тепла [9]. Погрешность измерения составляла величину 1% в интервале 4–10 К и 0.2–0.5% в интервале 10–150 К. В области температур 130–400 К измерения теплоемкости проводились методом дифференциальной калориметрии [10] с погрешностью 2%.

## 2. Экспериментальные результаты

Основные экспериментальные результаты по исследованию теплоемкости монокристаллических образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  представлены на рис. 1–4 и приведены в таблице.

На рис. 1 представлены температурные зависимости теплоемкости трех монокристаллических образцов:  $\text{LaMnO}_3$ ,  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Из сравнения этих кривых следует, что введение атомов Sr приводит к понижению теплоемкости в области температур 6–150 К и росту теплоемкости в области температур ниже 6 К.

В температурной зависимости теплоемкости  $\text{LaMnO}_3$  наблюдается скачок при температуре 136 К, обусловленный фазовым переходом из антиферромагнитного в парамагнитное состояние при температуре Неелл. В зависимости  $C(T)$  легированных образцов (при 296 К для  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  и 345 К для  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ) наблюдались более резкие особенности в виде  $\lambda$ -пика, связанные с фазовым переходом из ферромагнитной фазы в парамагнитную. В интервале температур чуть выше

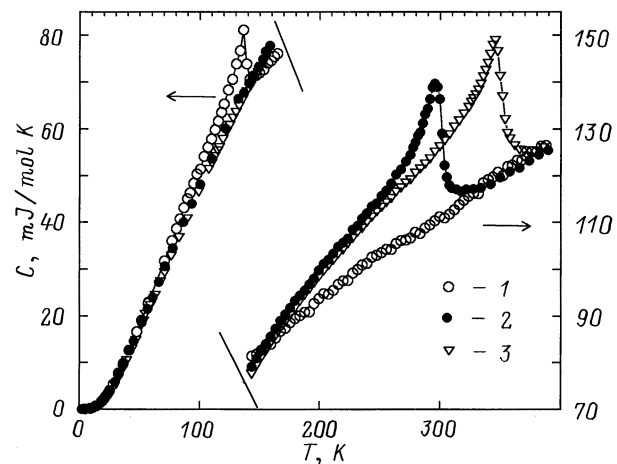
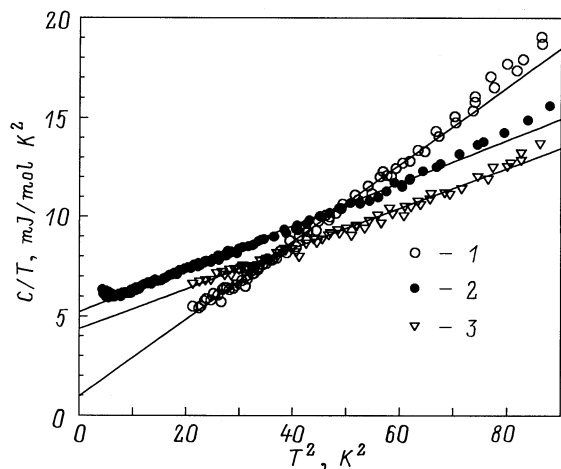


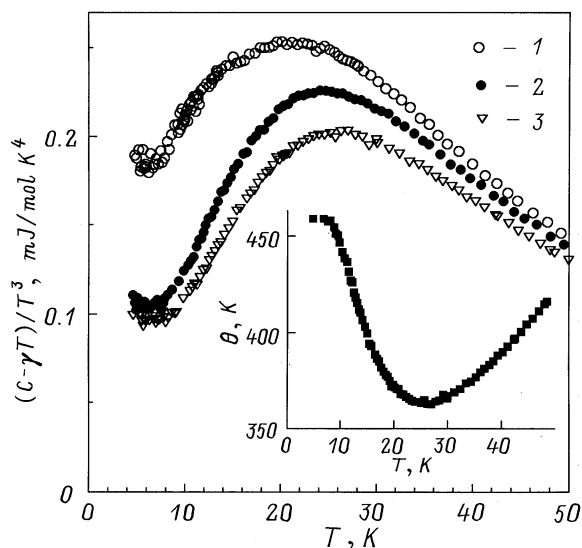
Рис. 1. Теплоемкость монокристаллических образцов  $\text{LaMnO}_3$  (1),  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  (2) и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (3) в области температур 4–400 К. Показаны не все экспериментальные точки.

скачков (145–150 К и выше 350 К) величины теплоемкости всех трех исследованных образцов довольно близки: различие между образцами не превышает 3%. Температуры фазовых переходов, определенные по максимуму теплоемкости, хорошо согласуются с литературными данными [11].

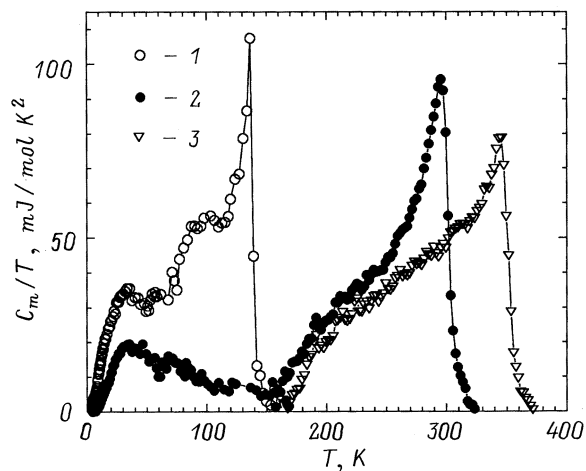
На рис. 2 приведены результаты измерения теплоемкости в области температур ниже 10 К в координатах  $C/T$  от  $T^2$ . Наши экспериментальные данные по теплоемкости в интервале температур 4–8 К хорошо (с погрешностью не более 3%) описываются зависимостью вида  $C = \gamma T + \beta T^3$ , что соответствует прямой линии в координатах



**Рис. 2.** Температурная зависимость теплоемкости в координатах  $C/T$  от  $T^2$  в области температур 4–9 К. 1 —  $\text{LaMnO}_3$ , 2 —  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ , 3 —  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Прямая линия соответствует зависимости вида  $C = \gamma T + \beta T^3$ .



**Рис. 3.** Температурная зависимость теплоемкости за вычетом линейного по температуре члена в области температур 4–50 К в координатах  $(C - \gamma T)/T^3$  от  $T$ . 1 —  $\text{LaMnO}_3$ , 2 —  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ , 3 —  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . На вставке: зависимость дебаевского характера параметра  $\Theta$  от температуры.



**Рис. 4.** Вклад спиновых волн в теплоемкость  $\text{LaMnO}_3$  (1),  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  (2) и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (3).

натах  $C/T$  от  $T^2$ . Теплоемкость образца  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  была измерена в более широком интервале, начиная с 2 К. Видно, что характер температурной зависимости не изменяется с понижением температуры.

В области температур выше 8 К наблюдается систематическое отклонение от этой зависимости с тенденцией к положительной кривизне (прогиб книзу). Сравнение наших данных с данными работы [12] показывает, что они хорошо согласуются для образцов с  $x = 0.2$ ;  $0.3$ . Для нелегированного образца с  $x = 0$  наши данные существенно отличаются от [12] как по абсолютной величине, так и по характеру температурной зависимости. Мы полагаем, что это может быть связано с высокой чувствительностью свойств образцов с  $x = 0$  к небольшим отклонениям от стехиометричности.

Величины параметров  $\gamma$ ,  $\beta$ , а также низкотемпературное значение температуры Дебая  $\Theta_{LT}$ , связанное с  $\beta$  соотношением:  $\beta = 12\pi^4 R / (5n\Theta_{LT}^3)$ , определенные аппроксимацией экспериментальных данных в области температур 4–8 К методом наименьших квадратов, представлены в таблице. (Здесь  $R$  — газовая постоянная,  $n$  — число атомов в формульной единице.)

### 3. Обсуждение

В низкотемпературной теплоемкости магнитного металла обычно выделяют электронный вклад, пропорциональный температуре, затем фонный вклад, пропорциональный кубу температуры, и, наконец, вклад спиновых волн. Разделение этих вкладов обычно производится на основании их различной зависимости от температуры. В простейших теоретических моделях [13] антиферромагнетика магнитный вклад в теплоемкость пропорционален  $T^3$  в трехмерном случае и  $T^2$  в двумерном случае. Для трехмерных ферромагнетиков [13] теплоемкость спиновых волн пропорциональна  $T^{3/2}$ . Из рис. 2 видно, что в зависимости  $C/T$  от  $T^2$  не наблюдается отрицательной кривизны (прогиба кверху), что свидетельствует

об отсутствии в пределах экспериментальной точности вкладов в теплоемкость, пропорциональных  $T^2$  или  $T^{3/2}$ . Этот факт хорошо согласуется с выводами работы [14], где в низкотемпературной теплоемкости ферромагнитных соединений  $\text{La}_{0.77}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  также не было обнаружено вкладов с такой температурной зависимостью.

Поскольку в соединении с содержанием стронция  $x = 0.3$  отсутствуют следы антиферромагнетизма, то можно полагать, что кубический по температуре член полностью обусловлен фоновым вкладом в теплоемкость. В образцах же  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  в кубический по температуре член вносят вклад как фононы, так и антиферромагнитные спиновые волны.

Линейный по температуре член отвечает электронному вкладу в теплоемкость. В образце  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  значение коэффициента  $\gamma$  при линейном члене теплоемкости составляет  $4.4 \text{ mJ/mol K}^2$ , для образца  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$   $\gamma = 5.2 \text{ mJ/mol K}^2$ , для  $\text{LaMnO}_3$   $\gamma = 1.1 \text{ mJ/mol K}^2$ . Наблюдаемое в диэлектрическом образце  $\text{LaMnO}_3$  ненулевое значение коэффициента  $\gamma$  при линейном по температуре члене обусловлено, по-видимому, вкладом в теплоемкость небольшого количества примесной фазы. Отметим, что ненулевое значение  $\gamma$  приблизительно такой же величины наблюдалось как в диэлектрических, так и в сверхпроводящих образцах системы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [15,16]. Предполагая, что величина этого примесного вклада не меняется при легировании  $\text{LaMnO}_3$  стронцием, мы связываем увеличение коэффициента  $\gamma$  в соединениях с  $x = 0.2$  и  $0.3$  на величину соответственно  $3.3$  и  $4.1 \text{ mJ/mol K}^2$  с появлением плотности электронных состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$ . Использование этих величин позволяет оценить из соотношения  $\gamma = \pi^2 k^2 N(E_F)$  плотность электронных состояний на уровне Ферми. Значения полученных величин плотности электронных состояний приведены в таблице и хорошо согласуются с экспериментальными данными работ [11,14], а также с расчетом [17] для сходной системы  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}$ , для которой  $N(E_F) = 1.4 \cdot 10^{22} \text{ state/eV cm}^3$ . Полученные результаты позволяют сделать вывод об увеличении плотности электронных состояний на уровне Ферми при легировании  $\text{LaMnO}_3$  стронцием.

На рис. 3 приведены теплоемкости исследованных образцов за вычетом линейного по температуре вклада в области температур  $4\text{--}60 \text{ K}$ . Мы полагаем, что в случае  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  величина  $(C - \gamma T)$  при низких температурах соответствует фоновому вкладу в теплоемкость, поскольку антиферромагнетизм полностью подавлен, а вклад ферромагнитных спиновых волн, пропорциональный  $T^{3/2}$ , по-видимому, пренебрежимо мал в области низких температур и экспериментально не выявлен. В образцах же с концентрацией стронция  $x = 0$  и  $0.2$  можно ожидать наличие в теплоемкости вклада антиферромагнитных спиновых волн, который пропорционален кубу температуры и не может быть отделен от фонового вклада на основании характера температурной зависимости.

Температурная зависимость фонового вклада в теплоемкость содержит информацию об энергетической плотности фононных состояний, и ее удобно представлять на графике в виде зависимости характеристического дебаевского параметра  $\Theta$  от температуры. На рис. 3 показана такая зависимость, полученная пересчетом из фонового вклада в теплоемкость образца  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . С повышением температуры дебаевский параметр  $\Theta$  проходит через минимум, а отношение фононной теплоемкости к кубу температуры достигает максимума при температуре  $25 \text{ K}$ . Наличие минимума в температурной зависимости дебаевского параметра  $\Theta$  является типичным явлением и объясняется отклонением энергетической зависимости плотности фононных состояний от простой дебаевской модели вследствие либо дисперсии акустических мод, либо наличия низлежащих оптических мод.

Уже было упомянуто, что в антиферромагнетиках как фононный, так и магнетонный вклады в теплоемкость пропорциональны кубу температуры, что не позволяет произвести их разделение на основании различного характера температурной зависимости. Однако при предположении о том, что фононный вклад в теплоемкость мало меняется при легировании  $\text{LaMnO}_3$  стронцием, возможно выделить магнетонный вклад в теплоемкость, используя тот факт, что магнетонный вклад в теплоемкости антиферромагнитного  $\text{LaMnO}_3$  и ферромагнитного  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  сосредоточен в разных, неперекрывающихся областях температур. Мы полагали, что в образце  $\text{LaMnO}_3$  магнетонный вклад в теплоемкость сосредоточен в области низких температур — ниже температуры Нееля, а в образце  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  в этой области температур магнетонный вклад пренебрежимо мал. В обоснование этого предположения можно привести факт отсутствия различия в значениях теплоемкости при температуре около  $140 \text{ K}$  в рассматриваемых системах. Мы выделили вклад спиновых волн, вычитая из полной теплоемкости индивидуальный для каждого образца линейный по температуре член и одинаковый для всех образцов фононный вклад. Величина коэффициента  $\gamma$  при линейном члене определялась по низкотемпературной асимптотике, а фононный вклад определялся как разность полной теплоемкости "реперного образца" и соответствующего линейного по температуре члена, причем в области температур ниже  $140 \text{ K}$  в качестве "реперного образца" использовали ферромагнитный  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , а в области температур выше  $140 \text{ K}$  — образец  $\text{LaMnO}_3$ , находящийся уже в парамагнитном состоянии. Полученный таким образом вклад  $C_m$  спиновых волн в теплоемкость исследованных образцов приведен на рис. 4. Сравнение величины магнетонной теплоемкости с фононной теплоемкостью показывает, что в области низких температур теплоемкость спиновых волн в антиферромагнитном  $\text{LaMnO}_3$  почти равна величине фононной теплоемкости, однако с повышением температуры относительная доля магнетонной теплоемкости быстро уменьшается.

Магнетонные теплоемкости  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  достигают максимума при температуре фазовых пере-

ходов в парамагнитное состояние, а в температурной зависимости магнитной теплоемкости  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  наблюдается два максимума: один при температуре около 30 К, а другой при 296 К. Поскольку теплоемкость однозначно связана с энтропией, а энтропия в свою очередь с порядком, то большая величина магнитной теплоемкости в некоторой области температур указывает на интенсивное разупорядочение системы в этой области. Наличие двух максимумов в магнитной теплоемкости  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  указывает на то, что в этом образце разрушение магнитного порядка происходит в двух разных температурных интервалах, возможно, вследствие распада образца на две фазы: одну с четко определенным фазовым переходом при 296 К и другую, в которой переход в разупорядоченное состояние происходит более постепенно в области температур ниже 140 К.

Полученные экспериментальные данные позволяют вычислить величину энтропии, связанной с разупорядочением магнитной системы при переходе в парамагнитное состояние. Магнитная энтропия  $S_m = \int (C_m/T) dT$  вычислялась нами как соответствующий интеграл от теплоемкости спиновых волн  $C_m$  по температурному интервалу от 4 до 400 К. Полученные нами величины приведены в таблице, причем оказалось, что значения энтропии магнитной системы при 400 К близки к величине  $R \cdot \ln 2 = 5.74 \text{ J/mol K}$ , где  $R$  — газовая постоянная. Отметим, что величина энтропии  $S = R \cdot \ln 2$  характерна для системы, в каждой формульной единице которой присутствует локализованный мультиплет, причем при низких температурах свободен лишь один верхний уровень мультиплета, а все нижние полностью заняты, а при повышении температуры происходит выравнивание заселенностей лишь двух самых верхних уровней мультиплета. Тот факт, что определенная в эксперименте энтропия фазового перехода близка к  $R \cdot \ln 2$ , указывает на то, что фазовый переход из магнитоупорядоченных низкотемпературных состояний в парамагнитное высокотемпературное обусловлен главным образом изменением заселенности верхнего дублета.

На основе полученных экспериментальных данных по температурной зависимости теплоемкости монокристаллических образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  можно сделать следующие выводы.

В области температур 250–350 К установлены скачки теплоемкости, связанные с переходом из ферромагнитной фазы в парамагнитную. Определены температуры перехода из ферромагнитного в парамагнитное состояние и величины энтропии, связанной с этим переходом.

Определена величина электронной плотности состояний на поверхности Ферми для  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . Полученные результаты свидетельствуют о перестройке электронного спектра, а именно о росте плотности электронных состояний на уровне Ферми при легировании  $\text{LaMnO}_3$  стронцием.

В широком интервале температур 4–400 К рассчитана фононная компонента теплоемкости и определена характеристическая температура Дебая  $\Theta$ .

Выделен вклад спиновых волн в теплоемкость  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . Установлено изменение их вклада в теплоемкость по мере увеличения концентрации стронция, подтверждающее сосуществование ферро- и антиферромагнитного упорядочения в образцах с содержанием стронция  $x = 0.2$ . Сравнение магнитной теплоемкости с теплоемкостью решетки показывает, что при низких температурах магнитная теплоемкость в антиферромагнитной фазе сравнима по величине с решеточной теплоемкостью.

Авторы выражают благодарность Н.А. Черноплекову и Я.М. Муковскому за полезные обсуждения.

Работа поддерживается РФФИ (проект № 17847) и частично МНТЦ (проект № 636).

## Список литературы

- [1] C.N.R. Rao, A.K. Cheetham, R. Mahesh. *Chem. Mater.* **8**, 2421 (1996).
- [2] A.P. Ramirez. *J. Phys. Condens. Matter.* **9**, 8171 (1997).
- [3] Э.Л. Нагаев. *УФН* **166**, 8, 833 (1996).
- [4] А.С. Боровик-Романов, И.Н. Калинкина. *ЖЭТФ* **41**, 1694 (1961).
- [5] E.O. Wollan, W.C. Koehler. *Phys. Rev.* **100**, 545 (1955).
- [6] T. Saitoh, A.E. Bocquet, T. Mizokawa, H. Namatame, A. Fujimori. *Phys. Rev.* **B51**, 13 942 (1995).
- [7] Y. Okimoto, T. Katsufuji, T. Ishikawa, A. Urishibara, T. Arima, Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 109 (1995).
- [8] E. Granado, N.O. Morello, A. Garcia, J.A. Sanjurjo, C. Rettori, I. Torriani, S.B. Oseroff, J.J. Neumeier, K.J. McClellan, S.-W. Cheong, Y. Tokura. *Phys. Rev.* **58**, 17, 11 435 (1998).
- [9] М.Н. Хлопкин, Н.А. Черноплеков, П.А. Черемных. *Препринт ИАЭ № 3549/10. М.* (1982).
- [10] Г.Х. Панова, А.А. Шиков, Т. Кемь. *Препринт. ИАЭ № 3246/10. М.* (1980).
- [11] A. Urishibara, Y. Morimoto, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura. *Phys. Rev.* **B51**, 20, 14 103 (1995).
- [12] B.F. Woodfield, M.L. Wilson, J.M. Byers. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3201 (1997).
- [13] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. *Спиновые волны. Наука, М.* (1967). 368 с.
- [14] J.J. Hamilton, E.L. Keathley, H.L. Ju, A.K. Raychaudhuri, V.N. Smolyaninova, R.L. Green. *Phys. Rev.* **B54**, 14 926 (1996).
- [15] A.M. Balbashev, D.A. Shulyatev, G.Kh. Panova, M.N. Khlopkin, N.A. Chernoplekov, A.A. Shikov, A.V. Suetin. *Physica C* **256**, 3–4, 371 (1996).
- [16] П.П. Паршин, М.Г. Землянов, Г.Х. Панова, М.Н. Хлопкин, Н.А. Черноплеков, А.А. Шиков. *Сверхпроводимость* **1**, 2, 34 (1988).
- [17] W.E. Pickett, D.J. Singh. *Phys. Rev.* **B53**, 1146 (1996).