

Влияние магнитного поля на тепловые и кинетические свойства манганита $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$

© А.М. Алиев, Ш.Б. Абдулвагидов, А.Б. Батдалов, И.К. Камилов, О.Ю. Горбенко*, В.А. Амеличев*, А.Р. Кауль*, А.И. Курбаков**, В.А. Трунов**

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

** Петербургский институт ядерной физики Российской академии наук, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

E-mail: lowtemp@datacom.ru

(Поступила в Редакцию 27 ноября 2001 г.)

В окончательной редакции 1 апреля 2002 г.)

Исследованы температурная (77–300 К) и магнитополевая (до 26 кОе) зависимости теплоемкости, теплопроводности, термоэдс и электросопротивления керамики $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$. Обнаружены аномалии в поведении исследуемых величин, обусловленные магнитным фазовым переходом в точке Кюри T_C . С ростом напряженности магнитного поля H значения T_C и скачка теплоемкости ΔC_p при T_C увеличиваются. Температурные зависимости измеренных величин обнаруживают гистерезисы, которые существенно подавляются полем 26 кОе и не чувствительны ни к интервалу термоциклирования, ни к скорости изменения температуры. Теплопроводность K выше T_C имеет вид, не характерный для кристаллических твердых тел ($dK/dT > 0$), а при переходе в ферромагнитное состояние она резко возрастает вследствие ослабления рассеяния фононов на искажениях Яна-Теллера. Показано, что гистерезисы исследованных свойств $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ обусловлены скачкообразным изменением критической температуры с изменением параметров решетки, происходящим одновременно с магнитным фазовым переходом.

Работа выполнена при поддержке проектов Российского фонда фундаментальных исследований № 00-07-90241, 00-15-96662, 02-02-17895, 02-07-06048.

Для замещенных манганитов редкоземельных элементов со структурой перовскита характерны такие уникальные явления, как сочетание свойств металлов и диэлектриков, ионных и ковалентных кристаллов, сосуществование ферромагнитных и антиферромагнитных упорядочений, фазовое расслоение, и наконец, эффект колоссального магнитосопротивления (КМС). Поэтому пристальный интерес исследователей к этому физическому объекту вполне объясним. Однако, несмотря на это, пока не существует общепринятой точки зрения на природу наблюдаемых аномальных свойств манганитов. В частности, в обычных магнитных полупроводниках КМС объясняется существованием в них сильного косвенного обменного взаимодействия и вызванного им магнитно-двухфазного состояния. В манганитах картина усложняется наличием в них эффекта Яна-Теллера и относительной мягкостью решетки, вследствие чего становятся возможными изменения кристаллической структуры под воздействием температуры магнитного поля и давления. Для интерпретации необычных физических свойств манганитов предложено множество моделей (см. обзоры [1–3]), в том числе и модель фазового расслоения, в рамках которой удается объяснить многие экспериментальные данные. Однако и эта модель сталкивается с определенными трудностями [4–7], и в последнее время исследователи все больше склоняются к мысли, что в рамках только одной модели невозможно объяс-

нить все многообразие свойств манганитов. Исследованный нами образец $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_{3.02}$ ($x = 0.45$) интересен тем, что в силу большой разницы ионных радиусов самария и стронция ($r_{\text{Sm}} = 1.132 \text{ \AA}$, $r_{\text{Sr}} = 1.310 \text{ \AA}$) в нем наиболее полно проявляется тесная взаимосвязь электронной, магнитной и фононной подсистем при ведущей роли магнитных взаимодействий, а также тем, что в этой системе возможно сосуществование ферромагнитной металлической и антиферромагнитной диэлектрической фаз [8,9]. В данной работе, посвященной выявлению отмеченных выше особенностей, приводятся результаты экспериментального исследования теплоемкости, теплопроводности, термоэдс и электросопротивления керамического образца $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ в зависимости от температуры и магнитного поля.

1. Эксперимент

Технология получения образца описана в [10]. Здесь отметим только, что кислородный индекс определялся методом иодометрического титрования [11] и был равен 3.02(1), а содержание ионов Mn^{4+} находилось из данных по кислородной стехиометрии (с учетом точности ее определения и условия электронейтральности) и составляло 47–49% от общего количества ионов марганца. Теплоемкость измерялась методом *ас*-калориметрии [12]. Теплопроводность определялась как мето-

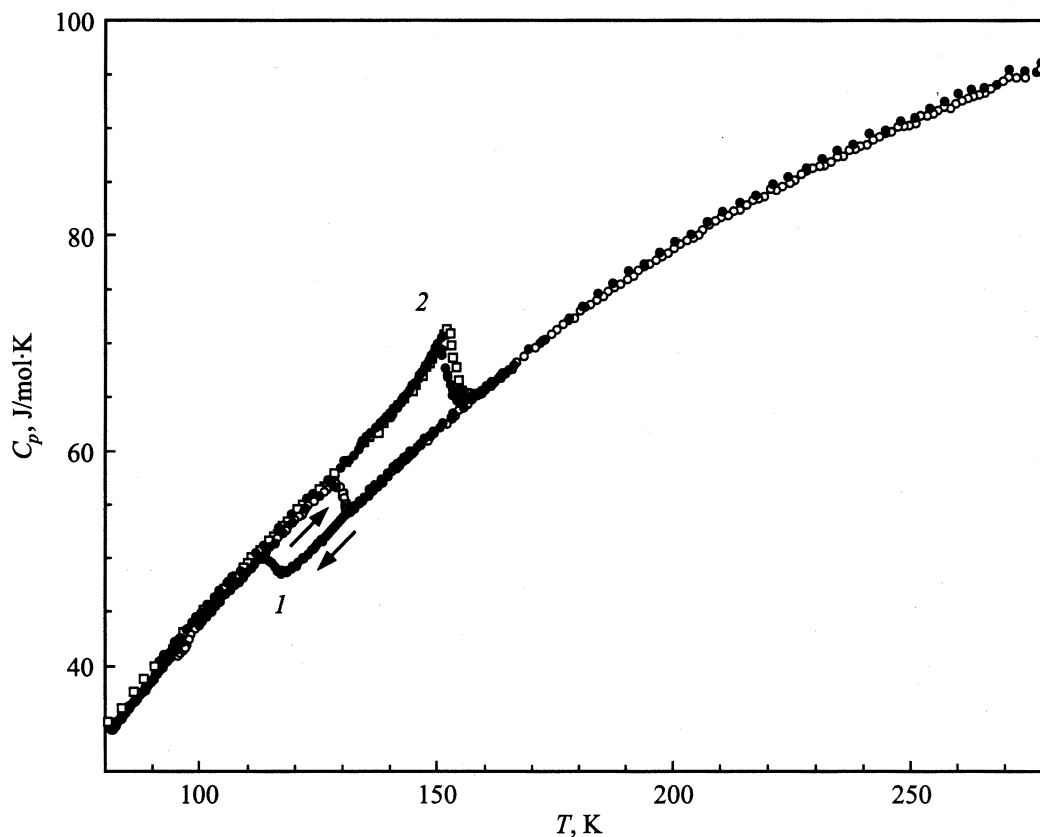


Рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$. H , kOe: 1 — 0, 2 — 26.

дом стационарного теплового потока, так и из произведения теплоемкости C_p и термодиффузии η по методике, описанной в [12]. Данная методика позволяет проводить измерения с небольшим перепадом температур на образце ($\Delta T < 0.05$ K), что особенно важно при исследованиях в окрестности фазовых переходов. Электросопротивление измерялось стандартным четырехзондовым методом. Магнитное поле во время измерений всегда было направлено перпендикулярно тепловому потоку.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости теплоемкости $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ в полях $H = 0$ и 26 kOe в интервале температур 80–280 K в режимах охлаждения и нагрева. Измерения в поле проводились после охлаждения образца без поля до 77 K. Как видно из рисунка, теплоемкость $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ как в поле, так и без поля обнаруживает аномалии вблизи T_C , испытывающие гистерезис. Можно отметить следующие основные особенности поведения теплоемкости: критическая температура зависит как от напряженности магнитного поля H , так и от направления изменения температуры, причем с ростом напряженности магнитного поля эта температура растет, а ширина гистерезиса уменьшается. Ввиду того что гистерезис в магнетиках

может быть следствием долговременной релаксации, измерения проводились при различных скоростях изменения температуры и интервалах термоциклирования, однако значения T_C , а следовательно, и ΔT_C не изменялись. Отметим также, что точки на кривой теплоемкости $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ до и после перехода не ложатся на кривую, аппроксимируемую одной интерполяционной формулой Дебая, как для манганитов других составов [13,14]. Этот факт указывает на значительное изменение фононного спектра $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ при T_C и связь наблюдаемых гистерезисов с этими изменениями.

На рис. 2 приведены температурные зависимости электросопротивления в полях 0 и 26 kOe в режимах охлаждения и нагрева. Как видно из этого рисунка, электросопротивление $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ также проявляет гистерезис, который, как и в случае других измеренных величин, подавляется магнитным полем и смещается в сторону более высоких температур. Из рисунка также видно, что внешнее магнитное поле сильно подавляет электросопротивление, приводя таким образом к эффекту КМС, которое достигает наибольшего значения вблизи T_C (см. вставку на рис. 2). Кроме того, переход от полупроводникового характера проводимости к металлическому в отсутствие поля происходит очень резко, в то время как обратный переход (нагрев) имеет пологий характер (рис. 2).

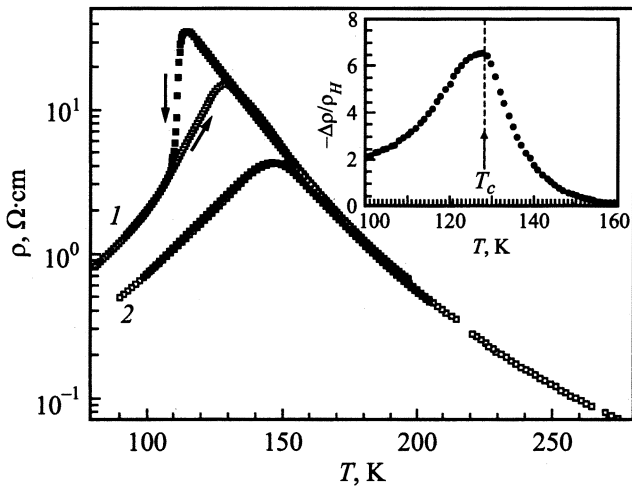


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$. H , kOe: 1 — 0, 2 — 26. На вставке — зависимость относительного магнитосопротивления $(\rho_0 - \rho_H)/\rho_H$ от температуры в поле 26 kOe, полученная в режиме нагрева.

Ранее в [10] для объяснения результатов мы использовали модель электронного фазового расслоения, согласно которой при $T < T_C$ $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ представляет собой диэлектрическую матрицу с расположенными в ней ферромагнитными металлическими кластерами. Однако подробный анализ последующих экспериментальных данных показал, что в рамках только одной модели фазового расслоения невозможно дать однозначную интерпретацию результатов измерений. Проведенные недавно нейтронографические исследования показывают (результаты этих исследований в полном объеме будут опубликованы в отдельной статье), что в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ фазовое расслоение вообще не реализуется: $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ниже T_C переходит в однородное ферромагнитное состояние с магнитным моментом $M = 3.36(5) \mu_B/\text{mol}$ (μ_B — магнетон Бора) в насыщении при $T = 4$ K, соответствующим почти полному магнитному упорядочению без всяких признаков наличия антиферромагнитной фракции ниже T_C . На рис. 3 представлены дифракционные спектры, измеренные на образце $^{152}\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02(1)}$ с изотопом Sm при разных температурах на нейтронном порошковом дифрактометре высокого разрешения G4.2, расположенном в нейтронном зале реактора ОРФЕЙ в LLB (Saclay, France), при длине волны нейтронов 2.343 Å. Кристаллическая структура при всех температурах описывается пространственной группой $Pnma$. При температурах ниже $T \approx 130$ K не наблюдается никаких дополнительных пиков, указывающих на наличие антиферромагнитных фаз. Полученный результат оказался несколько неожиданным, так как исследование магнитной структуры и транспортных свойств близкого по составу образца $^{154}\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [15–17] показало, что эта система в низкотемпературной фазе в магнитном отношении

неоднородна и намагниченность в ней значительно ниже теоретического значения. Для подтверждения достоверности полученного результата были также проведены нейтронографические исследования близкого по составу образца $\text{Sm}_{0.525}\text{Sr}_{0.475}\text{MnO}_3$. Получены абсолютно такие же результаты, указывающие на формирование в основном состоянии коллинеарной ферромагнитной структуры. Таким образом, однородное ферромагнитное состояние для Sm–Sr-манганитов реализуется в узком интервале концентраций (вблизи $x = 0.45$). Кроме того, в работах [8,18] сообщается о наблюдении высокого значения намагниченности ($\sim 3.3 \mu_B$) для очень близкого по составу образца ($x = 0.44$). По-видимому, высокая чувствительность физических свойств к уровню легирования является особенностью системы $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$.

Кроме того, по данным нейтронодифракционных экспериментов вблизи T_C наблюдается сильное уменьшение мольного объема (сжатие решетки) $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ при переходе в ферромагнитную фазу, что, по нашему мнению, обусловлено гигантской спонтанной магнито-стрикцией. Пространственная группа при этом остается той же ($Pnma$) во всем температурном интервале, т.е. структурного фазового перехода в соответствии с классификациями типов фазовых переходов по Эренфесту и Ландау в этом случае не происходит. Изменение параметров решетки при этом осуществляется очень своеобразно: ромбическое основание решетки резко сжимается (наблюдается скачок на температурной зависимости параметров a и c), в то время как параметр b изменяется значительно меньше. При переходе в ферромагнитную фазу происходит и упорядочение октаэдров MnO_6 , вследствие чего ян-теллеровские искажения решетки скачкообразно уменьшаются.

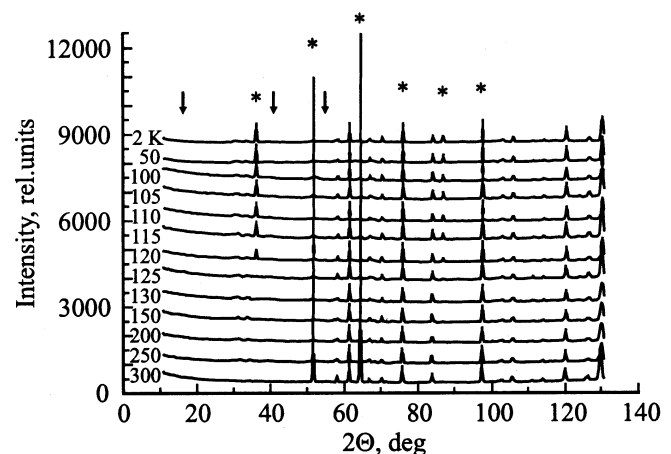


Рис. 3. Экспериментальные нейтронограммы, измеренные на образце $^{152}\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02(1)}$ при различных температурах. Звездочками отмечены первые (наиболее интенсивные) рефлексии, в которые вносит вклад ферромагнитная фаза. Стрелки указывают положения, где должны находиться первые рефлексии от антиферромагнитной фазы A-типа (определенные из нейтронограммы для состава с $x = 0.60$).

Изменение межатомных расстояний и углов в плоскости основания ячейки приводит к увеличению энергии ковалентного обменного взаимодействия между ионами Mn, а следовательно, и значения T_C , соответствующего ферромагнитной фазе. Обратный же переход из ферромагнитной в парамагнитную фазу происходит в кристаллической решетке с другим (как видно из наших данных, более высоким) значением T'_C . Это приводит к гистерезису в поведении исследованных нами свойств $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$. Сужение $\Delta T_C = T'_C - T_C$ в поле объясняется тем, что наряду с ростом T_C и T'_C в поле, как в обычном ферромагнетике, в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ из-за гигантской магнитострикции происходит сближение параметров решетки до и после фазового перехода, приводящее в соответствии с изложенными выше рассуждениями к сближению T_C и T'_C и сужению ΔT_C . В связи с этим следует отметить, что для систем со значительными гистерезисами понятие температуры Кюри T_C , которым оперируют при исследовании магнитных фазовых переходов, приобретает условный характер. Отметим еще одну особенность в поведении теплоемкости $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$, заключающуюся в увеличении скачка $\Delta C_p(T)$ в поле, что, по нашему мнению, связано с резким увеличением вклада магнитных флуктуаций в теплоемкость при сближении критических температур ферромагнитной и парамагнитной фаз.

Интересными представляются полевые зависимости теплоемкости и электросопротивления, приведенные на рис. 4. В нулевом поле при $T = 147\text{ K}$ $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ находится в парамагнитном состоянии, а при достижении некоторого критического поля $H_C(T)$ (разным температурам соответствуют различные критические поля) происходит магнитный фазовый переход, что видно из роста теплоемкости при H_C . Почти одновременно с ростом теплоемкости начинается резкое падение электросопротивления. Данный факт указывает на то, что делокализация носителей заряда происходит именно в ферромагнитной фазе, и что в этой фазе они обладают большой проводимостью.

Хотя в настоящее время существует общепринятая точка зрения, что для объяснения эффекта КМС и других необычных свойств манганитов необходимо привлечь кроме механизма двойного обмена также и электрон-фононное взаимодействие, а исследование теплопроводности является проверенным способом выявления особенностей такого взаимодействия, теплопроводность остается все еще малоизученным явлением в манганитах [19–22]. На рис. 5 приведена температурная зависимость теплопроводности в режимах нагрева и охлаждения в нулевом поле и в поле 26 кОе. Отметим следующие особенности на температурной зависимости теплопроводности: резкое изменение, происходящее в области фазового перехода; аномально низкие значения ($\leq 2\text{ W/m}\cdot\text{K}$); необычный для кристаллических твердых тел ход $K(T)$ выше T_C ($dK/dT > 0$); температурный гистерезис, коррелирующий с гистерезисом $C_p(T)$ и $\rho(T)$.

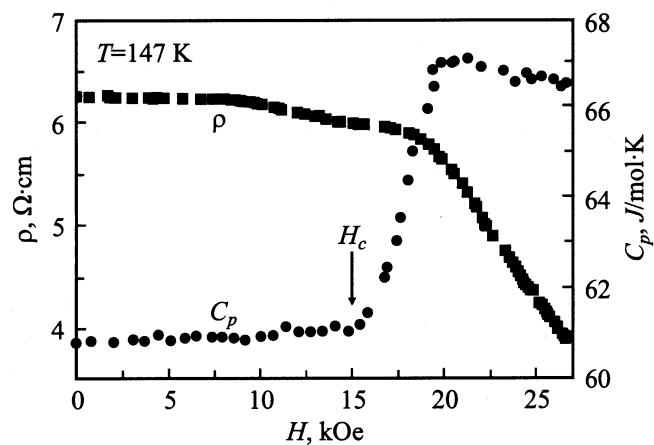


Рис. 4. Полевая зависимость теплоемкости и электросопротивления $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$.

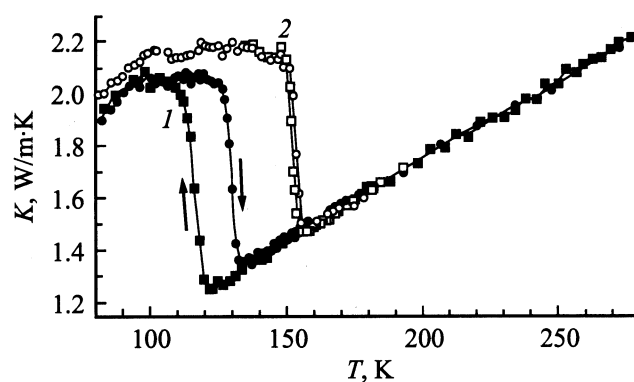


Рис. 5. Температурная зависимость теплопроводности $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$. H , кОе: 1 — 0, 2 — 26.

В магнитных материалах общая теплопроводность может быть представлена как сумма электронной K_e , фононной K_{ph} и магнонной K_m составляющих: $K = K_e + K_{ph} + K_m$; каждая из этих величин может вносить свой вклад в наблюдаемые аномалии в поведении $K(T)$. Оценка электронной составляющей теплопроводности K_e из соотношения Видемана–Франца $K_e = LT/\rho$ (L — число Лоренца) показывает, что $K_e/K < 0.1\%$. Таким образом, K_e не играет существенной роли в формировании хода $K(T)$. Для оценки магнонной составляющей следует связать наблюдаемый при T_C скачок теплоемкости ΔC с магнитным вкладом и воспользоваться выражением кинетической теории для теплопроводности магнонов $K_m = \frac{1}{3} \Delta C v_m \tau_m$, где v_m и τ_m — скорость распространения продольных магнонов и их время релаксации соответственно. Используя экспериментальные значения $\Delta C = 2.5\text{ J/m}^3\cdot\text{K}$ и характерные величины для v_m и τ_m ($v_m = 600\text{ m/s}$, $\tau_m = 2 \cdot 10^{-12}\text{ s}$) [20], получаем $K_m \approx 0.014\text{ W/m}\cdot\text{K}$, что пренебрежимо мало по сравнению с аномально большим изменением теплопроводности вблизи T_C ($\Delta K \approx 0.8\text{ W/m}\cdot\text{K}$). Кроме того, измерения $K(T)$ для

поликристалла $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ [19] не показали заметных аномалий при T_C . Таким образом, можно утверждать, что температурный ход теплопроводности в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ определяется особенностями рассеяния фононов.

Низкие значения теплопроводности и ее поведение при $T > T_C$ ($kD/dT > 0$) напоминают поведение теплопроводности аморфных твердых тел (например, плавленого кварца [23]), в которых длина свободного пробега фононов ограничена размерами структурных ячеек и уменьшение теплопроводности при понижении температуры связано с уменьшением теплопроводности. Аналогичное поведение характерно и для керамических образцов в том случае, если доминирующим механизмом рассеяния фононов является рассеяние на границах гранул. Однако с учетом соотношения средней длины свободного пробега фононов ($\sim 5.6 \text{ \AA}$, см. далее) и среднего размера гранул ($\sim 2 \cdot 10^4 \text{ \AA}$), а также того обстоятельства, что и для монокристаллов манганитов [19,20] характерно такое же поведение теплопроводности, вышеупомянутый аргумент не может быть привлечен для объяснения наблюдаемого хода $K(T)$ в манганитах.

С помощью выражения Дебая для фононной теплопроводности $K_{\text{ph}} = \frac{1}{3} C_v v_s l_{\text{ph}}$ (C_v — теплоемкость единицы объема, v_s — скорость звука, l_{ph} — средняя длина свободного пробега фононов), наших данных по K_{ph} и C_v и литературных данных по v_s [13,24,25] можно оценить l_{ph} . Если использовать значения при $T = 200 \text{ K}$ ($C_v = 1.86 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$, $K_{\text{ph}} = 1.75 \text{ W/m} \cdot \text{K}$, $v_s = 5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$), получаем $l_{\text{ph}} \approx 5.6 \text{ \AA}$. Отсюда можно предположить, что структурные искажения, ограничивающие длину свободного пробега фононов в манганитах, имеют величину порядка постоянной решетки; в качестве таких искажений могут выступать локальные, янтеллеровские по своей природе, искажения кислородных октаэдров MnO_6 , которые существенно изменяются при фазовых переходах, а также под действием магнитного поля [24]. Эти искажения могут иметь катастрофические последствия для фононного теплопереноса в данных материалах, вызывая резкое уменьшение K_{ph} при переходе в парамагнитную (диэлектрическую) фазу. Согласно приведенным выше результатам нейтронографических исследований, ниже T_C при переходе в ферромагнитное состояние происходит симметризация расположения кислородных октаэдров из-за уменьшения янтеллеровских искажений, что приводит к резкому росту теплопроводности ниже T_C . Исследуя температурную и магнетопольную зависимости теплопроводности манганитов (La-Sr-Mn-O , La-Ca-Mn-O и др.), авторы [19,20] также пришли к выводу, что основным механизмом, ограничивающим фононный поток тепла в исследованных ими манганитах, является рассеяние фононов на статических искажениях Яна-Теллера, которые исчезают при переходе в ферромагнитную фазу, вызывая рост теплопроводности.

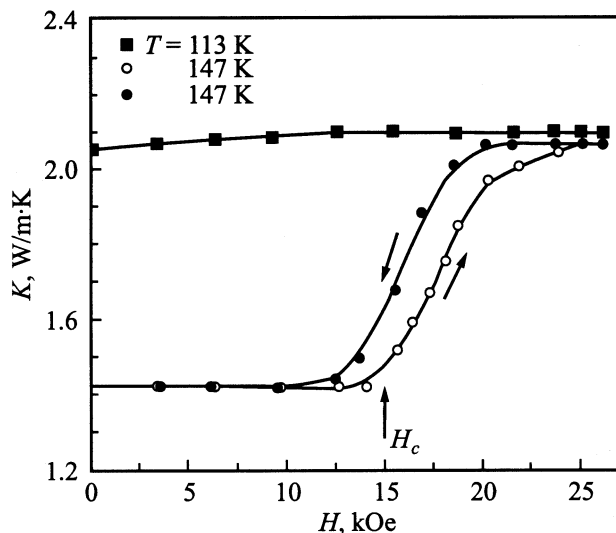


Рис. 6. Полевая зависимость теплопроводности $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ при различных температурах.

Гистерезис в поведении $K(T)$ обусловлен, как отмечалось выше, разными значениями критических температур, соответствующими ферромагнитной и парамагнитной фазам.

Наиболее существенными здесь представляются результаты по исследованию влияния магнитного поля на теплопроводность (рис. 6). Как видно из этого рисунка, в ферромагнитном состоянии ($T = 113 \text{ K}$) магнитное поле почти не сказывается на K . Данный факт является косвенным свидетельством в пользу того, что концентрация ферромагнитной фазы в образце близка к насыщению, а в области выше T_C имеет характер, аналогичный свойственному для $C_p(H)$: до некоторого критического значения магнитное поле не влияет на K , а когда величина H становится достаточной для восстановления разрушенного температурой структурного и магнитного порядка, т.е. достигает значения H_c , теплопроводность резко возрастает. Последнее обстоятельство имеет еще один важный аспект, заключающийся в том, что здесь непосредственно наблюдается влияние магнитного поля на решеточную теплопроводность, а это является прямым указанием на необходимость учета динамики решетки при построении теории, объясняющей механизм КМС в перовскитных манганитах.

О критичности системы $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ к уровню легирования можно судить также из сравнения полученных нами результатов с данными работы [26] по измерению $C_p(T)$, $K(T)$ и $S(T)$ близкого по составу образца $\text{Sm}_{0.56}\text{Sr}_{0.44}\text{MnO}_{2.98}$ (что с точки зрения валентности Mn эффективно соответствует составу $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$), где заметные особенности в поведении исследуемых коэффициентов вблизи T_C не наблюдались. Если отсутствие гистерезисов можно связать с тем, что авторы [26], скорее всего, не проводили измерения при разных температурных режимах (охлаждение и нагрев),

то отсутствие ярко выраженных аномалий в поведении C_p и K этим объяснить нельзя. Возможно, что здесь определенную роль играет соотношение ионов марганца Mn^{3+} и Mn^{4+} в образце, поскольку известно, что при равенстве количества ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} в образце возникает зарядовое упорядочение, сопровождаемое также орбитальным упорядочением и появлением магнитной зигзаговой структуры, обозначаемой как CE -структура. В нашем образце количество ионов марганца Mn^{4+} составляет 47–49% от общего их числа, и поэтому роль зарядового упорядочения и его последствий может быть существенной; у исследованного в [26] образца эта величина составляет 40%. Однако мы склонны считать, что столь резкое различие физических свойств образцов $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ связано с качественным отличием магнитных структур этих составов. Согласно данным нейтронной дифракции [15,17], в образце с $x = 0.40$ в основном состоянии наблюдаются три магнитоупорядоченные фазы: ферромагнитная (ниже 130 К), антиферромагнитная А-типа (ниже 120 К) и антиферромагнитная CE -типа (ниже 160 К), в то время как для состава с $x = 0.45$ ниже T_C реализуется однородное ферромагнитное состояние.

Принято считать, что легирование манганитов лантана двухвалентными элементами, замещающими La^{3+} , должно привести к образованию дырок и поэтому носителями заряда в манганитах являются дырки. Знак носителей обычно определяют как путем измерения эффекта Холла, так и по знаку термоэдс. В магнитных материалах измерение эффекта Холла затруднено из-за наличия так называемого аномального эффекта Холла, который трудно отделить от нормального. Поэтому часто о знаке носителей заряда судят по результатам измерения термоэдс. Однако экспериментальные данные по термоэдс манганитов не укладываются в концепцию чисто дырочной проводимости. Как правило, дырочный характер проводимости проявляется для слабо легированных ($x < 0.2$) манганитов, а для промежуточного уровня легирования ($0.2 < x < 0.5$) характерна сложная зависимость термоэдс от температуры и магнитного поля [26–28]. При этом может происходить инверсия знака S в зависимости от H и T . Для объяснения своих результатов по термоэдс $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ авторы [28] привлекают модель, согласно которой с ростом температуры происходит перераспределение зарядовых состояний ионов марганца таким образом, что наряду с Mn^{4+} и Mn^{3+} появляются ионы Mn^{2+} , которые соответствуют носителям n -типа. Обладая большей подвижностью, последние обеспечивают наблюдаемый знак носителей. Другие авторы [29,30] на основании результатов измерений эффекта Холла и термоэдс в манганитах (оба этих эффекта претерпевают инверсию знака при росте температуры) делают заключение об изменении типа проводимости с дырочного на электронный. По их мнению, смена типа проводимости обусловлена движением края подвижности при переходе в парамагнитную фазу. Скорее всего, в общем случае

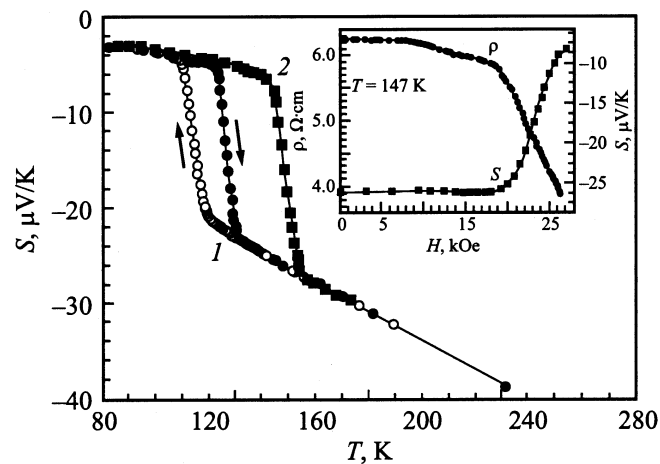


Рис. 7. Температурная зависимость термоэдс $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$. H , kOe: 1 — 0, 2 — 26. На вставке — полевая зависимость термоэдс и электросопротивления.

для объяснения поведения $S(T)$ в манганитах необходимо привлечь двухзонную модель, согласно которой в различных температурных интервалах преобладают разные типы носителей. Поскольку в проводимости участвуют носители заряда обоих знаков, а термоэдс выступает как разностный эффект, положительный или отрицательный знак термоэдс означает изменение соотношения ролей электронов и дырок в формировании хода $S(T)$. Результаты наших измерений термоэдс в зависимости от T и H для образца $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ показаны на рис. 7. Видно, что во всем исследованном температурном интервале $S < 0$; ниже T_C она имеет малую величину, характерную для металлов, а при переходе в парамагнитную фазу резко возрастает по абсолютной величине, причем имеет место гистерезис, аналогичный наблюдаемому на зависимостях $\rho(T)$, $C_p(T)$ и $K(T)$.

Для объяснения поведения $S(T, H)$ можно привлечь формулу Мотта, связывающую S и ρ :

$$S = -\frac{\pi^2 k_B T}{3} \frac{\sigma'(\epsilon_F)}{e \sigma(\epsilon_F)},$$

где k_B — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, $\sigma(\epsilon_F)$ — проводимость на уровне Ферми, $\sigma'(\epsilon_F) = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon}(\epsilon_F)$.

Следуя [27], можно предположить, что $\sigma'(\epsilon_F) = \text{const}$, а $\sigma(\epsilon_F) = \sigma$ — электропроводность, которая в изотропном случае есть величина, обратно пропорциональная электросопротивлению, т. е. $\sigma^{-1} = \rho$. Поэтому вся зависимость S от H определяется экспериментальной зависимостью сопротивления $\rho(H)$. Действительно, как видно из вставки на рис. 7, поведение $S(H)$ в некотором интервале температур примерно повторяет зависимость $\rho(H)$; более того, $|\frac{\Delta S}{S_0}| > |\frac{\Delta \rho}{\rho}|$. Поэтому наряду с КМС можно рассматривать эффект колоссальной магнитотермоэдс.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных по измерению теплоемкости, теплопроводности, термоэдс и электросопротивления образца $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$ можно сделать следующие выводы. На температурной зависимости измеренных величин проявляются гистерезисы, которые подавляются магнитным полем и коррелируют между собой. Гистерезисы в поведении исследованных свойств обусловлены изменением T_C с изменением параметров решетки (спонтанная магнито-стрикция), индуцированным магнитным фазовым переходом. Аномально низкие значения K и особенности ее температурной зависимости связываются с локальными искажениями кристаллической решетки, в качестве которых выступают искажения октаэдров MnO_6 , вызванные эффектом Яна-Теллера на ионах Mn^{3+} , а для объяснения зависимости $S(H, T)$ необходимо привлечь двухзонную модель.

Список литературы

- [1] E.L. Nagaev. Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
- [2] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин. УФН **171**, 121 (2001).
- [3] В.М. Локтев. ФНТ **26**, 231 (2000).
- [4] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, С.В. Наумов, Н.И. Солин, И.Б. Смоляк, Е.В. Панфилов. Письма в ЖЭТФ **68**, 89 (1998).
- [5] А.И. Абрамович, Р.В. Демин, Л.И. Королева, А.В. Мичурин, А.И. Смирницкая. Письма в ЖЭТФ **69**, 375 (1999).
- [6] И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, Н.А. Бабушкина, Л.М. Белова, Д.И. Хомский, К.И. Кугель. Письма в ЖЭТФ **71**, 3, 157 (2000).
- [7] A. Machida, Y. Moritomo, E. Nishibori, M. Takata, M. Sakata, K. Ohoyama, S. Mori, N. Yamamoto, A. Nakamura. Phys. Rev. B **62**, 3883 (2000).
- [8] C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu, B. Raveau. Phys. Rev. B **60**, 12 191 (1999).
- [9] А.И. Абрамович, Л.И. Королева, А.В. Мичурин, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль. ФТТ **42**, 1451 (2000).
- [10] А.М. Алиев, Ш.Б. Абдулвагидов, А.Б. Батдалов, И.К. Камиллов, О.Ю. Горбенко, В.А. Амеличев. Письма в ЖЭТФ **72**, 668 (2000).
- [11] A.A. Bosak, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul, I.E. Graboy, C. Dubourdieu, J.P. Senateur, H.W. Zandbergen. J. Magn. Magn. Mater. **211**, 61 (2000).
- [12] Ш.Б. Абдулвагидов, Г.М. Шахшаев, И.К. Камиллов. ПТЭ **5**, 134 (1996).
- [13] A.P. Ramirez, P. Schiffer, S.-W. Cheong, C.H. Chen, W. Bao, T.T.M. Palstra, P.L. Gammel, D.J. Bishop, B. Zegarski. Phys. Rev. Lett. **76**, 3188 (1996).
- [14] М.Н. Хлопкин, Г.Х. Панова, А.А. Шиков, В.Ф. Синянский, Д.А. Шулятев. ФТТ **42**, 111 (2000).
- [15] В.В. Рунов, В.Ю. Чернышев, А.И. Курбаков, М.И. Рунова, В.А. Трунов, А.И. Окороков. ЖЭТФ **118**, 1174 (2000).
- [16] С.М. Дунаевский, А.И. Курбаков, В.А. Трунов, В.Ю. Чернышов, В.В. Попов, В.В. Чернышев, Х. Родригес-Карвахаль. ФТТ **40**, 1271 (1998).
- [17] I.D. Luzyanin, V.A. Ryzhov, D.Yu. Chernyshov, A.I. Kurbakov, V.A. Trounov, A.V. Lazuta, V.P. Khavronin, I. Larionov, S.M. Dunaevsky. Phys. Rev. B **64**, 094 432 (2001).
- [18] F. Damay, N. Nguen, A. Maignan, M. Hervieu, B. Raveau. Solid State Commun. **98**, 997 (1996).
- [19] D.W. Visser, A.P. Ramirez, M.A. Subramanian. Phys. Rev. Lett. **78**, 3947 (1997).
- [20] J.L. Cohn. J. Supercond. **13**, 291 (2000).
- [21] K.H. Kim, M. Uehara, S.-W. Cheong. Phys. Rev. B **62**, R11 945 (2000).
- [22] S. Ulenbruck, B. Buchner, R. Gross, A. Freimuth, A. Maria de Leon Guevara, A. Revcolevschi. Phys. Rev. B **57**, R5571 (1998).
- [23] Р. Берман. Теплопроводность твердых тел. Мир, М. (1979). 287 с.
- [24] Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, А.А. Мухин, А.М. Балбашов. Письма в ЖЭТФ **68**, 141 (1998).
- [25] R.G. Radaelli, M. Marezio, H.Y. Hwang, S.-W. Cheong, B. Batlogg. Phys. Rev. B **54**, 8992 (1996).
- [26] N.V. Kasper, A. Kattwinkel, N. Hamad, K. Bakrner, I.O. Troyanchuk, D.D. Khalyavin, M. Dressel, E. Gmelin, E. Schmitt. Physica B **292**, 54 (2000).
- [27] A. Asamitsu, Y. Moritomo. Phys. Rev. B **53**, R2952 (1996).
- [28] M.F. Hundley, J.J. Neumeier. Phys. Rev. B **55**, 11 511 (1997).
- [29] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Машкауцан, В.В. Устинов, В.Г. Васильев, Б.В. Слободин. ФТТ **43**, 482 (2001).
- [30] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Машкауцан, А.М. Бурханов, В.В. Устинов, В.Г. Васильев, Б.В. Слободин. ЖЭТФ **113**, 981 (1998).