

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ
МАНГАНИТОВ $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ И $La_{1-x}Sr_xMnO_3$**

И.К. КАМИЛОВ, А.Б. БАТДАЛОВ, Ш.Б. АБДУЛВАГИДОВ, А.М. АЛИЕВ

*Институт физики ДагНЦ РАН,
367003, Махачкала, Россия, ул. М.Ярагского, 94*

Измерена теплопроводность манганитов $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ и $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ в зависимости от температуры, магнитного поля и уровня легирования. Показано, что теплопроводность исследованных образцов носит преимущественно фононный характер, а при переходе из парамагнитного в ферромагнитное состояние резко возрастает вследствие ослабления рассеяния фононов на искажениях Яна – Теллера, которые эффективно уменьшаются при переходе в ферромагнитное состояние. Установлено, что под влиянием внешнего магнитного поля фононная теплопроводность исследованных образцов манганитов вблизи T_C растет, что является результатом увеличения доли ферромагнитной фазы, сопровождаемое снятием локальных искажений решетки.

The temperature, magnetic-field and doping level dependences of the thermal conductivity of the $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ and $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ manganites are studied: It is shown, that the basic mechanism of heat transfer is the phonon thermal conductivity and, upon the transition to a ferromagnetic state, it drastically increases as a result of a decrease in the phonon scattering by Jahn–Teller distortions. It is found out that near T_C the phonon thermal conductivity increases in applied magnetic field due to a decrease in local Jahn–Teller distortions.

Несмотря на все усилия экспериментаторов и обилие теоретических моделей, физические механизмы, лежащие в основе возникновения эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС) в перовскитных манганитах до сих пор окончательно не установлены. Исследования последних лет, особенно наблюдение изотопического эффекта в манганитах [1] показывают, что для объяснения эффекта КМС и иных свойств манганитов необходимо привлечь, кроме механизма двойного обмена и взаимодействие электронов с локальными искажениями кристаллической решетки, вызванные эффектом Яна–Теллера. Результаты исследования теплопроводности манганитов и влияния на нее магнитного поля могут пролить свет на некоторые особенности такого взаимодействия и таким образом способствовать пониманию механизма возникновения КМС в перовскитах.

Принято считать, что магнитное поле изменяет только электронную компоненту теплопроводности твердых тел и не влияет на фононную составляющую, что не совсем верно, так как в некоторых материалах фононная компонента K_{ph} так же зависит от магнитного поля либо опосредованно (сверхпроводники), либо прямо (манганиты).

Магнитное поле действует на K_{ph} сверхпроводников через изменение концентрации нормальных электронов, с которыми взаимодействуют фононы, а в манганитах под влиянием магнитного поля происходят магнитоструктурные фазовые переходы, приводящие к прямой зависимости K_{ph} от H . Таким образом, в этих материалах магнитное поле выступает в качестве регулятора канала релаксации фононов, а следовательно, и самой величины K_{ph} , и это явление представляет серьезный научный и практический интерес.

В данном сообщении приводятся результаты измерения теплопроводности и термодиффузии ряда керамических и монокристаллических образцов манганитов $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ и $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ в зависимости от температуры, магнитного поля и уровня легирования. Попутно, по мере необходимости, приводятся и данные по измерению теплоемкости и электросопротивления, которые в полной мере здесь не представлены. Некоторые характеристики исследованных образцов приведены в таблице.

№ обр.	Номинальный состав	T_C (нагрев), К	T_C (охлаждение), К	T_N , К	Примечание
1	$Sm_{0.33}Sr_{0.67}MnO_3$				керамика
2	$Sm_{0.4}Sr_{0.6}MnO_3$	120	115.8		керамика
3	$Sm_{0.425}Sr_{0.575}MnO_3$	128.3	116.2		керамика
4	$Sm_{0.45}Sr_{0.55}MnO_3$	128.6	113.3		керамика
5	$Sm_{0.475}Sr_{0.525}MnO_3$	130			керамика
6	$Sm_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$				керамика
7	$LaMnO_3$			137	монокристалл
8	$La_{0.825}Sr_{0.125}MnO_3$	285	285		монокристалл
9	$La_{1-x}Sr_xMnO_3$	304	304		монокристалл
10	$La_{1-x}Sr_xMnO_3$	287	287		поликристалл

На рис.1 приведены результаты измерения теплопроводности образца $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_{3.02}$ в режимах нагрева и охлаждения в нулевом поле и в поле 26 кЭ. Отметим следующие особенности на температурной зависимости теплопроводности: резкое изменение, происходящее в области фазового перехода; аномально низкие значения (≤ 2 Вт/м*К); необычный для кристаллических твердых

тел ход $K(T)$ выше T_C ($dK/dT > 0$); температурный гистерезис, коррелируемый с гистерезисами в $C_p(T)$ и $\rho(T)$ [2].

В магнитных материалах общая теплопроводность может быть представлена как сумма электронной K_e , фононной K_{ph} и магной K_m составляющих

$K = K_e + K_{ph} + K_m$, и каждая из этих величин может дать свой вклад в наблюдаемые аномалии в поведении $K(T)$. Оценка электронной составляющей теплопроводности K_e из соотношения Видемана-Франца $K_e = L_0 T / \rho$ (L_0 - число Лоренца) показывает, что $K_e / K < 0.1\%$. Таким образом, K_e не играет существенной роли в формировании хода $K(T)$.

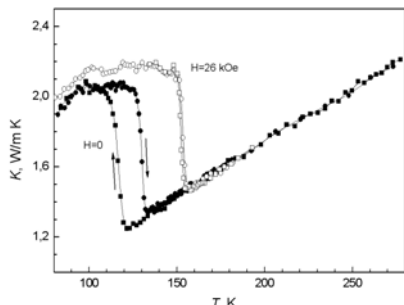


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$

Для оценки магной составляющей следует связать наблюдаемый при T_C скачок теплоемкости ΔC с магнитным вкладом и воспользоваться выражением кинетической теории для теплопроводности магнов $K_m = \frac{1}{3} \Delta C v_m \tau_m$, где v_m и τ_m - скорость распространения продольных магнов и их время релаксации, соответственно. Используя экспериментальные значения $\Delta C_p = 2.5$ Дж/м³К, и характерные величины для v_m и τ_m ($v_m = 600$ м/с, $\tau_m = 2 \cdot 10^{-12}$ с) [3], получаем $K_m \approx 0.014$ Вт/мК, что пренебрежимо мало по сравнению с аномально большим изменением теплопроводности вблизи T_C ($\Delta K \approx 0.8$ Вт/мК). Кроме того, измерения $K(T)$ для поликристалла $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ [4] 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 K и ее поведение при $T > T_C$ ($dK/dT > 0$) напоминают поведение теплопроводности аморфных твердых тел, например, плавленого кварца, в котором длина свободного пробега фононов ограничена размерами структурных ячеек и уменьшение теплопроводности при понижении температуры связано с уменьшением теплоемкости. Аналогичное поведение характерно и для керамических образцов в том случае, если доминирующим механизмом рассеяния фононов является рассеяние на границах гранул. Однако, учитывая соотношение средней длины свободного пробега фононов (~ 5.6 Å, см. ниже) и средний размер гранул ($\sim 2 \cdot 10^4$ Å) и то обстоятельство, что и для монокристаллов манганитов [3, 4] характерно такое же поведение теплопроводности, вышеупомянутый аргумент не может быть привлечен для объяснения наблюдаемого хода $K(T)$ в манганитах.

Используя выражение Дебая для фоновой теплопроводности $K_{ph} = \frac{1}{3} C_v v_s l_{ph}$ (C_v - теплоемкость единицы объема, v_s - скорость звука, l_{ph} - средняя длина свободного пробега фононов), свои данные по K_{ph} и C_v и лите-

ратурные данные по v_s [5, 6], можно оценить l_{ph} . Если взять ($T = 200$ К) $C_v = 1.86 \cdot 10^6$ Дж/м³К, $K_{ph} = 1.75$ Вт/мК, $v_s = 5 \cdot 10^3$ м/с, получаем $l_{ph} \approx 5.6$ Å. Отсюда можно предположить, что структурные искажения, ограничивающие длину свободного пробега фононов в манганитах, имеют величину порядка постоянной решетки, а в качестве последних могут выступать локальные, Ян-Теллеровские по своей природе, искажения кислородных октаэдров MnO_6 , которые существенно изменяются при фазовых переходах, а также под действием внешнего магнитного поля [7]. Такие искажения могут сыграть решающую роль в ограничении фоновой теплопереноса в этих материалах, вызывая резкое уменьшение K_{ph} при переходе в парамагнитную (диэлектрическую) фазу. Согласно результатам нейтронографических исследований, ниже T_C при переходе в ферромагнитное состояние происходит симметризация расположения кислородных октаэдров из-за уменьшения Ян-Теллеровских искажений, что приводит к резкому росту теплопроводности ниже T_C .

Подтверждением вышеприведенных рассуждений являются результаты измерения термодиффузии, которые позволяют прямо вычислить длину свободного пробега носителей тепла. Напомним, что экспериментально измеряемая величина термодиффузии η связана с длиной свободного пробега носителей тепла, в данном случае

фононов l_{ph} , выражением $\eta = \frac{1}{3} l_{ph} v_s$, где v_s - скорость

звука. На рис. 2 приведены графики зависимости $\eta(T)$ и $l_{ph}(T)$ для $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$. Видно, что при переходе в ферромагнитную фазу происходит резкое возрастание длины свободного пробега, подтверждая тем самым идею об определяющей роли искажений Яна-Теллера в ограничении фоновой теплопереноса в манганитах, которые эффективно уменьшаются при переходе в ферромагнитную фазу.

Отметим также, что независимые оценки длины свободного пробега фононов из измерений теплопроводности ($l_{ph} = 3K / C_p v_s$) и термодиффузии ($l_{ph} = 3\eta / v_s$) приводят к одной и той же величине $l_{ph} \sim 5.6$ Å.

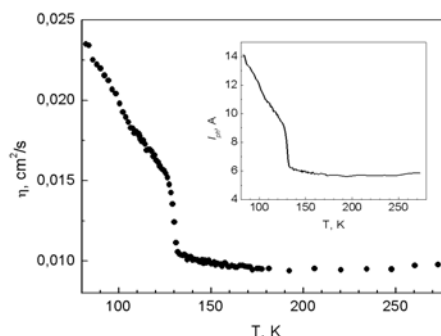


Рис. 2. Температурная зависимость термодиффузии и длины свободного пробега фононов $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_{3.02}$

Исследуя температурную и магнитополевою зависимость теплопроводности манганитов (La-Sr-Mn-O , La-Ca-Mn-O и др.), авторы [3, 4] также пришли к выводу, что основным механизмом, ограничивающим фоновый поток тепла в исследованных им манганитах, является

рассеяние фононов на статических искажениях Яна-Теллера, которые снимаются при переходе в ферромагнитную фазу, вызывая рост теплопроводности.

Наиболее существенными здесь представляются результаты по исследованию влияния магнитного поля на теплопроводность (рис. 3). Как видно из рисунка, в ферромагнитном состоянии ($T = 113$ К) магнитное поле почти не сказывается на K , что является косвенным свидетельством того, что концентрация ферромагнитной фазы в образце близка к насыщению, а в области выше T_C имеет характер, аналогичный для $C_p(H)$: до некоторого критического значения магнитное поле не влияет на K , а когда величина H становится достаточной для восстановления разрушенного температурой магнитного, а следовательно и структурного порядка, который сопровождается снятием ян-теллеровских искажений, теплопроводность резко возрастает. Мы связываем это с ростом ферромагнитной фазы как за счет зарядово-упорядоченных кластеров [8], так и за счет размеров ферромагнитных капель, которые реализуются в этом материале в парамагнитной фазе [9]. Наблюдаемый рост K_{ph} в магнитном поле имеет еще один важный аспект, заключающийся в том, что мы здесь непосредственно наблюдаем 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.

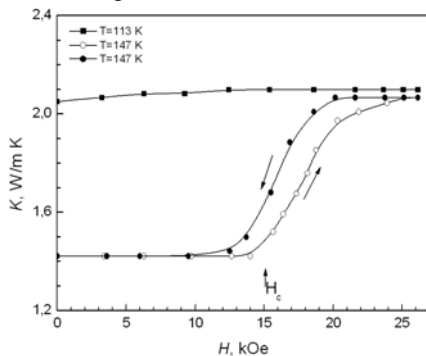


Рис. 3. Полевая зависимость теплопроводности $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_{3.22}$ при различных температурах.

Результаты исследования теплопроводности образцов при различном уровне допирования приведены на рис. 4. Видно, что по мере уменьшения ферромагнитной фазы в образце скачок теплопроводности, наблюдаемый при переходе образца в ферромагнитное состояние, уменьшается от $\Delta K=0.8$ Вт/мК для $x=0.45$ до 0 для $x=0.33$. Это находится в согласии с идеей о том, что основным механизмом рассеяния фононов являются локальные искажения кристаллической решетки и с результатами [10], согласно которым степень искажений марганец-кислородного фрагмента структуры $Sm_{0.60}Sr_{0.40}MnO_3$ (октаэдры MnO_3) необычайно высока для относительно разбавленной системы ян-теллеровских ионов (60% Mn^{3+}) и сопоставима с таковой для недопированного $LaMnO_3$ (100% Mn^{3+}). С ростом x ян-теллеровские искажения должны убывать как за счет уменьшения концентрации ионов Mn^{3+} при переходе $Mn^{3+} \rightarrow Mn^{4+}$ при легировании, так и за счет стимулированного с ростом T перераспределения зарядовых состояний. Это должно привести к тому, что по мере роста x (уменьшение концентрации ян-

теллеровских ионов Mn^{3+}) теплопроводность $K(x)$ должна расти и в парамагнитной фазе, что мы и наблюдаем, хотя различия в значениях K не столь велики (рис. 4). Более наглядно это было продемонстрировано в работе [11], где исследовалась теплопроводность системы $Sm_{1-x}Ca_xMnO_3$: при увеличении x от 0.3 до 1.0, K возросла от 0.8 Вт/м.К до 1.6 Вт/м.К, т.е. примерно в два раза.

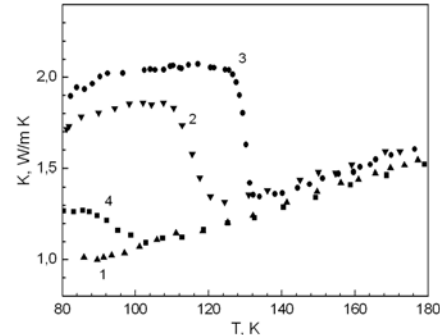


Рис. 4. Температурная зависимость теплопроводности манганитов $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$. 1 – $x=0.33$, 2 – $x=0.40$, 3 – $x=0.45$, 4 – $x=0.50$.

Четко выраженные искажения октаэдров сохраняются и в областях металлической проводимости, несмотря на то, что такие искажения подразумевают локализацию ионов Mn^{3+} . Для состава с $x=0.33$ ситуация наименее хорошая с точки зрения теплопередачи: теплопроводность наименьшая, и особенности в поведении $K(T)$ не проявляются (образец №1).

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СИСТЕМЫ $La_{1-x}Sr_xMnO_3$

Температурные зависимости теплопроводности и термодиффузии некоторых образцов приведены на рисунках 5 и 6. Анализ данных по теплопроводности и электросопротивлению показывает, что механизм теплопроводности в исследованных образцах преимущественно фононный. Из рисунка 5 также видно, что сами значения теплопроводности аномально низкие, что является следствием рассеяния фононов на дефектах кристаллической решетки, в качестве которых в манганитах могут выступать катионный беспорядок в твердых растворах, границы зерен (для керамики), искажения октаэдров MnO_6 , вызванные эффектом Яна-Теллера на ионах Mn^{3+} .

Катионный беспорядок, безусловно, может внести свой вклад в рассеяние фононов, однако, учитывая, что теплопроводность $LaMnO_3$, не имеющего катионного беспорядка не больше, а наоборот, меньше теплопроводности легированных образцов (см. рис. 5), можно утверждать, что этот механизм рассеяния фононов не является доминирующим для данной системы. Фонон-магнетонные взаимодействия также не вносят существенного вклада в теплосоппротивление манганитов вблизи T_C . Учитывая, что значения теплопроводности монокристаллов и поликристаллов близки, можно также утверждать, что рассеяние на границах зерен тоже не является доминирующим. Поэтому в качестве основного механизма, ограничивающего фононный поток тепла в исследуемых соединениях, можно рассматривать ян-теллеровские искажения кристаллической решетки.

Известно, что делокализация электронов при переходе в магнитоупорядоченную ферромагнитную фазу сопровождается уменьшением ян-теллеровских искажений,

что должно привести к уменьшению скорости рассеяния фононов на этих искажениях, и как следствие, к росту теплопроводности, что мы и наблюдаем. Магнитное поле, сохраняя магнитный порядок до более высоких температур, отодвигает начало роста K (пунктирная линия на рисунке 5), что подтверждает высказанное выше предположение. Следует отметить, что для сильно легированных образцов ($x=0.20$ и 0.25) заметный вклад в рост K ниже T_C может внести и возрастающая с понижением T доля K_e , которая для $x=0.2$ при $T = 150$ К составляет ~8%, а для $x=0.25$ доля электронной теплопроводности составляет 15% от K_{total} , но она не является определяющей для формирования хода $K(T)$, так как рост K при переходе в магнитоупорядоченную фазу в несколько раз превышает эту величину. Для сравнения $K_{\text{ph}}(T)$ и $K_e(T)$ мы измерили электросопротивление $\rho(T)$ образца с $x=0.175$ (рис. 7) и вычислили K_e , используя закон Видемана-Франца. Видно, что учет K_e существенного изменения в зависимость $K(T)$ не вносит (рис. 5).

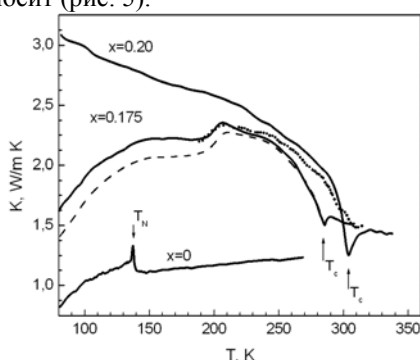


Рис. 5. Температурная зависимость теплопроводности $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. Пунктирной линией обозначена фононная составляющая, вычисленная на основе закона Видемана-Франца. Точки – теплопроводность $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$ в магнитном поле $H=26$ кОе.

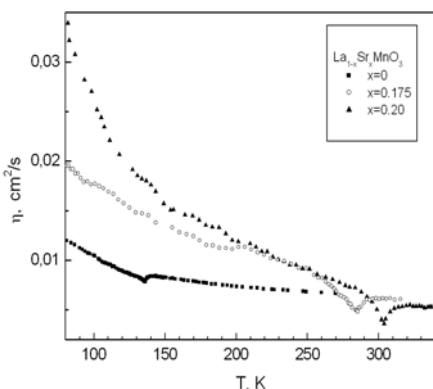


Рис. 6. Температурная зависимость термодиффузии монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$.

Обращают на себя внимание минимумы на кривых $\eta(T)$ и $K(T)$ при T_C (рис. 5 и 6) для $x=0.175$ и $x=0.20$.

Учитывая, что термодиффузия связана с длиной свободного пробега носителей тепла l и скоростью звука v_s соотношением $\eta = \frac{1}{3}lv_s$, наблюдаемые при T_C минимумы на зависимостях $\eta(T)$, в принципе, могут быть обусловлены уменьшением скорости распространения звука, которая наблюдается в манганитах при критических температурах [6, 12, 13].

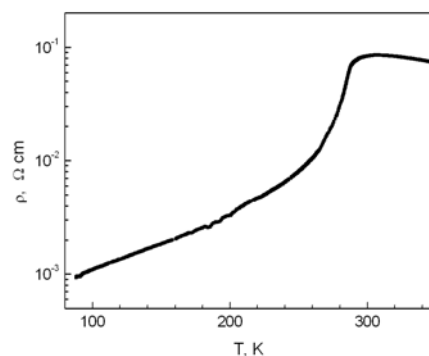


Рис. 7. Зависимость $\rho(T)$ для образца $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$.

Учет этого обстоятельства приводит к некоторому уменьшению глубины минимума, но общую картину существенно не меняет, так как $\Delta\eta/\eta$ составляет более 20%, в то время как $\Delta v_s/v_s$ в несколько раз меньше. Вследствие того, что в области T_C теплопроводность носит преимущественно фононный характер, последнее означает, что при T_C возникает дополнительный канал релаксации фононов, в качестве которого выступают флуктуации магнитного параметра порядка, приводящие к резкому уменьшению η , следовательно, и l_{ph} . Это должно привести и к уменьшению K_{ph} вблизи T_C , что мы наблюдаем на рис. 5.

На керамических образцах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ других составов аналогичные явления, но более размытые по температуре, наблюдали авторы [14]. Проведенный в [14] тщательный анализ указывает на то, что масштаб этих аномалий значительно превышает вклад, связанный с изменением скорости звука при T_C . Чтобы сделать более уверенные заключения по поводу природы наблюдаемых минимумов, мы измерили также теплопроводность поликристалла $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$ (рис. 8).

Из рисунка видно, что вблизи T_C наблюдается сильно размытый, по сравнению с монокристаллом, минимум, который мы также связываем с более быстрым затуханием фононов при T_C вследствие появления дополнительного механизма рассеяния фононов на магнитных флуктуациях.

Таким образом, можно утверждать, что в исследованных образцах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ вблизи температуры магнитного фазового перехода T_C действует дополнительный канал рассеяния фононов на флуктуациях магнитного параметра порядка. Такого типа рассеяние для ферритов было выявлено и интерпретировано в [15]. Ниже T_C флуктуации исчезают, и превалирует взаимодействие фононов с локальными искажениями кристаллической решетки, формирующий дальнейший температурный ход теплопроводности.

Рассмотрим более подробно влияние магнитного поля на теплопроводность и термодиффузию манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$.

Магнитное поле 26 кЭ приводит к размытию перехода на зависимости $C_p(T)$ и к почти полному исчезновению минимума на зависимости $\eta(T)$ при T_C (рис. 9), что означает исчезновение причин, вызвавших резкое уменьшение длины свободного пробега фононов. Соответственно, исчезают и аномалии в зависимости $K(T)$ при T_C (рис. 5).

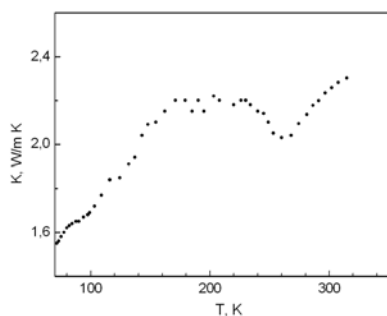


Рис. 8. Температурная зависимость теплопроводности поликристалла $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$

Более того, на значительном удалении от T_C как справа, так и слева K заметно возрастает по сравнению с теплопроводностью в нулевом поле, причем этот рост не связан с эффектом КМС, т.е. имеет не электронную природу. Объяснение последнего заключается в том, что в области магнитного фазового перехода флуктуации магнитного параметра порядка приводят к флуктуациям структурного порядка (постоянной решетки), которые в свою очередь являются причиной сильного рассеяния фононов. При приложении внешнего магнитного поля флуктуации частично подавляются, а канал рассеяния фононов сильно сужается, что приводит к росту K_{ph} вблизи T_C . Вдали от T_C намагниченность быстро насыщается, флуктуации исчезают и поле не изменяет магнитного состояния образца и поэтому K не зависит от H . Здесь уместно отметить, что при исследовании K и η сильно легированной системы $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x > 0.50$) были также обнаружены минимумы на зависимостях $K(T)$ и $\eta(T)$ в области фазовых переходов [16].

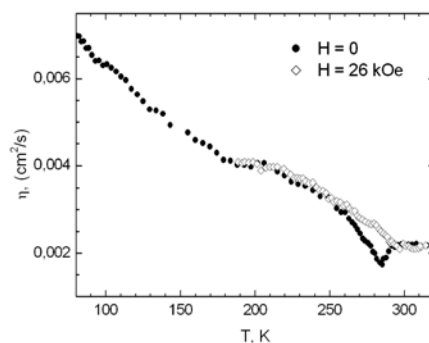


Рис. 9. Температурная зависимость термодиффузии $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$.

Резюмируя, можно сказать, что исследована теплопроводность керамических и монокристаллических образцов манганитов $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ в зависимости от температуры, магнитного поля и уровня легирования.

Установлено, что теплопроводность исследованных образцов носит преимущественно фононный характер, а в качестве основного механизма рассеяния фононов выступают локальные искажения кристаллической решетки, вызванные эффектом Яна – Теллера на ионах Mn^{3+} .

Наблюдаемые аномалии теплопроводности при переходе в ферромагнитную фазу связаны со спонтанным снятием ян-теллеровских искажений, приводящих к резкому росту длины свободного пробега фононов. Показано, что под влиянием внешнего магнитного поля вблизи T_C происходит рост фононной составляющей теплопроводности, что не характерно для кристаллических твердых тел.

- [1]. N.A. Babushkina, L.M. Belova, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul et al. Nature 391, 159-161 (1998).
- [2]. 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 ФТТ 45, 124-130 (2003).
- [3]. J.L. Cohn, J.J. Neumeier, C.P. Popoviciu, K.J. McClellan, Th. Leventouri. Phys. Rev. B 56, R8495-R8498 (1997).
- [4]. D.W. Visser, A.P. Ramirez, M.A. Subramanian. Phys. Rev. Lett. 78, 3947-3950 (1997).
- [5]. A. P. Ramirez, P. Schiffer, S-W. Cheong, C. H. Chen, W. Bao, T. T. M. Palstra, P. L. Gammel, D. J. Bishop, and B. Zegarski. Phys. Rev. Lett. 76, 3188-3191 (1996).
- [6]. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, А.А. Мухин, А.М. Балбаиов. Письма в ЖЭТФ 68, 141-146 (1998).
- [7]. P. G. Radaelli, M. Marezio, H. Y. Hwang, S-W. Cheong and B. Batlogg. Phys. Rev. B 54, 8992-8995 (1996).
- [8]. E.Dagotto, T.Hott, A.Moreo. Phys. Reports 344, 1-153 (2001).
- [9]. J.M.De Teresa, M.R.Ibarra, P.Algarabel, et al. Phys. Rev. B 65, 100403 (2002).
- [10]. С.М. Дунаевский, А.И. Курбаков, В.А. Трунов, Д.Ю. Чернышов и др. ФТТ 40, 1271-1276 (1998).
- [11]. J. Hejtmanek, Z. Jirak, M. Marysko, C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu, B. Raveau. Phys. Rev. B 60, 14057-14065 (1999).
- [12]. Х.Г. Богданов, А.Р.Булатов, В.А.Голенцев-Кутузов и др. ФТТ 45, 284-289 (2003).
- [13]. H.Fujishiro, M.Ikebe, Y.Konno et al. J. Phys. Soc. Jap. 66, 3703-3705 (1997).
- [14]. M. Ikebe, H. Fujishiro and Y. Konno. J. Phys. Soc. Jap. 67, 1083-1085 (1998).
- [15]. И.К.Камилов, Г.М.Шахиаев, Х.К.Алиев и др. ЖЭТФ 66, 586-589 (1975).
- [16]. M.Ikebe, H.Fujishiro, S.Kanoh et al. Phys. stat. sol. (b) 225, 135-143 (2001).

Received: 10.02.2007