

## Влияния гидростатического давления на электросопротивление керамики $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ вблизи $T_C$

А. Г. Гамзатов<sup>+1)</sup>, С. А. Гудин\*, Т. Р. Арсланов<sup>+</sup>, М. Н. Маркелова<sup>×</sup>, А. Р. Кауль<sup>×</sup>

<sup>+</sup>Институт физики им. Х. И. Амирханова, Дагестанский федеральный исследовательский центр РАН, 367003 Махачкала, Россия

<sup>\*</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

<sup>×</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2021 г.

После переработки 16 декабря 2021 г.

Принята к публикации 23 декабря 2021 г.

Проведено исследование влияния гидростатического давления до 8.5 ГПа на транспортные свойства гранулированного керамического манганита  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  вблизи температуры максимума магнитосопротивления. Проведены измерения удельного электросопротивления в интервале температур 275–320 К при приложении давления  $P = 0, 0.44, 2.32, 3.81$  и 4.84 ГПа. С ростом приложенного давления в интервале давлений 0–4.82 ГПа температура перехода от металлического типа проводимости к полупроводниковому монотонно возрастает с положительным барическим коэффициентом 4.54 К/ГПа. На барической зависимости электросопротивления при температуре 296 К обнаружена аномалия в виде излома линейного хода логарифма барической зависимости сопротивления, соответствующая давлению 3.85 ГПа. Показано, что обнаруженный переход с одного линейного изменения барической зависимости удельного сопротивления на другой (построенный в логарифмическом масштабе) связан с существованием двух процессов рассеяния: внутризернового и приграничного. Вблизи точки перехода оба процесса рассеяния вносят сравнимые по величине вклады в удельное сопротивление. Для давлений  $P < 3.85$  ГПа преобладает вклад в электросопротивление от механизмов рассеяния в приграничных слоях зерен, а для области высоких давлений преобладает вклад от области однородного зерна.

DOI: 10.31857/S1234567822040036

Допированные манганиты являются яркими представителями сильнокоррелированных электронных систем, в которых взаимодействие между транспортными и магнитными свойствами приводит к появлению эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС), и одновременно к переходам металл-изолятор (МИ) и ферромагнетик-парамагнетик (ФМ-ПМ) [1].

Исследованию влияния внешнего гидростатического давления на магнитотранспортные свойства манганитов посвящено множество работ [2–17]. Известно, что влияние магнитного поля ( $H$ ) и давления ( $P$ ) на магнитные, транспортные и теплофизические свойства манганитов вызывает схожие эффекты [2]. Тем не менее, следует отметить, что механизмы, посредством которых давление и магнитное поле изменяют транспорт носителей заряда, сильно отличаются. Магнитное поле, способствуя выравниванию спинов между соседними ионами Mn, увеличивает полосу пропускания свободных электронов, и, сле-

довательно, увеличивает их подвижность. Давление непосредственно увеличивает ширину полосы пропускания, изменяя длину связи Mn–O и распределение углов связи Mn–O–Mn [6]. Также существенную роль в формировании магнитотранспортных свойств выше и ниже температуры фазовых переходов играет эффект Яна–Теллера, связанный с искажением октаэдров  $\text{MnO}_6$  на ионах  $\text{Mn}^{3+}$  [18, 19]. Еще более сложная картина будет наблюдаться в гранулированных манганитах керамической природы, где межгранульные границы очень чувствительны к внешним воздействиям (давление, магнитное поле).

Большинство имеющихся в литературе сведений о влиянии внешнего гидростатического давления на электросопротивление и магнитотранспортные свойства манганитов ограничено давлениями порядка 2 ГПа [2, 7–10]. В данной работе представлены результаты влияния гидростатического давления до 8.5 ГПа на транспортные свойства манганита  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  вблизи температуры максимума магнитосопротивления (МС) (температуры фазового перехода в ферромагнитное состояние), который,

<sup>1)</sup>e-mail: gamzatov\_adler@mail.ru

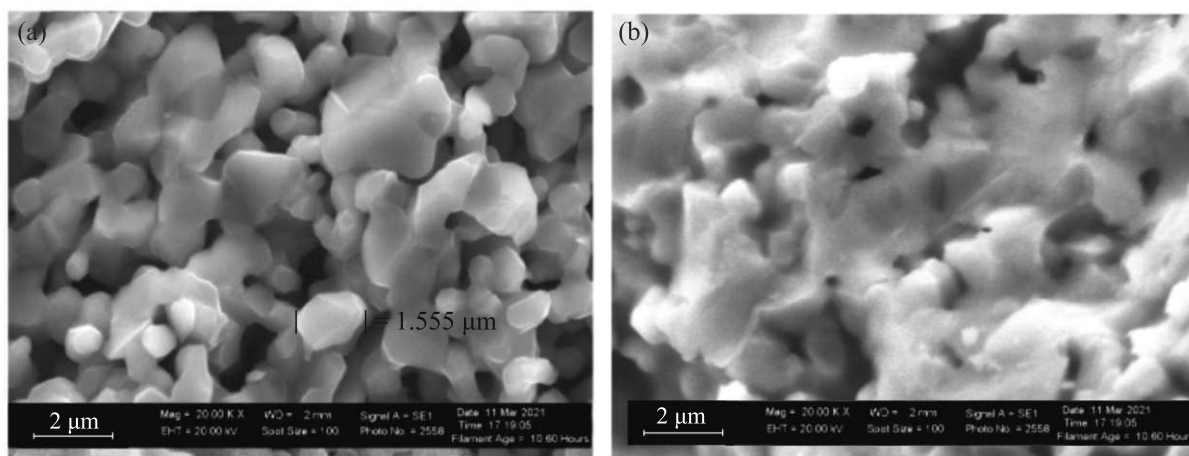


Рис. 1. Микроструктура поверхности образца: (а) – до приложения гидростатического давления и (б) – после снятия давления, приложенного к образцу при измерениях до 8 ГПа

как правило, в манганитах совпадает с переходом металл-полупроводник.

Синтез керамических образцов  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  проводился методом химической гомогенизации из водных растворов нитратов  $\text{La}(\text{NO}_3)_3$ ,  $\text{AgNO}_3$  и  $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$ . На первом этапе смешивались растворы нитратов в необходимом соотношении, затем полученным раствором пропитывались беззольные фильтры, высушивались при  $120^\circ\text{C}$  и сжигались. Остаток дожигали при температуре  $600^\circ\text{C}$  в течение 30 мин, затем прессовали в таблетки и спекали при  $1200^\circ\text{C}$  в потоке кислорода при 1 атм (30 ч). На рисунке 1 приведена микроструктура поверхности образца до и после приложения давления 8 ГПа. Керамика представляет зернистую структуру со средним размером гранул 1 мкм (рис. 1а). Из рисунка 1б видно, что наблюдается уплотнение гранул, но принципиальных изменений в размерах гранул не наблюдается после снятия нагрузки.

Температурная зависимость электросопротивления при  $H = 0$  и  $H = 1.8$  Тл измерялась стандартным четырехконтактным методом. Измерения удельного сопротивления под давлением проводились вблизи комнатной температуры (296 К) с использованием шестиконтактного метода в аппарате высокого давления типа Тороид в режиме гидростатического сжатия [20]. Температурные измерения удельного сопротивления под давлением проводились с использованием специальных вольфрам-кобальтовых наковален меньшего размера и контейнера для азота. В качестве измерительной ячейки давления использовалась тефлоновая капсула с рабочим объемом  $\sim 80\text{ мм}^3$ , снабженная 8–12 вводными контактами. Конфигурация капсулы позволяла одновременно измерять

удельное сопротивление и эффект МС под давлением в условиях комнатной температуры. Размеры образцов составляли  $2.8 \times 1 \times 1\text{ мм}^3$ . В качестве среды, передающей давление, использовалась чистая смесь этанол-метанол в соотношении 4 : 1. Давление внутри ячейки непрерывно контролировалось манганиновым датчиком, откалиброванным по реперным точкам фазового превращения в Вi.

Магнитотранспортные и теплофизические свойства системы  $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$  ранее многократно обсуждались в [21–23]. На рисунке 1 приведены температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  соединения  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ , измеренные в интервале температур 275–320 К при приложенном давлении  $P = 0, 0.44, 2.32, 3.81$  и  $4.84$  ГПа. Достаточно узкий температурный интервал связан с техническими ограничениями экспериментальной установки. Температурное поведение удельного электросопротивления в отсутствие приложенного давления (кривая при  $P = 0$  ГПа) имеет характерный для манганитов куполообразный вид с переходом от металлического типа проводимости к полупроводниковому при  $T_{\text{MI}} = 296$  К. Для сравнения с барическими зависимостями  $\rho(T, P)$  приведена зависимость  $\rho(T)$  в магнитном поле 1.8 Тл (штрих-пунктирная кривая на рис. 2).

Как видим, влияние давления на электросопротивление аналогично влиянию магнитного поля. С ростом приложенного давления электросопротивление уменьшается, при  $T = 296$  К при приложении давления 4.84 ГПа сопротивление уменьшилось примерно в 4 раза, т.е. при  $T = 296$  К  $\rho(0\text{ ГПа}) = 0.08\text{ Ом}\cdot\text{см}$ , а  $\rho(4.84\text{ ГПа}) = 0.019\text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Пик на кривой удельного электросопротивления с рос-

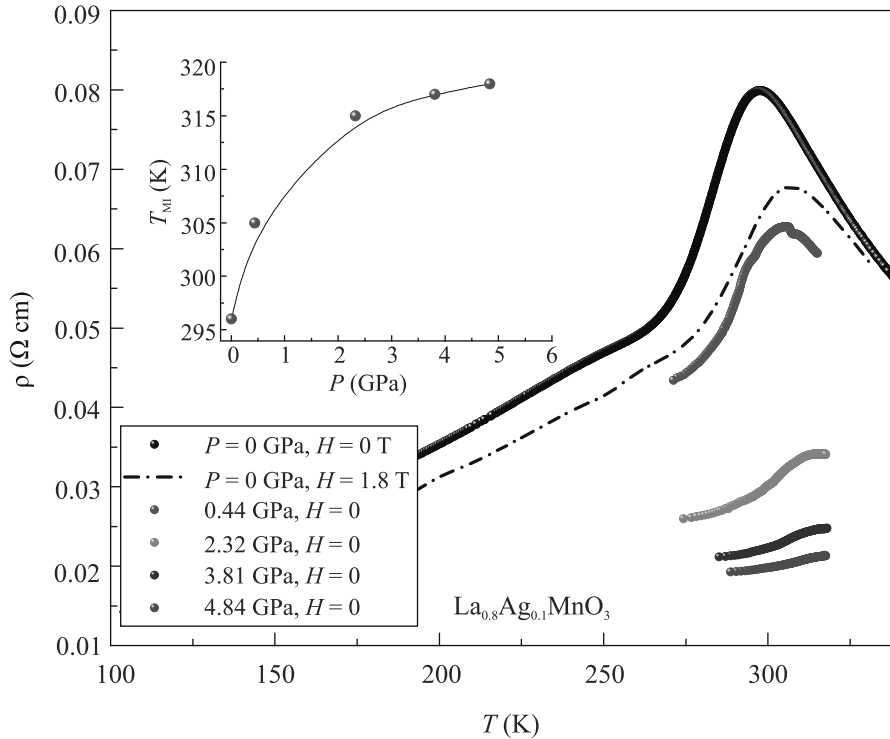


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость удельного электросопротивления от температуры при  $H = 0$ ,  $H = 1.8 \text{ T}$ ,  $P = 0$ , 0.44, 2.32, 3.81 и 4.84 ГПа. На вставке – зависимость  $T_{\text{M}}$  от давления

том приложенного давления сдвигается вправо по температуре. Зависимость  $T_{\text{M}}$  – температуры максимума на кривой удельного электросопротивления от приложенного давления представлена на вставке на рис. 2. С ростом приложенного давления  $T_{\text{M}}$  возрастает с барическим коэффициентом  $dT_{\text{C}}/dP = 4.54 \text{ K/ГПа}$  [11].

Увеличение температуры максимума на кривой удельного электросопротивления с ростом давления можно интерпретировать в рамках модели двойного обмена (DE). Известно, что в модели двойного обмена температура Кюри манганитов определяется шириной зоны носителей заряда  $W$ , которая зависит от средних значений межатомного угла  $\text{Mn-O-Mn}$  ( $\varphi$ ) и длины связи  $\text{Mn-O}$  ( $l$ ) как  $T_{\text{C}} \sim W \sim \cos^2(\varphi)/l^{3.5}$  [11]. Выравнивание связей  $\text{Mn-O-Mn}$ , вызванное сжатием [2, 9], приводит к делокализации носителей заряда, образованию ферромагнитной фазы и уменьшению электросопротивления (см. рис. 2). Здесь отметим, что угол  $\varphi$  с ростом давления может как монотонно увеличиваться, так и уменьшаться [9], а также иметь некоторые особенности [4], тогда как величина  $l$  уменьшается для всех типов манганитов.

Как известно, транспортные свойства керамики определяются как размерами самих гранул, так и границами гранул. Выражение для удельного сопро-

тивления гранулированных керамик  $R$  можно записать в виде:

$$R = R_{\text{cr}} + R_{\text{sub}} + R_{\text{g}}, \quad (1)$$

где  $R_{\text{cr}}$ ,  $R_{\text{sub}}$ ,  $R_{\text{g}}$  – удельные сопротивления ядра кристаллита, приповерхностного слоя кристаллита и границы между гранулами соответственно.

Приповерхностный слой гранулы имеет диэлектрическую природу и его удельное сопротивление на много порядков превышает удельное сопротивление кристаллита [24]. Так в [25] показано, что при уменьшении размера гранул от 10 мкм до 20 нм (т.е. увеличении объемного содержания приповерхностного слоя гранул) сопротивление керамических образцов системы  $\text{La-Sr-Mn-O}$  растет более чем на 5 порядков. Проводимость через границу между гранулами осуществляется за счет спин-поляризованного туннелирования [26].

Проводимость в самой грануле определяется двумя механизмами проводимости: “ориентационным” [27, 28] и “спин-поляронным”  $\sigma_r(H)$  [29]. Первый механизм связан с зависимостью сопротивления между ферромагнитными включениями от угла между направлениями их магнитных моментов. “Спин-поляронный” механизм проводимости кристаллита определяется прыжковой проводимостью носителей с одного спинового (ферромагнитного) полярона на

соседний [30, 31]. Под спиновыми поляронами понимаются квазичастицы, описывающие ферромагнитные зарядовые неоднородности нанометровых размеров. Сами спиновые поляроны являются малоподвижными, так как они запинингованы зарядовыми неоднородностями, возникающими из-за разной валентности ионов  $\text{La}^{3+}$  и  $\text{Ag}^{1+}$ , находящихся на эквивалентных кристаллических позициях. Размер спинового поларона увеличивается как с ростом приложенного магнитного поля, так и уменьшением температуры. Величина энергетического барьера обратно пропорциональна размеру спинового поларона [32]. В [33–36] показано, что в монокристаллических манганитах величина колоссального магнитосопротивления обеспечивается за счет увеличения (вдоль приложенного внешнего магнитного поля) линейного размера поларона.

На рисунке 3 приведена зависимость удельного сопротивления от приложенного давления (в логарифмическом масштабе по оси  $\rho$ ) для  $T = 296$  К до 8.5 ГПа.

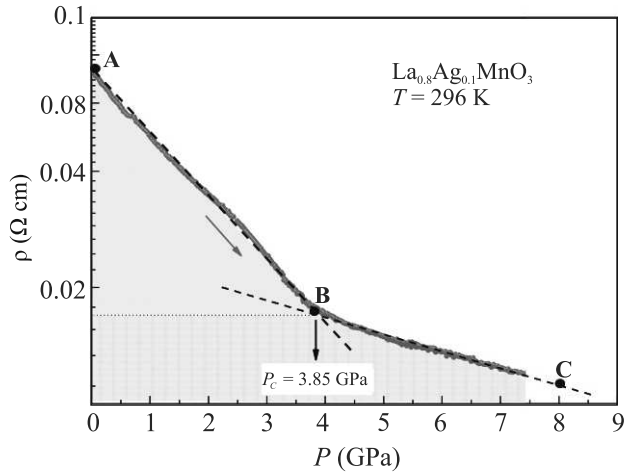


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость удельного электросопротивления  $\rho$  от приложенного давления при  $T = 296$  К

Обнаружен аномальный характер изменения удельного сопротивления при приложении давления  $\rho(P)$ . Как видно из рис. 3, на участках АВ и ВС с увеличением приложенного давления удельное электросопротивление, отложенное в логарифмическом масштабе, изменяется практически линейно. В точке В наклон линейной зависимости меняется, т.е. при некотором значении  $P_C$  происходит изменение барической зависимости удельного сопротивления. С ростом давления на отрезке АВ до значений  $P_C = 3.85$  ГПа величина логарифма удельного сопротивления монотонно убывает с постоянной скоростью  $(d\rho/dP)_{\text{AB}} = 0.0145 \Omega \text{ cm/GPa}$ . Дальнейший

рост давления на отрезке ВС также приводит к монотонному уменьшению сопротивления, но с меньшей скоростью  $(d\rho/dP)_{\text{BC}} = 0.00144 \Omega \text{ cm/GPa}$ . Можно было бы предположить, что при  $P_C = 3.85$  ГПа в системе  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  имеет место фазовый переход, тогда такую зависимость сопротивления от давления математически можно записать в виде:

$$\rho(P) = F \exp(-M(P))\theta(P - P_C) + D \exp(-N(P))\theta(P_C - P), \quad (2)$$

где

$$\theta(P - P_C) = \begin{cases} 0, & P < P_C, \\ 1, & P \geq P_C. \end{cases} \quad (3)$$

В выражении (2) параметры  $F$ ,  $D$  имеют размерность удельного электросопротивления,  $F$  – значение удельного электросопротивления при  $T = 296$  К, приложенном давлении, меньшем 3.85 ГПа и  $M(P) = 0$ ,  $D$  – значение удельного электросопротивления при  $T = 296$  К, приложенном давлении большем 3.85 ГПа и  $N(P) = 0$ . Здесь  $M$  и  $N$  – показатели экспоненты, описывающие скорость уменьшения удельного сопротивления при приложении давления (коэффициенты  $F$ ,  $D$ ,  $M$ ,  $N$  – положительны).

Однако в исследуемом нами составе для образца  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  (соединение с ромбоэдрической структурой симметрии  $R\bar{3}c$ ), основное ферромагнитное состояние остается стабильным вплоть до давлений 8 ГПа с барическим коэффициентом роста температуры Кюри  $dT_C/dP = 4.3 \text{ K/GPa}$  [11], близким к  $P_C = 3.85$  ГПа, что исключает возможность магнитного или структурного фазового перехода. В таком случае, обнаруженный переход от одной линейной зависимости логарифмического сопротивления к другой линейной зависимости ясно указывает на одновременное сосуществование двух механизмов рассеяния, имеющих экспоненциальный вид и зависящих линейно от приложенного давления:

$$\rho = F \exp(-M(P)) + D \exp(-N(P)). \quad (4)$$

В (4) первое и второе слагаемое определяют два механизма рассеяния. Если в (4) первое слагаемое на отрезке АВ с ростом приложенного давления уменьшается быстрее второго, т.е.  $M(P) > N(P)$ , и в отсутствие приложенного давления для  $P = 0$  ГПа  $F \exp(-M) > D \exp(-N)$ , то на отрезке АВ наклон кривой  $\ln(\rho(P))$  будет определяться значением  $M(P)$ , т.е. первым слагаемым. При дальнейшем увеличении давления, достигнув точки  $P_C$ , более быстрое уменьшение первого слагаемого приводит к уравновешиванию вкладов от этих двух механизмов рассеяния и на отрезке ВС наклон кривой  $\ln(\rho(P))$  уже

будет определяться значением  $N(P)$  второго слагаемого. Таким образом, на отрезке АВ изменение хода сопротивления с приложенным давлением в основном определяется первым механизмом рассеяния, а на отрезке ВС – вторым механизмом рассеяния, что определяет разные наклоны линейных зависимостей логарифмического сопротивления на отрезках АВ и ВС.

Рассматриваемые сосуществующие два механизма рассеяния, необходимые для интерпретации температурно-барической зависимости сопротивления, мы связываем с гранулированным состоянием исследуемого манганита. Один механизм связан с изменением собственного сопротивления зерна гранулы под действием гидростатического давления. В соответствии с ДЕ-моделью, давление сжимает связи Mn–O, тем самым увеличивая перекрытие  $e_g$  полосы Mn<sup>3+</sup> и  $2p$  полосы O<sup>2-</sup> [4]. Это в свою очередь приводит к монотонному уменьшению энергии активации поляронного прыжка  $E_P$  и, следовательно, к улучшению проводимости образца La<sub>0.8</sub>Ag<sub>0.1</sub>MnO<sub>3</sub>. Второй механизм связан с изменением сопротивления приграничного слоя гранулы под действием гидростатического давления. Прохождение тока через межгранульные контакты влияет слабо на рассматриваемые процессы. Кроме того, как видим, из рис. 1б, микроструктура образца после приложения давления изменяется, происходит уплотнение гранул и тем самым улучшаются межзерновые контакты. Связано это с тем, что межгранульная проводимость определяется величиной энергетического барьера, создаваемого на границе, который определяется свободной поверхностной энергией гранулы ( $E_B$ ).  $E_B$  пропорциональна площади поверхности гранулы  $S_{gr}$ , т.е.

$$E_B \sim S_{gr} \sim r^2, \quad (5)$$

где  $r$  – радиус гранулы. Гидростатическое давление прежде всего уменьшает межатомное расстояние образца. При увеличении давления на  $\Delta P$  гранула сжимается на  $\Delta r$ , если для первых двух членов в уравнении (1)  $R_{cr}$  и  $R_{sub}$  изменение сопротивления будет зависеть от приложенного давления как  $\Delta r$ , то удельное сопротивление границы между гранулами  $R_g$  согласно (5) будет зависеть от приложенного давления как  $\Delta r^2$ . С ростом приложенного давления приграничный слой уплотняется, улучшается качество его структуры и сопротивление приграничного слоя гранулы уменьшается. Тогда в рассматриваемом нами случае ( $M(P) > N(P)$ ) первое слагаемое в (4) определяет вклад в сопротивление от зерен гранул, а второе – вклад от приграничных областей гра-

нул. С ростом приложенного давления вклад в сопротивление от приграничных областей гранул должен уменьшаться. Связано это с тем, что при достаточно больших приложенных давлениях образец должен становиться однородным, а, следовательно, вклад от межгранульных контактов должен исчезать. Поэтому должно существовать такое критическое значение приложенного давления  $P_C$ , при котором вклады двух механизмов рассеяния становятся равной величины. Вблизи точки  $P_C$  два механизма рассеяния вносят сравнимые вклады в удельное сопротивление, что отклоняет от линейной зависимости барическую зависимость логарифмического значения сопротивления.

**Заключение.** В гранулированном керамическом манганите La<sub>0.8</sub>Ag<sub>0.1</sub>MnO<sub>3</sub> исследовано влияние высокого гидростатического давления до 8.5 ГПа на транспортные свойства вблизи температуры перехода металл-полупроводник. Проведены измерения удельного электросопротивления в интервале температур 275–320 К при приложении давления  $P = 0, 0.44, 2.32, 3.81$  и  $4.84$  ГПа. Обнаружено, что поведение удельного сопротивления в условиях высокого давления аналогично поведению удельного сопротивления во внешнем магнитном поле. С ростом приложенного давления температура перехода от металлического типа проводимости к полупроводниковому  $T_M$  монотонно возрастает с барическим коэффициентом  $dT_C/dP = 4.54$  К/ГПа в интервале давлений 0–4.84 ГПа.

Для температуры 296 К на логарифмической зависимости удельного сопротивления от приложенного давления  $\ln(\rho(P))$  обнаружена аномалия в виде излома линейного хода барической зависимости сопротивления при  $P_C = 3.85$  ГПа. Показано, что обнаруженный переход в точке  $P_C$  из одного линейного изменения барического хода удельного сопротивления в другое (построенный в логарифмическом масштабе) (рис. 3) однозначно связан с существованием в керамическом образце двух процессов рассеяния, – внутризернового и приграничного. Вблизи  $P_C$  оба процесса рассеяния вносят сравнимые по величине вклады в удельное сопротивление. Для давлений меньше 3.85 ГПа преобладает вклад в сопротивление от механизмов рассеяния в приграничных слоях зерен, а для высоких давлений преобладает вклад от области однородного зерна.

Авторы выражают благодарность В. Маркович и К. И. Кугелю за внимание к работе и полезные комментарии.

Работа выполнена при частичной поддержке проектов Российского фонда фундаменталь-

ных исследований (#20-58-54006 и 19-02-01000). Гудиным С.А. работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ “Квант” # АААА-А18-118020190095-4.

1. E. Dagotto, *Nanoscale phase separation and colossal magnetoresistance: the physics of manganites and related compounds*, Springer Science & Business Media, Berlin, Heidelberg (2013), v. 136.
2. V. Markovich, A. Wisniewski, and H. Szymczak, *Magnetic Properties of Perovskite Manganites and Their Modifications, Handbook of Magnetic Materials*, Elsevier B.V., Amsterdam, The Netherlands (2014), v. 22.
3. H. Y. Hwang, T. T. M. Palstra, S. W. Cheong, and B. Batlogg, *Phys. Rev. B* **52**(21), 15046 (1995).
4. C. Cui, T. A. Tyson, Z. Zhong, J. P. Carlo, and Y. Qin, *Phys. Rev. B* **67**(10), 104107 (2003).
5. T. Roch, S. Yaghoubzadeh, F. S. Razavi, B. Leibold, R. Praus, and H.-U. Habermeier, *Appl. Phys. A* **67**, 723 (1998).
6. V. Laukhin, J. Fontcuberta, J. L. Garcia-Munoz, and X. Obradors, *Phys. Rev. B* **56**, 10009 (1997).
7. F. S. Razavi, G. V. Sudhakar Rao, H. Jalili, and H.-U. Habermeier, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 174103 (2006).
8. V. Markovich, I. Fita, R. Puzniak, E. Rozenberg, C. Martin, A. Wisniewski, A. Maignan, B. Raveau, Y. Yuzhelevskii, and G. Gorodetsky, *Phys. Rev. B* **70**, 024403 (2004).
9. R. Thiyagarajan, S. Arumugam, P. Sivaprakash, M. Kannan, C. Saravanan, and W. Yang, *J. Appl. Phys.* **121**, 215902 (2017).
10. V. Markovich, E. Rozenberg, G. Gorodetsky, D. Mogilyansky, B. Revzin, and J. Pelleg, *J. Appl. Phys.* **90**, 2347 (2001).
11. D. P. Kozlenko, I. N. Goncharenko, B. N. Savenko, and V. I. Voronin, *J. Phys. Condens. Matter* **16**(37), 6755 (2004).
12. Д. П. Козленко, Т. А. Чан, А. В. Труханов, С. Е. Кичанов, С. В. Труханов, Л. С. Дубровински, Б. Н. Савенко, *Письма в ЖЭТФ* **94**(7), 619 (2011).
13. Е. С. Ицкевич, В. Ф. Крайденев, *Физика твердого тела* **43**, 1220 (2001).
14. V. Markovich, E. Rozenberg, A. I. Shames, G. Gorodetsky, I. Fita, K. Suzuki, R. Puzniak, D. A. Shulyatev, and Ya. M. Mukovskii, *Phys. Rev. B* **65**, 144402 (2002).
15. V. Markovich, E. Rozenberg, G. Gorodetsky, C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu, and B. Raveau, *J. Appl. Phys.* **91**, 10 (2002).
16. M. Kumaresavanji, E. M. B. Saitovitch, J. P. Araujo, and M. B. Fontes, *J. Mater. Sci.* **48**, 1324 (2013).
17. S. Arumugam, C. Saravanan, R. Thiyagarajan, and G. Narsinga Rao, *J. Magn. Magn. Mater.* **507**, 166775 (2020).
18. M. Jaime, M. B. Salamon, M. Rubinstein, R. E. Treece, J. S. Horwitz, and D. B. Chrisey, *Phys. Rev. B* **54**, 11914 (1996).
19. L. Wang, J. Yin, S. Y. Huang, X. F. Hunag, J. Xu, Z. G. Liu, and K. J. Chen, *Phys. Rev. B* **60**, R6976 (1999).
20. L. G. Khvostantsev, V. N. Slesarev, and V. V. Brazhkin, *High Pressure Res.* **24**, 371 (2004).
21. И. К. Камилов, А. Г. Гамзатов, А. М. Алиев, А. Б. Батдалов, Ш. Б. Абдулвагидов, О. В. Мельников, О. Ю. Горбенко, А. Р. Кауль, *ЖЭТФ* **132**(4), 885 (2007).
22. A. G. Gamzatov, A. B. Batdalov, I. K. Kamilov, A. R. Kaul, and N. A. Babushkina, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 032404 (2013).
23. A. G. Gamzatov and I. K. Kamilov, *J. Appl. Phys.* **114**, 093902 (2013).
24. Н. В. Волков, *УФН* **182**, 263 (2012).
25. L. Balcells, J. Fontcuberta, B. Martizen, and X. Obradors, *Phys. Rev. B* **58**, R14697 (1998).
26. А. Г. Гамзатов, Т. А. Гаджимурадов, Ж. Ли, Л. Пи, Ю. Чжан, *ЖЭТФ* **149**(1), 172 (2016).
27. С. А. Гудин, М. И. Куркин, Э. А. Нейфельд, А. В. Королев, Н. Н. Гапонцева, Н. А. Угрюмова, *ЖЭТФ* **148**(5), 1005 (2015) [S. A. Gudin, M. I. Kurkin, E. A. Neifel'd, A. V. Korolev, N. A. Ugrumova, and N. N. Gapontseva, *JETP* **121**, 878 (2015)].
28. М. И. Куркин, Э. А. Нейфельд, А. В. Королев, Н. А. Угрюмова, С. А. Гудин, Н. Н. Гапонцева, *ЖЭТФ* **143**, 948 (2013) [M. I. Kurkin, E. A. Neifel'd, A. V. Korolev, N. A. Ugrumova, S. A. Gudin, and N. N. Gapontseva, *JETP* **116**(5), 823 (2013)].
29. С. А. Гудин, Н. И. Солин, Н. Н. Гапонцева, *ФТТ* **60**(6), 1067 (2018) [S. A. Gudin, N. I. Solin, and N. N. Gapontseva, *Phys. Solid State* **60**(6), 1078 (2018)].
30. A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, Ya. M. Blanter, and M. Yu. Ragan, *Phys. Rev. B* **63**, 174424 (2001).
31. К. И. Кугель, А. Л. Рахманов, А. О. Сбойчаков, М. Ю. Каган, И. В. Бродский, А. В. Клапцов, *ЖЭТФ* **125**, 648 (2004).
32. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, *УФН* **171**(6), 577 (2001) [M. Yu. Kagan and K. I. Kugel', *Phys.-Usp.* **44**(6), 553 (2001)].
33. С. А. Гудин, Н. И. Солин, *ЖЭТФ* **157**(4), 648 (2020) [S. A. Gudin and N. I. Solin, *JETP* **130**(4), 543 (2020)].
34. С. А. Гудин, Н. И. Солин, *ФТТ* **62**(5), 669 (2020) [S. A. Gudin and N. I. Solin, *Phys. Solid State* **62**(5), 756 (2020)].
35. N. I. Solin, *JMMM* **401**, 677 (2016).
36. D. Khomskii and L. Khomskii, *Phys. Rev. B* **67**, 052406 (2003)