

Низкотемпературный минимум сопротивления гранулированных дырочно-допированных кобальтитов

Ю.Н. Цзян¹, М.О. Дзюба^{1,3}, О.Г. Шевченко¹, В.Ф. Хирный²

¹*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: chiang@ilt.kharkov.ua*

²*Институт монокристаллов НТК «Институт монокристаллов» НАН Украины
пр. Ленина, 60, г. Харьков, 61072, Украина*

³*Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, 53-421, Польша*

Статья поступила в редакцию 17 марта 2011 г., после переработки 23 июня 2011 г.

Впервые в объемных гранулированных кобальтитах $(La_{1-x}Sr_x)_{1-y}Ag_yCoO_3$ с размером гранул порядка 1 мкм с коэффициентами замещения $x = 0,35$ и $y = 0; 0,05$ наблюдается переход «металл–неметалл» в проводимости, предположительно связанный с АФМ упорядочением моментов гранул. Данный переход проявляется в виде минимума на температурной зависимости сопротивления образцов. Предложено объяснение природы минимума, основанное на учете внутригранульного механизма корреляции электронов по принципу двойного обмена Зенера и межгранульного механизма спин-поляризованного туннелирования электронов между ближайшими соседями в условиях антиферромагнитного обменного взаимодействия моментов гранул. Проведен численный расчет контактанса системы в модели, основанной на суммировании проводимостей внутригранульных фаз электронной системы и вычислении полного сопротивления системы как суммы сопротивлений отдельных гранул с учетом резистивного вклада межгранульного туннелирования. Обнаружено, что внешние магнитные поля вплоть до 10 Тл не оказывают влияния на глубину минимума и его положение на температурной шкале, что говорит об устойчивости антиферромагнитного взаимодействия гранул к внешним магнитным полям.

Вперше в об'ємних гранульованих кобальтитах $(La_{1-x}Sr_x)_{1-y}Ag_yCoO_3$ з розміром гранул порядку 1 мкм з коефіцієнтами заміщення $x = 0,35$ і $y = 0; 0,05$ спостережено перехід «метал–неметал» в провідності, який імовірно пов'язаний з АФМ упорядкуванням моментів гранул. Даний перехід проявляється у вигляді мінімуму на температурній залежності опору зразків. Запропоновано пояснення природи мінімуму, яке засновано на урахуванні внутрігранульного механізму кореляції електронів за принципом подвійного обміну Зенера і міжгранульного механізму спін-поляризованого тунелювання електронів між найближчими сусідами в умовах антиферромагнітної обмінної взаємодії моментів гранул. Проведено чисельний розрахунок контактанса системи в моделі, яка заснована на підсумовуванні провідностей внутрігранульних фаз електронної системи і обчисленні повного опору системи як суми опорів окремих гранул з урахуванням резистивного вкладу міжгранульного тунелювання. Виявлено, що зовнішні магнітні поля аж до 10 Тл не впливають на глибину мінімуму і його положення на температурній шкалі, що свідчить про стійкість антиферромагнітної взаємодії гранул до зовнішніх магнітних полів.

PACS: **71.30.+h** Переходы металл–изолятор и другие электронные переходы;
72.20.–i Явление проводимости в полупроводниках и изоляторах;
75.50.–y Изучение конкретных магнитных материалов.

Ключевые слова: гранулированный кобальтит, двойной обмен, спин-поляризованное туннелирование.

Введение

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию транспортных свойств многокомпонентных соединений, синтезированных на базе элементов, обладающих заметным (перовскиты) и даже сильным (оксипниктиды с железом) магнетизмом. Это объясняется тем, что свойства этих соединений определяются и способны управляться целым комплексом механизмов взаимодействия, в том числе обменных, которые коррелируют поведение носителей заряда. При этом свою долю в еще большее разнообразие свойств вносит фактор поликристалличности образцов, характерный, в частности, для гранулированных композитов типа керамик. Так, ниже ферромагнитной температуры перехода T_C керамические манганиты обнаруживают большое магнитосопротивление в малых полях [1–4], в то время как магнитосопротивление монокристаллов в тех же условиях или очень мало, или полностью отсутствует. Хотя образцы гранулированных систем, даже синтезированных по одной и той же твердотельной технологии, могут отличаться распределением гранул, размером последних и перколяционным характером протекания тока, в настоящее время существует согласие относительно того, что природа проводимости гранулированных систем проистекает из двух источников — внутригранульных механизмов корреляции электронов и механизмов межгранульного взаимодействия, которые соответственно будем называть собственными и несобственными механизмами.

Мы изучили некоторые свойства гранулированных кобальтитов состава $(La_{1-x}Sr_x)_{1-y}Ag_yCoO_3$ (далее LSCO, LSACO и LACO) — типичного представителя семейства дырочно-допированных соединений на основе оксидов переходных металлов с перовскитной структурой. К собственным механизмам проводимости у этого семейства можно отнести эффекты корреляции электронов проводимости, управляемые допированием. Уровень последнего задает величину и знак обменных взаимодействий как параметров корреляции локальных ионных магнитных моментов и спинов делокализованных электронов проводимости [1–3], определяя, тем самым, тип взаимодействия, в том числе ферромагнитного, при котором перенос электронов осуществляется по схеме двойного обмена [4]. К другим собственным механизмам проводимости можно отнести внутригранульные механизмы переноса электронов типа моттовских, возникающие в условиях непериодического силового поля [5].

К несобственным эффектам относят эффекты межгранульного электростатического взаимодействия, аналога кулоновской блокады, для описания которых обычно используют модель прыжковой проводимости как процесса перемещения электронов между парами гранул путем туннелирования [6,7]. Идея модели базируется на том обстоятельстве, что для генерирования

электрона из нейтральной гранулы и переноса его в соседнюю гранулу, первоначально нейтральную, следует преодолеть некий энергетический барьер, связанный с кулоновским отталкиванием и характеризуемый некоторой электростатической зарядовой энергией E_C , и преодолеть обменное взаимодействие величиной E_m , если гранулы обладают нескомпенсированным спонтанным магнитным моментом. Эти соображения легли в основу разных моделей туннелирования, таких как модель межгранульной спин-зависимой кулоновской щели [8] или модель спин-поляризованного туннелирования между магнитными гранулами [9].

Нет сомнения, что модель межгранульного туннелирования отражает физическую суть межгранульного взаимодействия, однако она может широко варьироваться применительно к конкретным образцам как к объектам, в которых вероятность туннелирования зависит, помимо прочего, от «структурных» (распределения гранул по размеру и форме) и «геометрических» (размера гранул и расстояния между ними) факторов, а усредненная вероятность туннелирования по всему ансамблю гранул, определяющая кондактанс, — от магнитного упорядочения ансамбля [7].

В общем характер проводимости гранулированных систем будет определяться совместным вкладом механизмов, связанных как с собственной (внутригранульной), так и с несобственной (межгранульной) частями проводимости, конкуренция которых, в частности, могла бы проявиться в виде низкотемпературного минимума сопротивления [10,11]. Поскольку исследования этого эффекта в объемных перовскитных системах выполнялись фактически только на манганитах, представлялось интересным (и важным с технологической точки зрения) продолжить его изучение в других гранулированных магнитных композитах, в частности в объемном керамическом кобальтите, что сделано впервые.

Результаты и обсуждение

Композит LSCO синтезировался по стандартной трехфазной технологии [10]. Рентгенографические исследования подтверждали образование перовскитной структуры с ромбоэдрически искаженной элементарной ячейкой (пространственная группа $R3c$) (рис. 1). Данные рентгеновского фазового и микроструктурного анализов указывали на однофазность синтезированных керамик со средним размером зерен (по Шерреру) порядка микрометра. Образцы вырезали в виде прямоугольных параллелепипедов с размерами, близкими к $0,15 \times 0,3 \times 0,5$ см. Контактные площадки под токовые и потенциальные зонды наносили методом ультразвуковой припайки сверхчистого индия. Измерения напряжения проводили четырехзондовым методом при постоянном стабилизированном токе. Температуру измеряли платиновым термометром ТП 018–03, который

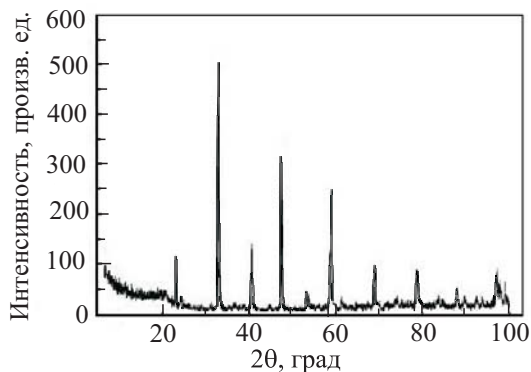


Рис. 1. Рентгендифрактограмма кобальтита $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_{0,2}\text{CoO}_3$

ниже 13 К дополнительно калибровали при температуре сверхпроводящего перехода свинца и температуре жидкого гелия. Суммарная погрешность измерений при промежуточных температурах «жидкий гелий–жидкий азот» и «жидкий азот–комнатная температура» определялась в основном качеством стабилизации температуры и во всех случаях не превышала 1%.

На рис. 2 приведены нормированные на сопротивление при комнатной температуре температурные зависимости сопротивления синтезированных образцов лантановых кобальтитов LACO, LSACO и LSCO, по-разному допированных стронцием и серебром. Отчетливо видно, что именно дырочное допирование стронцием, а не серебром радикально изменяет в сторону увеличения проводимость недопированного перовскитного кобальтита LCO, проявляющую типично полупроводниковое температурное поведение, аналогичное поведению кривой 1. Так, сравнивая кривые 1 и 2, видим, что при примерно равной концентрации сереб-

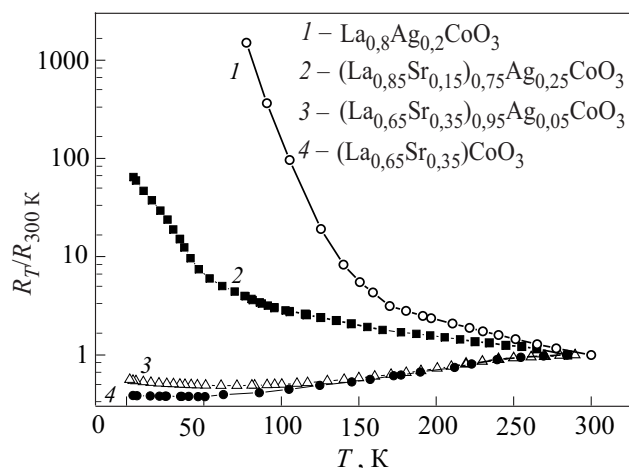


Рис. 2. Сопротивление дырочно-допированных кобальтитов LSACO, нормированное на сопротивление при 300 К, в зависимости от температуры при различных уровнях допирования. $R_{300\text{К}}$, Ом: 2,42 (1); 0,0077 (2); 0,0026 (3); 0,00123 (4).

ра сопротивление образцов изменяется, причем резко, именно при внесении стронция. Например, при $T \approx 100$ К сопротивления R_T у образцов с близкими геометрическими параметрами отличаются почти в 10^4 раз, а в единицах $R_T / R_{300\text{К}}$ — в 10^2 раз.

Более того, при уменьшении количества серебра, что должно было бы повышать сопротивление образцов, только увеличение количества стронция, вплоть до достижения коэффициента замещения редкоземельного элемента $x = 0,35$, углубляет металлическое поведение проводимости кобальтитов на большей части температурной шкалы ниже $T_{300\text{К}}$ вплоть до температур 30–60 К, где появляется минимум — переход к неметаллическому поведению (ср. кривые 3 и 4, рис. 2, с кривыми для композитов без Ag на рис. 3 и без Sr на рис. 2). По-видимому, мы получили дополнительное подтверждение незначительной роли электронов серебра в обменных процессах с участием ионов кислорода, возможно, из-за больших энергий активации, подтверждаемых слабой реакционной и окислительной способностями этого элемента, во всяком случае в композитах того химического состава, который мы изучали.

Заметим, что в массивных образцах гранулированного (с размером зерна ≈ 1 мкм) кобальтита LSCO со степенью допирования стронцием, при которой наблюдается минимум, переход от металлического к неметаллическому поведению наблюден впервые (см. рис. 3). В образцах аналогичного состава, но с размером зерна порядка 50 мкм и с $x > 0,35$ он не обнаружен [13]. Это указывает на то, что эффект весьма критичен не только к уровню дырочного допирования, что вообще характерно для проводимости перовскитных соединений на основе оксидов переходных металлов, но и к структурным характеристикам, таким как размер и плотность распределения зерен.

На рис. 3 представлена низкотемпературная часть кривых нормированного сопротивления образцов с минимумом — переходом от металлического к неметаллическому поведению проводимости. Наличие минимума, как и любого экстремума, на зависимостях $R(T)$ означает существование в соответствующей области температур конкурирующих механизмов корреляции электронов со сравнимыми по величине вкладами в проводимость. Это позволяет провести не только качественный, но и количественный анализ природы наблюдающегося минимума, поскольку облегчает самосогласование параметров привлекаемых для описания эксперимента конкурирующих теоретических моделей.

Выбирая концепцию двух вкладов в проводимость — собственного и межгранульного, мы тем самым принимаем, что сопротивление системы есть аддитивная сумма сопротивлений гранул $\rho_g = \sigma_g^{-1}$ и межгранульных «сопротивлений» (резистивных вкладов межгранульного взаимодействия) $\rho_{\text{ispt}} = \sigma_{\text{ispt}}^{-1}$. Тогда полное сопротив-

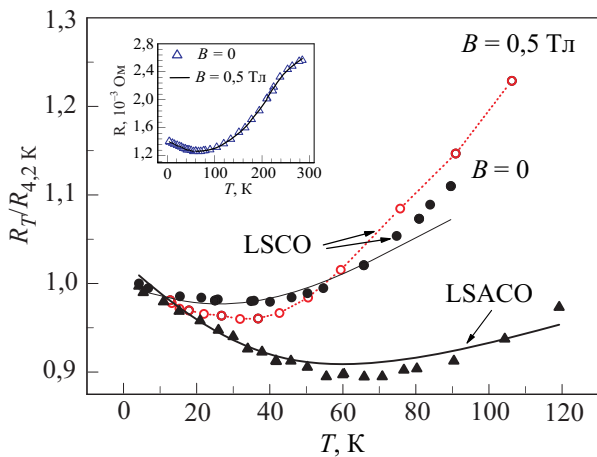


Рис. 3. Минимум на температурной зависимости нормированного сопротивления дырочно-допированных кобальтитов LSCO и LSACO при уровне замещения лантана стронцием $x \approx 0,35$ при $B = 0$ и $B = 0,5$ Тл. $R_{4,2K}$, Ом: LSCO — $4,7 \cdot 10^{-4}$; LSACO — $0,0014$. Символы — эксперимент; сплошные линии — подгоночные кривые, вычисленные по формуле (1), см. текст. Точечная кривая — соединительная линия. На вставке — зависимость от температуры сопротивления LSACO при $B = 0$ и $B = 0,5$ Тл.

ление системы, нормированное, например, на сопротивление образца при $T = T^*$, можно представить в виде

$$\bar{R}(T) / \bar{R}(T^*) = [G_g^{-1} + G_{\text{ispt}}^{-1}]_T / \bar{\rho}_{T^*}; \quad G_{g;\text{ispt}} = \bar{\sigma}_{g;\text{ispt}}, \quad (1)$$

где G — контактансы как усредненные по ансамблю гранул соответствующие (внутригранульные и межгранульные) вклады в проводимость σ (черта наверху означает усреднение), ρ_{T^*} — удельное сопротивление при нормировочных температурах T^* , равных 4,2 и 300 К.

Как известно, системы вида (Re)SCO (Re — трехвалентные редкоземельные элементы) можно представить в виде двухфазных электронных систем [3]. Проводимость одной из фаз, матрицы (Re)CO, можно охарактеризовать термоактивационным механизмом полупроводникового типа σ_{sm} (например, моттовским [5]), а проводимость другой фазы, подрешетки SCO, σ_{DE} , механизмом двойного ферромагнитного обмена электронами проводимости между разновалентными ионами кобальта [4]. В итоге, собственный вклад гранулы в проводимость запишется как $\sigma_g = \sigma_{sm} + \sigma_{DE}$ и контактанс гранулы в целом составит [14]:

$$G_g \propto (\sigma_{sm} + \sigma_{DE}) = \sigma_\infty \exp(-(\Delta/T)^m) + (\alpha e^2 / ah)(T_C / T), \quad (2)$$

где $\sigma_\infty = \sigma(T \rightarrow \infty)$, $\alpha = |\text{Co}^{4+}| / |\text{Co}^{3+}|$ — доля ионов Co^{4+} , Δ — зонная щель, T_C — температура Кюри, a — параметр решетки, h — постоянная Планка, а пока-

затель m может принимать значения 1 (закон Аррениуса), 1/2 (при наличии кулоновской щели [7]) либо 1/4 (при прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [5]). Как было выяснено в [14], при низких температурах в кобальтитах преобладает механизм двойного ферромагнитного обмена, обуславливающий квазиметаллическое поведение проводимости при достаточном уровне дырочного допирования, характеризуемом параметром α и закон Аррениуса ($m = 1$) для полупроводниковой фазы проводимости гранул.

Параллельный вклад в проводимость гранулированной магнитной системы может вносить несобственный межгранульный механизм, основанный на принципе спин-поляризованного туннелирования [6,7]. Эта модель предполагает, что когда электрон туннелирует сквозь границу между двумя гранулами с антипараллельной намагниченностью, он будет встречать потенциальный барьер величиной порядка обменной энергии E_m . В результате вероятность туннелирования, а с ней и межгранульная проводимость, уменьшается на фактор $\exp(-E_m / kT)$ по сравнению со случаем ферромагнитной ориентации векторов намагниченности гранул. Как было показано в [9], модель предсказывает резкое изменение проводимости уже в малых магнитных полях $\sim 0,1$ Тл, если начальное (в нулевом поле) распределение направлений намагниченности гранул было случайным (парамагнитным). Однако, очевидно, что этот эффект должен отсутствовать, если распределение в нулевом поле изначально было близко к антиферромагнитному (АФМ). Из данных на рис. 3 и 5 следует, что магнитные поля вплоть до 10 Тл практически не влияют на проводимость образцов с $x = 0,35$, что позволяет предполагать антиферромагнитное взаимодействие намагниченностей гранул в нулевом поле у этих образцов. Указания на АФМ обмен между гранулами имеются также в работах [9,15,16].

В работе [9] получено выражение для межгранульной проводимости двух гранул, обусловленной туннелированием спин-поляризованных электронов:

$$\sigma_{\text{ispt}} \propto (1/2)(n_\uparrow + n_\downarrow)^2 [1 + P^2 \cos \theta], \quad (3)$$

где коэффициент поляризации $P = (n_\uparrow - n_\downarrow) / (n_\uparrow + n_\downarrow)$; $n_{\uparrow,\downarrow}$ — плотности состояний электронов на уровне Ферми со спином вверх и вниз соответственно. Выражение (3) устанавливает зависимость межгранульной проводимости от угла θ между направлениями намагниченности соседних гранул. Следуя так называемой n - n модели проводимости (по ближайшим соседям), мы усреднили уравнение (3) по $\cos \theta$ и по вероятностям туннелирования между парами двух ближайших соседей для всего ансамбля гранул системы, а также учли температурную зависимость вероятности туннелирования термоактивированных носителей заряда и АФМ взаимо-

действие гранул [6,7,11,16–18]. Это позволяет представить межгранульный контактанс в виде

$$G_{\text{ispt}} = \langle \sigma_{\text{ispt}}(0 < T < T_C) \rangle = [\rho_{n-n}(U)]^{-1} [1 - P^2 \langle \cos \theta \rangle], \quad (4)$$

где угловые скобки означают усреднение; U — высота межгранульного потенциального барьера; $\rho_{n-n}(U) = \rho_0 + \beta T^{3/2}$ [17,18]; $\langle \cos \theta \rangle = \coth(J/T) - (J/T)^{-1}$ — спиновая корреляционная функция $\langle \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \rangle$ [11,19]; J — обменная энергия АФМ взаимодействия; ρ_0 — остаточный резистивный вклад n - n взаимодействия в неактивированном режиме.

Объединяя уравнения (2) и (4) в соответствии с (1), получаем полное (нормированное) сопротивление образца, представленное кривой 1 на рис. 4. При расчете этой кривой мы полагали, что температурное поведение собственной проводимости гранул у кобальтитов может носить весьма общий для гранулированных кобальтитов характер. Поэтому в (2) мы сохранили значения зонной щели $\Delta = 100$ К, температуры АФМ упорядочения $T_C = 160$ К и $m = 1$, полученные ранее в [14] при описании низкотемпературной части $R(T)$ у эрбиевых кобальтитов. Предполагая также общность магнитных свойств кобальтитов близкой стехиометрии, мы использовали единое значение обменной энергии J для исследуемых образцов (см. табл. 1). Этим уменьшим число подгоночных параметров фактически до двух — ρ_0 и β , что отражено в табл. 1, где приведены значения всех подгоночных параметров, варьируемых при анализе экспериментальных данных. Совпадение расчетных и экспериментальных данных в области минимума сопротивления у проанализированных образцов (см. рис. 3 и 4) дает основание для вывода, что собственная проводимость гранул в разных образцах составов близкой стехиометрии определяется практически универсальными механизмами переноса (поскольку значения α и Δ можно положить неизменными). В то же время положение и глубина минимума при этих условиях зависят в основном от вероятности межгранульного спин-поляризованного туннелирования, характеризуемого межгранульным сопротивлением $\rho_{n-n}(U)$, т.е. от величин ρ_0 и β . Хотя мы воспользовались $\rho_{n-n}(U)$ в виде, предложенном в работах [17,18], в конце температурного интервала с минимумом экспериментальная кривая обнаруживает более сильную температурную зависимость $\rho_{n-n}(U)$, чем в случае учета только спин-волнового члена

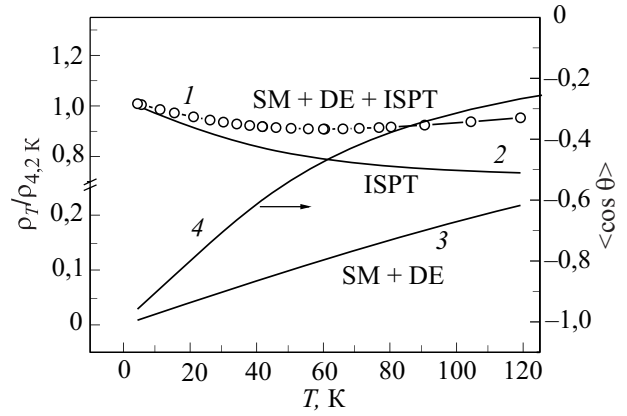


Рис. 4. Нормированное сопротивление с минимумом (точки) и fit, рассчитанный по формуле (1) (сплошная линия 1) для образца LSACO ($x = 0,35$, $y = 0,05$). Отдельно показаны собственный гранульный вклад (кривая 3) и межгранульный вклад (кривая 2). Кривая 4 — спиновая корреляционная функция для АФМ взаимодействия гранул.

$\sim T^{3/2}$. Возможно, это указывает на наличие температурной зависимости разбаланса плотностей состояний носителей с разнонаправленными спинами, которая здесь не учитывается. Таким образом, концепция двух вкладов, отраженная в соотношении (1), не только качественно, но и с приемлемой точностью количественно описывает температурное поведение сопротивления образцов кобальтитов при $x = 0,35$ в области минимума.

На рис. 4 отдельно показаны собственный вклад гранул (кривая 3, SM+DE), межгранульный вклад (кривая 2, ISPT) и спиновая корреляционная функция для АФМ взаимодействия гранул (кривая 4), с помощью которой рассчитывалась кривая 2 для состава LSACO, а также суммарная рассчитанная кривая — сплошная линия 1, проходящая через экспериментальные точки.

В противоположность узкозонным четырехкомпонентным перовскитным структурам, допированным дырками, как, например, лантановые манганиты, изученная система LSCO с более узким e_g -мультиплетом в d -зоне [20,21] оставляла мало надежды на проявление заметного магниторезистивного эффекта. На рис. 3, 5 и 6 представлено температурное поведение сопротивления и магнитосопротивления $MR = [R(T, B) - R(T, B = 0)] / R(T, B = 0)$ для образцов керамических кобальтитов LSCO и LSACO во внешних магнитных полях $B = 0,5$ и 10 Тл а также в отсутствие магнитного поля. Видно, что магнитное поле такой величины

Таблица 1. Основные теоретические fit-параметры, полученные из анализа экспериментальных данных

Параметр Образец	$\rho_{300 \text{ К}}$, Ом·см	ρ_0 , Ом·см	α	β , Ом·см·К ^{-3/2}	P^2	J , К
LaSrAgCoO	$1,95 \cdot 10^{-3}$	$1,68 \cdot 10^{-4}$	≈ 1	0,05	0,37	100
LaSrCoO	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-4}$	≈ 1	0,08	0,35	100

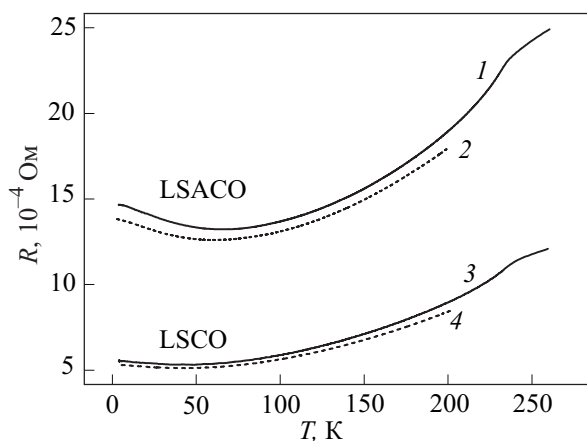


Рис. 5. Температурная зависимость сопротивления образцов с близкими геометрическими размерами кобальтитов LSCO ($x = 0,35, y = 0,05$) и LSACO ($x = 0,35, y = 0,05$) при $B = 0$ (кривые 1 и 3) и в приложенном магнитном поле 10 Тл (кривые 2 и 4).

практически не меняет положения минимума, а отрицательное магнитосопротивление в самом сильном поле не превышает 6%. Данные, представленные в табл. 1, совместно с температурной зависимостью корреляционной функции $\langle \cos \theta \rangle$ для случая спин-поляризованного туннелирования (рис. 4), полученной из анализа эксперимента, позволяют ответить на вопрос, согласуется ли такое поведение магнитосопротивления с предсказаниями теории. Из численных расчетов следует, что величина эффективного поля $\approx 2\mu_B H / |J|$ (μ_B — магнетон Бора) при $B = 10$ Тл и $|J|/k_B \sim 100$ К составляет примерно 0,07. Это слишком низкое значение, чтобы можно было наблюдать различие между температурными зависимостями контактанса в магнитном поле и без него. Аналогичное поведение наблюдалось также у манганитов при S вплоть до $\sim 0,5$ [11]. Другими словами, энергия обменного взаимодействия у кобальтитов, которая оп-

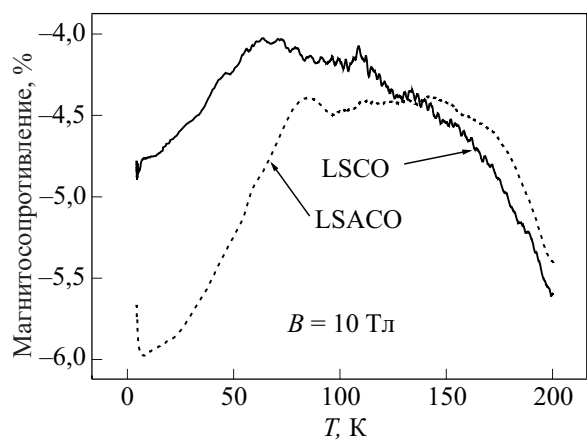


Рис. 6. Температурная зависимость магнитосопротивления кобальтитов LSCO ($x = 0,35, y = 0$) и LSACO ($x = 0,35, y = 0,05$) в магнитном поле 10 Тл.

ределяет АФМ упорядочение при тех температурах, где наблюдается минимум сопротивления, намного превышает магнитную энергию в поле 10 Тл. Следовательно, упомянутое упорядочение является стабильным; таково было наше предположение с самого начала.

В заключение изучена проводимость объемных гранулированных кобальтитов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ и кобальтитов того же состава с добавлением серебра. Размер гранул составлял порядка 1 мкм. При коэффициенте замещения лантана стронцием $x \approx 0,35$ наблюден переход «металл–неметалл» в проводимости LSCO и LSACO в области температур ниже температуры магнитного перехода, предположительно связанного с антиферромагнитным упорядочением намагниченности гранул. Проведен анализ наблюдаемого явления, основанный на учете внутригранульного механизма двойного обмена Зенера и межгранульного механизма спин-поляризованного туннелирования между ближайшими соседями с АФМ обменным взаимодействием. Численно рассчитан контактанс системы в предположении, что контактанс отдельной гранулы есть сумма контактансов внутригранульных фаз, причем полный контактанс системы есть величина, обратная сумме сопротивлений отдельных гранул и резистивного вклада межгранульного туннелирования. Обнаружено, что приложенное внешнее магнитное поле величиной до 10 Тл не подавляет минимум сопротивления, указывая на стабильность АФМ упорядочения. Оценены микроскопические параметры двойного обмена и спин-поляризованного туннелирования.

1. A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth, and M.J. Rozenberg, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 13 (1996).
2. В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов, *ФНТ* **26**, 231 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 171 (2000)].
3. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин, *УФН* **171**, 121 (2001).
4. C. Zener, *Phys. Rev.* **82**, 403 (1951).
5. N.F. Mott and E.A. Davis, *Electron Processes in Non-Crystalline Materials*, Clarendon Press, Oxford (1979).
6. P. Sheng, B. Abeles, and Y. Arie, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 44 (1973).
7. J.S. Helman and B. Abeles, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1429 (1976).
8. J.M.D. Coey, A.E. Berkowitz, L. Balcells, F.F. Putris, and A. Barry, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3815 (1998).
9. P. Raychaudhuri, K. Sheshadri, P. Taneja, S. Bandyopadhyay, S. Chaudhary, and S.B. Roy, *Phys. Rev.* **B59**, 13919 (1999).
10. M. Garsia Hernandez, F. Guinea, A. de Andres, J.L. Marttinez, C. Prieto, and L. Vazquez, *Phys. Rev.* **B61**, 9549 (2000).
11. M.I. Auslender, E. Rozenberg, A.E. Kar'kin, B.K. Chaudhuri, and G. Gorodetsky, *J. Al. Comp.* **326**, 81 (2001).
12. А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов, О.В. Мельников, *Изв. РАН, Серия Физ.* **73**, 1377 (2009).

13. B.I. Belevtsev, N.T. Cherpak, I.N. Chukanova, A.I. Gubin, V.B. Krasovitsky, and A.A. Lavrinovich, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 2591 (2002).
14. Ю.Н. Цзян, В.Ф. Хирный, О.Г. Шевченко, А.А. Козловский, *ФНТ* **35**, 1123 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 876 (2009)].
15. А.Е. Карькин, Д.А. Шулятьев, А.А. Арсенов, В.А. Черепанов, Е.А. Филонова, *ЖЭТФ* **116**, 671 (1999).
16. E. Rozenberg, M.I. Auslender, I. Felner, and G. Gorodetsky, *J. Appl. Phys.* **88**, 2578 (2000).
17. N. Zhang, F. Wang, W. Zhong, and W. Ding, *Solid State Commun.* **107**, 417 (1998); *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 2625 (1999).
18. N. Zhang, W. Ding, W. Zhong, D. Xing, and Y. Du, *Phys. Rev.* **B56**, 8138 (1997).
19. O. Ciftija, M. Luban, M. Auslender, and J.H. Luscombe, *Phys. Rev.* **B60**, 10122 (1999).
20. A. Abraham and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford (1970).
21. I.A. Nekrasov, S.V. Streltsov, M.A. Korotin, and V.I. Anisimov, *Phys. Rev.* **B68**, 235113 (2003).
22. Q.Y. Xie, Z.P. Wu, X.S. Wu, and W.S. Tan, *J. Alloy Comp.* **474**, 81 (2009).

Low-temperature resistance minimum in granular hole-doped cobaltites

Y.N. Chiang, M.O. Dzyuba, O.G. Shevchenko,
and V.F. Khirnyi

It is for the first time that in three-dimensional granular cobaltites $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_{1-y}\text{Ag}_y\text{CoO}_3$ with a grain size of about 1 micron and replacement ratios $x = 0,35$

and $y = 0, 0.05$, observed was a “metal–nonmetal” transition in conductivity, presumably associated with the AFM interaction of granule moments. This transition manifestes itself as a minimum in the temperature dependence of resistance the samples. An explanation of the nature of the minimum is proposed which is the based on account of intragranular mechanism of electron correlation on the basis of Zener double-exchange and intergranular mechanism of spin-polarized electron tunneling between the nearest neighbors under the antiferromagnetic exchange interaction of granule moments. The numerical calculation of the system conductance is made in the model based on summation of intragranular conductances of electronic phase and computation of impedance of the system as a sum of resistances of individual granules with a given resistive contribution of intergranular tunneling. It is found that the external magnetic field up to 10 T does not affect the depth of the minimum and its position on the temperature scale, suggesting that the intergranular antiferromagnetic interaction is stable to external magnetic fields.

PACS: **71.30.+h** Metal–insulator transitions and other electronic transitions;
72.20.–i Conductivity phenomena in semiconductors and insulators;
75.50.–y Studies of specific magnetic materials.

Keywords: granular cobaltite, double exchange, spin-polarized tunneling.