

Температурная зависимость сопротивления пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$, полученных методом импульсного лазерного осаждения

В. Г. Прохоров, Г. Г. Каминский, В. С. Флис

Институт металлофизики НАН Украины, Украина, 252142, г. Киев, пр. Вернадского, 36
E-mail: kamin@imp.kiev.ua

Янг Пак Ли

Sunmoon University, 100 Galsan-Ri, Tangjeong-Myeon Asan, Chongnam, Korea
E-mail: yplee@omega.sunmoon.ac.kr

Статья поступила в редакцию 23 ноября 1998 г., после переработки 5 мая 1999 г.

Проведены исследования температурных зависимостей сопротивления пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$, полученных методом импульсного лазерного осаждения, в диапазоне температур 4,2–300 К. Показано, что в области антиферромагнитного упорядочения T_N наблюдается резкое изменение температурной зависимости сопротивления. Полученные результаты анализируются в рамках современных теоретических представлений о механизме проводимости в перовскито-подобных манганитах.

Проведено дослідження температурних залежностей опору шарів $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$, отриманих методом імпульсного лазерного осадження, у діапазоні температур 4,2–300 К. Показано, що в області антиферомагнітного впорядкування T_N спостерігається різке зміння температурної залежності опору. Отримані результати аналізуються в рамках сучасних теоретичних уявлень про механізм провідності у перовскіто-подібних манганітах.

PACS: 76.30.-v, 72.15.Gd

Соединение $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$ принадлежит к классу перовскито-подобных манганитов типа $\text{R}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_3$, где R — трехвалентный редкоземельный элемент (La, Nd, Pr), а M — замещающий его двухвалентный атом (Ca, Ba, Sr), в которых наблюдается явление колоссального магнитосопротивления (КМС) [1,2]. Интерес к этому классу соединений связан с большими перспективами их использования на практике в качестве магнитных головок электронных записывающих устройств и чувствительных элементов для измерения магнитного поля. Суть явления КМС заключается в том, что легированные манганиты в области концентраций $0,16 < x < 0,4$ испытывают фазовый переход из высокотемпературного парамагнитного состояния с большим диэлектрическим сопротивлением в ферромагнитную (или «скошенную»

антиферромагнитную) фазу. Причем сопротивление может падать на порядки в достаточно узком интервале температур вблизи температуры фазового перехода. Внешнее магнитное поле увеличивает температуру Кюри, приводя к колоссальному отрицательному магнитосопротивлению (см. [3,4]).

В большинстве публикаций переход парамагнитный диэлектрик — ферромагнитный металл описывается в рамках механизма двойного обмена и объясняется образованием лишней «дырки» на позициях ионов марганца, $\text{Mn}^{3+} \rightarrow \text{Mn}^{4+}$ [5,6]. Основное состояние базового соединения PrMnO_3 (без легирования двухвалентными атомами) можно рассматривать как состояние парамагнитного зонного диэлектрика, в котором увеличение концентрации дополнительных носителей должно приводить к исчезновению мотт-халлардовской щели в

электронном спектре и осуществлению перехода металл — диэлектрик при некоторых температурах [7]. В этом случае поведение электросопротивления в области высоких температур может быть описано известным выражением Мотта в рамках модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH) [8].

Однако в последнее время появились другие точки зрения на возможный механизм транспорта в этих материалах.

Возникающие при введении в элементарную ячейку двухвалентного атома сильные деформации октаэдров MnO_6 приводят к идее, что транспорт заряда при высоких температурах осуществляется за счет движения поляронов решетки малого радиуса [9]. Главными аргументами в пользу данной гипотезы являются обнаруженный гигантский изотоп-эффект на атомах кислорода [10], свидетельствующий о сильной электрон-фононной связи, и эксперименты по нейтронному рассеянию, в которых были обнаружены сильные локальные искажения решетки ян-теллеровского типа [11].

Другая точка зрения основана на предположении, что в манганитах, по аналогии с высокотемпературными сверхпроводниками (купратами), возможно проявление эффекта фазовой сепарации, который приводит к разделению образца на области, «обогащенные» и «обедненные» носителями. Например, в работе [12] было показано, что такие фазы могут возникать в виде туманного («foggy») состояния с размерами капель, определяемыми энергией кулоновского взаимодействия. Естественно предположить, что температурное поведение сопротивления таких систем будет определяться, скорее, термоактивационным механизмом проводимости, а не особенностями зонной структуры, фигурирующей в модели Мотта.

Исследования транспортных свойств образцов высокого качества, какими могут являться пленки с высоким совершенством кристаллической структуры, позволяют до определенной степени ответить на вопрос об основном механизме проводимости в манганитах.

В данной работе приводятся результаты измерений температурных зависимостей электросопротивления пленок $Pt_{0,65}Ca_{0,35}MnO_3$, полученных методом импульсного лазерного осаждения. Детальный анализ экспериментальных кривых $R(T)$ показал, что транспортные свойства исследованных объектов с высокой точностью могут быть описаны в рамках

термоактивационного механизма проводимости. Обнаруженное изменение сопротивления при температурах ниже T_N позволяет сделать вывод, что соединение $Pt_{0,65}Ca_{0,35}MnO_3$ представляет собой парамагнитный диэлектрик с включениями капельной фазы, обогащенной свободными носителями, и может описываться в рамках модели, предложенной Горьковым [4].

1. Техника эксперимента

Для приготовления пленок использовался метод импульсного лазерного осаждения (абляции). К основным достоинствам данного метода следует отнести возможность осаждения материалов с разной проводимостью (включая диэлектрики), пониженные требования к вакуумным условиям осаждения, возможность получения пленок стехиометрического состава, соответствующего составу мишени, и относительная простота технологического процесса. В данной работе применялись Nd-YAG лазеры с длиной волны 1064 нм, длительностью импульса 7,8–10,5 нс и энергией в импульсе 0,3 Дж. Осаждение пленок производилось при частоте следования импульсов ≈ 20 Гц. Плотность мощности лазерного луча, сфокусированного на мишени, $9,5 \cdot 10^8$ – $2 \cdot 10^9$ Вт/см². Для уменьшения вероятности попадания на подложку крупных фракций (капель) мишени применялась схема напыления в скрещенных пучках с использованием двух лазеров [13]. Мишени представляли собой горячепрессованные цилиндрические образцы диаметром 15 мм, изготовленные из порошка $Pt_{0,65}Ca_{0,35}MnO_3$ стехиометрического состава. Сначала порошок из отдельных компонентов Pt_6O_{11} , CaO и Mn_2O_3 смешивался в пропорциях, соответствующих стехиометрическому составу соединения, и отжигался на воздухе при температуре 1 000 °С в течение трех суток с промежуточным размельчением. Затем методом горячего прессования изготавливались мишени и подвергались отжигу на воздухе при температуре 1 200 °С в течение четырех суток. В качестве подложки использовался монокристаллический $LaAlO_3$ с рабочей плоскостью (100). Температура подложки во время осаждения приблизительно равна 750 °С. Давление кислорода в камере составляло ≈ 200 мторр во время роста пленок и ≈ 600 торр во время охлаждения. При данных условиях были получены $Pt_{0,65}Ca_{0,35}MnO_3$ пленки толщиной $d = 10$ – 200 нм. Рентгеновский дифракционный анализ показал, что все образцы имеют *c*-осевую текстуру, направленную

перпендикулярно плоскости подложки, с углом разориентации меньше 1° . Параметры кристаллической решетки ($a = 0,542$ нм, $b = 0,545$ нм, $c = 0,767$ нм) полностью соответствовали литературным данным, полученным из результатов по дифракции нейтронов для соединения данного состава [14]. Отсутствие дополнительных пиков на дифрактограммах, кроме линий, принадлежащих подложке, позволяет сделать вывод о высокой степени однофазности полученных образцов. Измерения электросопротивления проводились обычным четырехконтактным методом на постоянном токе с использованием высокоомных приборов. Ток величиной от 5,0 нА до 10 мкА контролировался и коммутировался в двух направлениях. Измерения проводились в диапазоне температур от 4,2 до 300 К. Полученные образцы имели очень высокое удельное сопротивление при комнатной температуре: $\rho_{300} = 0,405$ Ом·см ($d = 10$ нм) и $\rho_{300} = 0,375$ Ом·см ($d = 200$ нм), которое, как видно из приведенных данных, слабо меняется с изменением толщины пленок в области высоких температур.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$ разной толщины. Из графика видно, что выше температуры Нееля, которая для соединения данного состава приблизительно

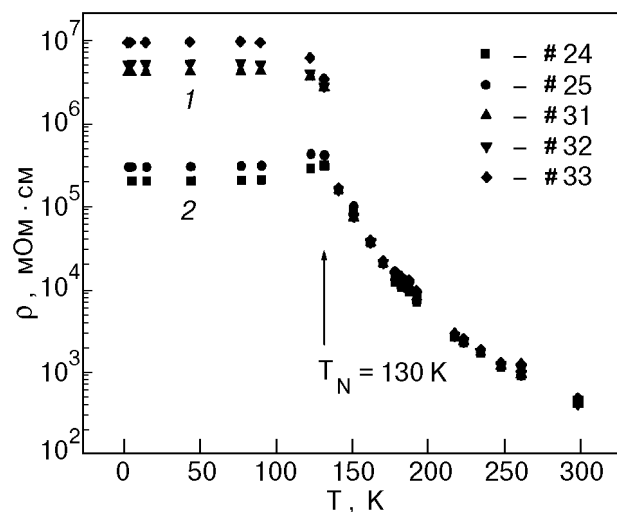


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления пяти пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$, полученных при одинаковых условиях, разной толщины d , нм: 10 (1), 200 (2). T_N — точка магнитного превращения для данного соединения.

соответствует $T_N \approx 130$ К [14], $\rho(T)$ пленок практически не различаются и носят явно выраженный экспоненциальный характер. Однако в области низких температур ($T \leq T_N$) температурный коэффициент сопротивления стремится к нулю, а величины остаточного удельного сопротивления для толстых и тонких пленок заметно различаются.

До недавнего времени было принято считать, что соединение $\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ остается парамагнитным изолятором при любой концентрации кальция вплоть до самых низких температур, так как в нем реализуется зарядовое упорядочение на ионах марганца, предшествующее магнитному превращению [15]. Однако, как видно на рис. 1, в пленочных образцах наблюдается резкое изменение зависимости $\rho(T)$ именно вблизи температуры антиферромагнитного упорядочения. И хотя полный переход в металлическую фазу не наблюдается, предвестники такого превращения проявляются достаточно отчетливо. По крайней мере для толстых пленок было отмечено незначительное падение электросопротивления в диапазоне температур ниже T_N .

С другой стороны, измерения температурных зависимостей электросопротивления пленок, проведенные в магнитных полях до 0,2 Тл, не обнаружили заметного изменения в величине $R(T)$ как при $T > T_N$, так и $T < T_N$. Как было показано в работе [16], для наблюдения явления

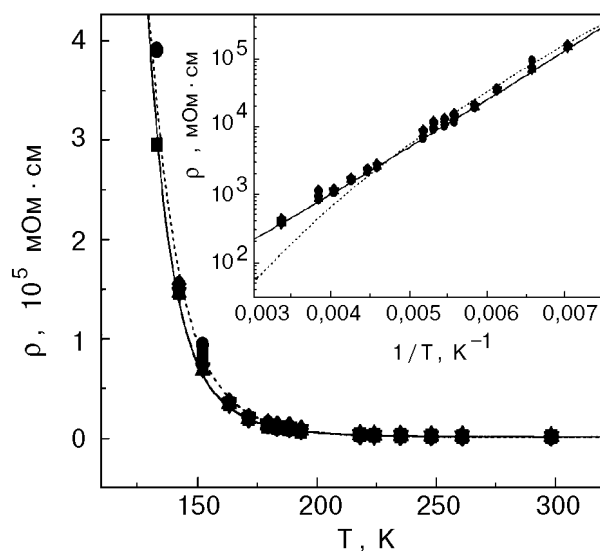


Рис. 2. Температурное поведение удельного электросопротивления пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$ при $T > T_N$. Сплошная линия — аппроксимация в рамках термоактивационной проводимости; пунктирная — в рамках модели Мотта

КМС в этом соединении необходимо прикладывать магнитное поле более 6,0 Тл.

В последнее время повышенный интерес проявляется к изучению физической природы транспорта носителей в перовскито-подобных манганитах в области температур, предшествующих возникновению магнитного упорядочения и металлической проводимости. Как правило, экспоненциальное поведение сопротивления объясняется либо в рамках модели Мотт-Хаббардовского изолятора [8], либо с привлечением хорошо известного приближения термоактивационной проводимости без достаточного физического анализа подгоночных параметров [17].

На рис. 2 приведены теоретические зависимости $\rho(T)$, полученные с помощью выражения Мотта для прыжковой проводимости носителей по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка (пунктир) и в рамках термоактивационной модели (сплошная линия). Выражение для удельного сопротивления в рамках модели Мотта можно записать в виде

$$\rho(T) = \rho_{\infty} \exp[(T_0/T)^{1/4}], \quad (1)$$

где ρ_{∞} — сопротивление при бесконечно высоких температурах, или сопротивление насыщения, а T_0 определяет энергию локализации носителей.

В приближении термоактивационной проводимости выражение для $\rho(T)$ записывается в виде известной формулы Аррениуса:

$$\rho(T) = \rho_0 T \exp(T_0/T), \quad (2)$$

где ρ_0 — некоторый подгоночный параметр, физический смысл которого будет рассмотрен позже, а T_0 — энергия активации носителей.

В обоих выражениях имеются два подгоночных параметра, которые необходимо варьировать при анализе экспериментальных кривых. Лучшее согласие между экспериментальными и теоретическими кривыми наблюдается при следующих значениях параметров: для выражения (1) $\rho_{\infty} \approx 10^{-13}$ мОм·см, $T_0 = 4,4 \cdot 10^8$ К, для выражения (2) $\rho_0 = 0,003$ мОм·см·К⁻¹, $T_0 = 1\,800$ К. Среднестатистическая ошибка при подгонке параметров ρ_{∞} и T_0 для модели Мотта составляет по всем полученным экспериментальным кривым соответственно 100 и 25%, а для приближения термоактивационной проводимости — 1,0 и 13,5%. Более того, на вставке рис. 2 пунктирной линией показана теоретическая кривая, полученная в рамках модели Мотта с

оптимальными подгоночными параметрами, которая заметно отличается от экспериментальной кривой. Таким образом, можно сделать вывод, что только модель термоактивационной проводимости способна с высокой точностью описать температурное поведение сопротивления пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$ в высокотемпературной области.

С другой стороны, для правильного определения механизма транспорта носителей в этих объемах необходимо провести более тщательный анализ возможной физической природы подгоночных параметров.

Если предполагать, что величина ρ_{∞} определяет границу минимальной металлической проводимости данного соединения, то длина свободного пробега электрона может быть оценена на основе критерия Иоффе — Релгея $k_F l \geq 1$, полагая, что волновой вектор электронов $k_F = (3\pi^2 N/V)^{1/3}$, где N — число электронов, а V — объем образца. Выбирая валентность Mn^{4+} равной 0,405 [14], получаем $k_F \approx 3,75 \cdot 10^7$ см⁻¹. Оцененная таким образом минимальная длина свободного пробега электрона составляет $l \approx 0,27$ нм, что равно примерно половине периода кристаллической решетки в ab -плоскости. Полученный результат не является неожиданным, а лишь отражает тот факт, что транспорт носителей в этих соединениях реализуется с участием $2p$ -зоны кислородных атомов. Теперь, зная ширину e_g -зоны, которая по некоторым оценкам равна $E_{BF} \approx 0,3$ эВ [18], можно оценить ожидаемую величину минимального сопротивления:

$$\rho_{\infty}^T = \frac{\sqrt{m(2E_{BF})}}{ne^2 l}, \quad (3)$$

где m — масса электрона, а n — концентрация носителей, которую можно определить, зная валентность ионов марганца и объем элементарной ячейки, рассчитанный из рентгеновских данных. В данном случае $n \approx 1,87 \cdot 10^{21}$ см⁻³, а рассчитанная величина $\rho_{\infty}^T = 2,2$ мОм·см. Как видно, полученная величина на тринадцать порядков отличается от экспериментального значения, что доказывает неприменимость модели Мотта для описания транспортных свойств пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$. Похожая ситуация складывается при анализе второго подгоночного параметра. Величина T_0 в модели Мотта зависит от длины локализации электрона l_0 и плотности электронных состояний на уровне Ферми $N(E_F)$: $k_B T_0 = 18/l_0^3 N(E_F)$ [18].

Выбирая ширину e_g -зоны равной $\approx 0,3$ эВ, а число носителей $n \approx 1,87 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, получаем значение длины локализации электронов $l_0 \approx 2,3 \cdot 10^{-2}$ нм, что представляется лишенным физического смысла.

Термоактивационное поведение сопротивления пленок $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$ может быть рассмотрено в рамках двух представлений о диффузионном характере движения носителей, ответственных за транспортные свойства этих соединений.

Одно из них связано с образованием и движением решеточных поляронов малого радиуса (поляронов Голштейна), размеры которых сравнимы с параметром кристаллической ячейки. В этом случае любые малые искажения решетки будут приводить к локализации поляронов и термоактивационному механизму проводимости при высоких температурах. В адиабатическом приближении температурную зависимость удельного сопротивления можно записать в виде [19,20]

$$\rho(T) = \frac{k_B T}{ne^2 \omega_{op} a^2} \exp\left(\frac{E_g/2 + W_H}{k_B T}\right), \quad (4)$$

где a — длина прыжка полярона; n — концентрация поляронов; W_H — энергии образования полярона; E_g — разница в энергии состояния решеточной деформации, занятой и не занятой поляроном; ω_{op} — оптическая частота фононов. Если оптическую частоту фононов выбрать равной $\omega_{op} \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$ [9], а число поляронов отождествить с концентрацией дырочных носителей, то из первого подгоночного параметра выражения (2) можно оценить длину прыжка полярона, которая оказывается приблизительно равной 0,31 нм, что практически совпадает с периодом кристаллической решетки. Однако если T_0 в выражении (2) отождествить с энергией образования полярона (как правило, $E_g \ll W_H$) [9,21] и, согласно [9], оценить радиус полярона, то он оказывается приблизительно равным 0,97 нм, т.е. больше длины прыжка. В этом случае, вероятно, следует говорить не о прыжковом механизме движения поляронов, а о непрерывном крипе потока локальных решеточных деформаций.

Опираясь на идею, высказанную в работе [4], о возможности образования «туманной» или «капельной» фазы избыточных носителей, исследованные образцы можно представить в виде диэлектрической матрицы с металлическими включениями. Известно, что проводимость такой

системы может быть описана с помощью следующих выражений:

$$\sigma = \frac{ne^2}{k_B T} D_\sigma, \quad D_\sigma = \frac{1}{2} \Gamma a^2, \quad \Gamma = \omega_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right), \quad (5)$$

где n — концентрация носителей, e — заряд электрона, D_σ — коэффициент диффузии, Γ — частота прыжков носителей, a — средняя длина прыжков носителей, T_0 — энергия активации, ω_0 — частота попыток или вероятностей прыжков. Предполагая, как и в предыдущем рассмотрении, что за проводимость пленок отвечают в основном электроны e_g -зоны, можно определить число носителей $n \approx 1,87 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и скорость Ферми $v_F \approx 1,02 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, а частоту попыток прыжков представить в виде $\omega_0 \approx v_F/a$.

Тогда выражение для температурной зависимости удельного сопротивления можно записать в следующем виде:

$$\rho(T) = \rho_0 T \exp\left(\frac{T_0}{T}\right), \quad \rho_0 = \frac{2k_B}{ne^2 a v_F}. \quad (6)$$

Если предположить, согласно [4], что за образование металлических «капель» отвечает ион Ca^{2+} , передающий дырку иону Mn^{4+} , то среднюю длину, необходимую для прыжка электрона, можно определить как произведение отношения числа атомов празеодима к числу атомов кальция, которое следует из химической формулы соединения, на расстояние между ближайшими узлами, усредненное по всем возможным направлениям прыжков, $a \approx 2,26$ нм. Рассчитанная таким образом величина $\rho_0 = 0,0031 \text{ мОм}\cdot\text{см}$ с удивительной точностью соответствует величине подгоночного параметра, который был получен при анализе экспериментальных кривых с помощью выражения (2). Если вновь воспользоваться выражением, приведенным в [18] для оценки величины длины локализации электрона, а в качестве энергии активации выбрать параметр, полученный в рамках термоактивационной модели проводимости (2), то $l_0 \approx 2,65$ нм будет практически совпадать со средней длиной прыжка электрона. (То, что величина l_0 оказалась несколько больше длины прыжка электрона, обусловлено, скорее, приближенным характером проводимой оценки в рамках модели Друде, а не физическими особенностями данного соединения.)

Таким образом, можно сделать вывод, что термоактивационная модель проводимости, основанная на предположении о фазовом расслоении носителей, с большей точностью способна описать транспортные свойства легированных манганитов в области температур, предшествующих магнитному переходу, чем модель Мотта или поляронная модель. Одним из подтверждений данного подхода могут служить результаты работ [22,23], в которых с помощью малоуглового рассеяния нейтронов было обнаружено существование ферромагнитных кластеров малого радиуса (1,5–2 нм) в парамагнитной диэлектрической матрице. Под действием внешнего или собственного магнитного поля (ниже температуры магнитного перехода) такие кластеры могут трансформироваться в ферромагнитные домены, внутри которых благодаря механизму двойного обмена возникает металлический тип проводимости [24]. Следует отметить, что размеры обнаруженных ферромагнитных кластеров хорошо согласуются с длиной локализации электронов, полученной нами из анализа температурных зависимостей сопротивления.

В рамках этой концепции находит свое разумное объяснение и экспериментальный факт неполного перехода пленок в металлическую фазу при температурах ниже точки магнитного упорядочения, как видно на рис. 1. Если предполагать, что ферромагнитный порядок обеспечивает в результате двойного обмена проводимость носителей заряда вдоль связей $Mn^{3+}-O-Mn^{4+}$, то ниже температуры перехода можно ожидать появления перколяционных кластеров, состоящих из растущих ферромагнитных доменов, с металлической проводимостью. При некоторой критической концентрации доменов может возникнуть бесконечный проводящий кластер, который определяет переход образца в металлическое состояние. Величина порога протекания в этой модели зависит как от концентрации двухвалентных ионов замещения, так и от степени ферромагнитного упорядочения в плоскостях $Mn-O$. Именно такая картина наблюдается экспериментально. В соединениях $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ переход в металлическое состояние происходит при пороговых значениях $x > 0,15$, а в массивных образцах $Pr_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ — только в магнитных полях свыше 6 Тл [16]. Если объем ферромагнитной фазы оказывается недостаточным для образования бесконечного перколяционного

кластера, то полный переход в металлическое состояние может не наблюдаться, как в данном случае. С другой стороны, увеличение размеров ферромагнитных кластеров должно приводить к полному прекращению действия механизма термоактивационной проводимости, так как одноэлектронные локализованные состояния вырождаются в зону, которая обеспечивает металлическую проводимость внутри отдельных доменов.

3. Заключение

В работе получены экспериментальные зависимости удельного сопротивления от температуры для пленок $Pr_{0,65}Ca_{0,35}MnO_3$ разной толщины. В отличие от массивных керамических образцов, вблизи температуры магнитного фазового перехода обнаружено изменение зависимости $\rho(T)$, которое можно объяснить неполным переходом образцов в металлическую фазу. Для описания эксперимента были использованы три различные модели: Мотта, поляронная и динамической фазовой сепарации носителей «foggy». Наибольшее согласие с полученными результатами достигается в рамках модели «foggy», предполагающей существование ферромагнитных кластеров малого размера в парамагнитной диэлектрической матрице.

1. C. W. Searle and S. T. Wang, *Can. J. Phys.* **48**, 2023 (1969).
2. M. McCormack, S. Jin, T. H. Tiefel, R. M. Fleming, J. M. Phillips, and R. Ramesh, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3045 (1994).
3. D. I. Khomskii and G. A. Sawatzky, *Solid State Commun.* **102**, 87 (1997).
4. Л. П. Горьков, *УФН* **168**, 665 (1998).
5. C. Zener, *Phys. Rev.* **82**, 403 (1951).
6. P. W. Anderson and H. Hasegawa, *Phys. Rev.* **100**, 675 (1955).
7. J. Zaanen, G. A. Sawatzky, and J. W. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 418 (1985).
8. N. F. Mott, *Metal-Insulator Transitions 2nd*, Taylor and Francis (1990).
9. M. Jaime, M. Salamon, M. Rubinstein, R. Treece, J. Horwitz, and D. Chriey, *Phys. Rev.* **54**, 11914 (1996).
10. Guo-meng Zhao, K. Conder, H. Keller, and K. Muller, *Nature (London)* **381**, 676 (1996).
11. Y. Yanada, O. Hino, S. Nohado, R. Kanao, T. Inami, and S. Katano, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 904 (1996).
12. Л. П. Горьков, А. В. Сокол, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 333 (1987).
13. В. Г. Прохоров, В. И. Мацуй, В. А. Васько, *СФХТ* **6**, 505 (1992).
14. Z. Jirak, S. Krupicka, Z. Simosa, M. Dlouha, and S. Vratislav, *J. Magn. Magn. Matter.* **53**, 153 (1985).
15. H. Yoshizawa, H. Kawano, Y. Tomioka, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **B52**, R13145 (1995).

-
16. J. De Teresa, V. Ibarra, C. Matquina, P. Algarabel, and S. Oseroff, *Phys. Rev.* **B54**, R12689 (1996).
 17. M. Ziese and Ch. Sritiwarawong, *Phys. Rev.* **B58**, 11519 (1998).
 18. M. Viret, L. Ranno, and J. Coey, *J. Appl. Phys.* **81**, 4964 (1997).
 19. D. Emin and T. Holstein, *Ann. Phys.* **53**, 439 (1969).
 20. I. G. Austin and N. F. Mott, *Adv. Phys.* **18**, 41 (1969).
 21. E. Iguchi, K. Ueda, and W. Jung, *Phys. Rev.* **B54**, 17431 (1996).
 22. J. W. Lynn, R. W. Erwin, J. A. Borchers, Q. Huang, A. Santoro, J.-L. Peng, and Z. Y. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4046 (1996).
 23. J. M. De Teresa, M. R. Ibarra, P. A. Algarabel, C. Ritter, C. Marquina, J. Blasko, J. Garcia, A. Del Moral, and Z. Arnold, *Nature (London)* **386**, 256 (1997).
 24. J. B. Goodenough and J.-S. Zhou, *Nature (London)* **386**, 229 (1997).

Temperature dependence of resistance for
 $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$ films prepared by pulsed
laser deposition

V. G. Prokhorov, G. G. Kaminsky,
V. S. Flis, and Young Pak Lee

The temperature dependences of resistance for
 $\text{Pr}_{0,65}\text{Ca}_{0,35}\text{MnO}_3$ thin films prepared by the pulsed

laser deposition method are studied in a temperature
range of 4.2 to 300 K. The temperature behavior of
resistance is shown to change drastically in the mag-
netic ordering range T_N . The experimental data are
analyzed in the frameworks of modern theoretical
approaches for transport mechanism of perovskite-
like manganites.