

PACS: 73.61.-r, 75.50.Lw, 62.50.+p

В.П. Пащенко¹, В.А. Штаба¹, В.Н. Варюхин¹, А.В. Пащенко,¹
А.А. Шемяков¹, И.В. Жихарев², В.П. Дьяконов^{1,3}, А.В. Климов³,
Г. Шимчак³

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, БАРО- И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ
ЭФФЕКТЫ В МАНГАНИТ-ЛАНТАНОВОЙ КЕРАМИКЕ
И ЛАЗЕРНОЙ ПЛЕНКЕ $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_{3\pm\delta}$

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: pashchen@pashchen.fti.ac.donetsk.ua

²Луганский национальный педагогический университет им. Т.Г. Шевченко
ул. Оборонная, 2, г. Луганск, 91011, Украина

³Институт физики ПАН
Ал. Лотников, 32/46, г. Варшава, 02-668, Польша

Исследовано влияние температуры ($T = 77\text{--}350\text{ K}$), напряженности магнитного поля ($H = 0\text{--}8\text{ kOe}$) и высокого гидростатического давления (ВДД $P = 0\text{--}1.8\text{ GPa}$) на электросопротивление ρ манганит-лантановых керамических и пленочных образцов $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$, которые были аттестованы рентгеноструктурным и ЯМР-методами. Вблизи температуры фазового перехода металл-полупроводник (T_{ms}) обнаружены магнито- и барорезистивные эффекты (МРЭ, БРЭ). Показано, что увеличение H и P приводит к уменьшению ρ и соответственно к увеличению МРЭ и БРЭ керамических и пленочных образцов. Определена энергия активации электропроводности в полупроводниковой области для исследуемых образцов. Сравнительно низкие значения энергии активации объяснены высокой дефектностью кристаллической решетки манганит-лантановой перовскитовой структуры. Близкий к линейному характер барической зависимости сопротивления позволяет использовать манганит-лантановые образцы в качестве датчиков давления.

Введение

В физике твердого тела одной из актуальных проблем является установление взаимосвязи между различными явлениями, в частности термическими, электрическими, магнитными и барическими, а также влияние таких связей на структуру и свойства материалов. Дискуссионность вопроса о природе уникальной связи электрических и магнитных свойств, проявляющейся в виде колоссального МРЭ в манганитах [1–3], ферритах [4,5] и ко-

бальтитах [6,7], и реальная перспектива практического применения [8] обуславливают актуальность изучения этих металлооксидных материалов.

Среди перечисленных объектов наиболее интересны интенсивно исследуемые в последние годы редкоземельные манганиты, в которых вблизи температур фазовых переходов металл–полупроводник T_{ms} и ферро–парамагнетик (T_c) наблюдается МРЭ. Большая величина этого эффекта и близость T_{ms} к комнатной температуре позволяют выделить как наиболее перспективные для практического использования допированные двухвалентными ионами ($Me^{2+} - Ca^{2+}, Sr^{2+}, Ba^{2+}, Pb^{2+}$) манганит-лантановые перовскиты $La_{1-x}Me_x^{2+}Mn_{1-x}^{3+}Mn_x^{4+}O_3$, состав которых находится в интервале $x = 0.1-0.3$ [9,10].

Не менее интересны, но менее исследованы самодопированные манганит-лантановые перовскиты [11,12]. Поскольку их магнитные и транспортные свойства определяются прежде всего ионами марганца, можно считать вполне обоснованным выбор в качестве объектов исследований самодопированных манганит-лантановых перовскитов со сверхстехиометрическим марганцем в системе $La_{1-x}Mn_{1+x}O_{3\pm\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.4$). Согласно [11] предел растворимости сверхстехиометрического марганца в керамических образцах при определенных технологических условиях близок к $x = 0.4$. Увеличение x до указанного предела в самодопированных [11,13] и допированных перовскитах, например $(La_{0.7}Ca_{0.3})_{1-x}Mn_{1+x}O_3$ [14], существенно повышает МРЭ без заметного изменения T_{ms} и T_c .

Важным является выяснение растворимости «избыточного» марганца, который в зависимости от технологии и вида образца может либо находиться в виде отдельной фазы – оксида марганца, либо, что более интересно, растворяться в основной перовскитоподобной фазе в виде мезоскопической неоднородности кластерного типа [15,16].

Поэтому представляются актуальными комплексные исследования влияния температуры, магнитного поля и, в особенности, высокого гидростатического давления на МРЭ, БРЭ, температуры фазовых переходов и энергию активации [17,18] в керамических и тонкопленочных образцах самодопированных манганит-лантановых перовскитов с предельной растворимостью марганца ($x = 0.4$).

Методика получения и исследования образцов

Исследуемые керамические образцы ($\varnothing = 10$ mm, $d = 3$ mm), в том числе и мишени ($\varnothing = 24$ mm, $d = 6$ mm) для лазерного напыления, получали из соответствующих смесей порошков La_2O_3 ($Ia3$, $a = 11.498$ Å) и Mn_3O_4 ($I4_1/amd$, $a = 5.77$ Å, $c = 9.38$ Å) марок ЧДА.

Двухстадийный синтезирующий отжиг осуществляли в течение 20 h при 900°C, а затем при 950°C. Спекание прессовок ($P = 0.5$ МПа) проводили в течение 24 h при 1150°C с последующим медленным охлаждением.

Тонкие ($d \approx 1000 \text{ \AA}$) монокристаллические пленки получали лазерным напылением при 780°C на подложку LaSrGaO_4 ($Fd3m$, $a = 6.342 \text{ \AA}$), ориентированную в плоскости (100), с последующим окислительным отжигом при 600°C .

Фазовый состав, тип кристаллической решетки и ее параметры определяли рентгеноструктурным методом в Cu -излучении на установке ДРОН-2.

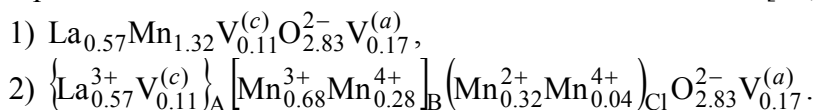
Исследования влияния ВГД на сопротивление проводили одновременно на керамическом и пленочном образцах, размещенных в двухслойной камере типа цилиндр–поршень. Сопротивление измеряли четырехзондовым методом в широких интервалах температур ($T = 77\text{--}400 \text{ K}$), магнитных полей ($H = 0\text{--}8 \text{ kOe}$) и гидростатических давлений ($P = 0\text{--}1.8 \text{ GPa}$).

Погрешности измерений перечисленных параметров не превышали, %: для фазового состава – 3, параметров кристаллической решетки – 0.5, температуры – 0.7, напряженности магнитного поля – 1.5, гидростатического давления – 3, удельного сопротивления – 0.3, магниторезистивного эффекта – 0.5.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Согласно рентгеноструктурным данным керамические образцы $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_{3\pm\delta}$, в том числе и мишени, содержали манганит-лантановую фазу, которая имела ромбоэдрически искаженную ($R\bar{3}c$) структуру с параметрами $a = 7.758 \text{ \AA}$, $\alpha = 90.54^\circ$.

Из сопоставления рентгеновской и пикнометрической плотности, анализа спектров ЯМР ^{55}Mn керамического образца была определена дефектность перовскитовой решетки, содержащей вакансии, кластеры и суперпозицию разновалентных ионов марганца [19,20]. Молярные формулы реальной перовскитовой структуры: 1) в точечном представлении дефектов ($V^{(c)}$ – катионные, $V^{(a)}$ – анионные вакансии) и 2) в кластерном представлении «избыточного» марганца с учетом суперпозиции разновалентных ионов марганца и распределения катионов и вакансий по А- и В-позициям [11,16] имеют вид:



Магнетизм таких кластеров проявляется в интервале 42–45 К, причем особенно сильно в слабых полях, что наблюдали в $(\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})_{1-x}\text{Mn}_{1+x}\text{O}_3$ с $x = 0.1; 0.2$ [14,15] и $(\text{La}_{0.8}\text{Sr})_{1-x}\text{Mn}_{1+x}\text{O}_3$ с $x = 0; 0.1$ [21].

Температура Кюри исследованного нами керамического образца $T_c \approx 257 \text{ K}$ близка к $T_c \approx 255 \text{ K}$ образца системы $\text{La}_{1-x}\text{Mn}_{1+x}\text{O}_3$ с $x = 0.3$ [22].

Асимметрично уширенный спектр ЯМР ^{55}Mn керамических образцов с резонансной частотой $F = 371 \text{ MHz}$ свидетельствует, с одной стороны, о высокочастотном электронно-дырочном обмене между Mn^{3+} ($F = 420 \text{ MHz}$) и Mn^{4+} ($F = 320 \text{ MHz}$) [23], с другой – об их магнитной неоднородности, обусловленной локальной неэквивалентностью как окружения этих ионов за счет La^{3+} и вакансий, так и мезоскопических наноструктурных неоднород-

ностей кластерного типа. По данным компьютерного разложения, спектр ^{55}Mn содержит несколько сателлитов, обусловленных различной промежуточной валентностью ионов марганца и их окружением.

Резистивная неоднородность керамического образца, характеризующаяся размытием температурной зависимости сопротивления в области фазового перехода T_{ms} , проявилась на температурной зависимости $\rho \sim f(T)$ в виде двух размытых пиков – основного (${}^cT_{ms} = 244$ К) и сильнее размытого (${}^{c^2}T_{ms} = 186$ К). При этом магнитное поле напряженностью 8 кОе подавляет это размытие, увеличивая ${}^cT_{ms}$ на 5.7 К и уменьшая ${}^c\rho_{ms}$ на 15%. Аналогичную неоднородность, только менее четко выраженную, наблюдали на керамическом образце $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_3$ [23].

ВГД оказывает более заметное воздействие на низкотемпературную неоднородность. Размытый пик ${}^{c^2}T_{ms}$ при $P = 1.8$ ГПа практически исчезает с тенденцией перехода к металлической проводимости. При таком же давлении, в отсутствие магнитного поля, температура первого пика увеличивается до ${}^cT_{ms} = 269$ К, т.е. на 25 К, а удельное сопротивление ${}^c\rho_{ms}$ уменьшается на 78%. Под давлением $P = 1.8$ ГПа магнитное поле $H = 8$ кОе менее существенно увеличивает ${}^cT_{ms}$ (на 4 К) и уменьшает ${}^c\rho_{ms}$ (на 11%).

Для более однородной, по сравнению с керамикой, лазерной пленки такого же катионного состава наблюдается один основной пик резистивности в плоскости (100) основной манганит-лантановой фазы пленки. При нулевых значениях давления и магнитного поля температура пика ${}^fT_{ms} = 272$ К. Магнитное поле напряженностью 8 кОе увеличивает ${}^fT_{ms}$ до 278 К, т.е. на 6 К, и уменьшает удельное сопротивление пленки ${}^f\rho_{ms}$ на 10%, что сопоставимо с керамикой.

ВГД 1.8 ГПа при нулевом магнитном поле увеличивает температуру пика до ${}^fT_{ms} = 296$ К, т.е. на 24 К, и уменьшает его удельное сопротивление на 65%. Под давлением $P = 1.8$ ГПа магнитное поле 8 кОе увеличивает ${}^fT_{ms}$ на 7 К, а значение ${}^f\rho_{ms}$ уменьшает на 9%. Полученные данные сведены в табл. 1, из которой следуют такие выводы.

Во-первых, видна закономерность влияния давления и магнитного поля, уменьшающих ρ_{ms} и увеличивающих T_{ms} как керамического, так и пленочного образцов. Более высокая температура ${}^fT_{ms}$ пленочного образца по сравнению с ${}^cT_{ms}$ керамического образца, очевидно, обусловлена прежде всего

Таблица 1

Изменение температуры фазового перехода металл–полупроводник T_{ms} и удельного сопротивления ρ_{ms} керамического и пленочного образцов $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_{3+\delta}$ при воздействии на них магнитного поля и давления

Образец	$P = 0, H = 0$		$P = 0, H = 8$ кОе		$P = 1.8$ ГПа, $H = 0$	
	$T_{ms}, \text{ К}$	$\rho_{ms}, \text{ м}\Omega \cdot \text{см}$	$\Delta T_{ms}, \text{ К}$	$\Delta \rho_{ms}, \%$	$\Delta T_{ms}, \text{ К}$	$\Delta \rho_{ms}, \%$
Керамический	244	158	5.7	15	25	78
Пленочный	272	161	6	10	24	65

различной их кислородной нестехиометрией [24], т.е. более высоким содержанием кислорода в специально отожженном при пониженной температуре пленочном образце. Надо отметить, что в зависимости от состава и условий получения керамического и пленочного образцов, т.е. дефектности их структуры, характер и величина различий температур фазовых переходов могут существенно отличаться.

Во-вторых, по сравнению с магнитным полем $H = 8$ кОе давление $P = 1.8$ ГПа в 5 раз сильнее влияет на ρ_{ms} и в 4 раза – на T_{ms} , причем как для керамического, так и для пленочного образцов.

Отметим, что при температуре ниже 225 К для керамического образца заметно увеличивается степень влияния магнитного поля и высоких давлений на его удельное сопротивление, тогда как для пленочного – основное влияние наблюдается только вблизи температуры фазового перехода металл–полупроводник. Эти различия объясняются туннельным явлением на межкристаллитных зонах керамических образцов.

В-третьих, степень влияния магнитного поля на изменение температуры фазового перехода металл–полупроводник керамического и пленочного образцов уменьшается с увеличением давления.

Температурные зависимости МРЭ и БРЭ для максимальных значений $H = 8$ кОе и $P = 1.8$ ГПа представлены соответственно на рис. 1 и 2. Изменение температур пика магнито- (T_{pm}), баро- (T_{pp}) и баромагнито- (T_{ppm}) резистивности, а также максимальных ее значений при этих температурах для керамического и пленочного образцов иллюстрирует табл. 2.

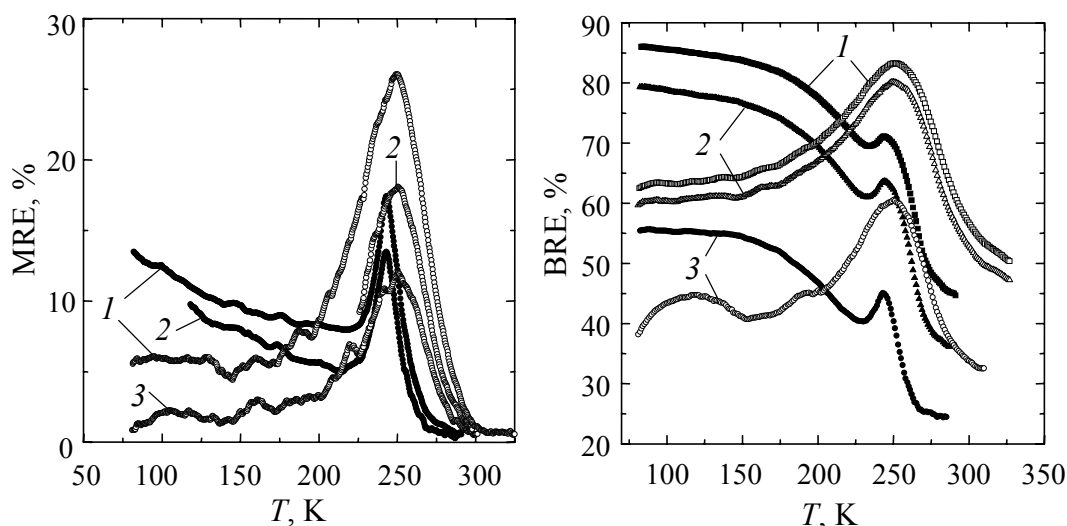


Рис. 1. Температурная зависимость МРЭ керамического (темные значки) и пленочного (светлые значки) образцов $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$ при $P = 0$ и различных значениях H , кОе: 1 – 8, 2 – 6, 3 – 4

Рис. 2. Температурная зависимость БРЭ керамического (темные значки) и пленочного (светлые значки) образцов $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$ при $H = 0$ и различных значениях P , kbar: 1 – 18, 2 – 15, 3 – 9

Таблица 2

Изменение температур T_{pm} , T_{pp} , T_{ppm} , МРЭ, БРЭ, БМРЭ керамического и пленочного образцов при раздельном или совместном воздействии на них магнитного поля и давления

Образец	$P = 0, H = 8 \text{ kOe}$		$P = 1.8 \text{ GPa}, H = 0$		$P = 1.8 \text{ GPa}, H = 8 \text{ kOe}$	
	T_{pm} , К	МРЭ, %	T_{pp} , К	БРЭ, %	T_{ppm} , К	БМРЭ, %
Керамический	243	18	243	71	243	74
Пленочный	250	26	250	83	250	86

Из рис. 1, 2 и табл. 2 можно сделать следующие выводы. Во всем измеряемом температурном диапазоне МРЭ растет с увеличением напряженности магнитного поля как для керамического, так и для пленочного образцов. При этом температура пика МРЭ керамического образца слабо растет, сдвигаясь от ${}^cT_p = 240 \text{ K}$ до ${}^cT_p = 243 \text{ K}$ ($H = 8 \text{ kOe}$), а для пленочного – практически не изменяется при увеличении напряженности магнитного поля.

Из табл. 2 также следует, что БРЭ и БМРЭ растут с увеличением давления. Анализ влияния P и H на T_{ms} керамического и пленочного образцов показал (рис. 3), что ВГД более существенно, чем H , повышает температуру фазового перехода металл–полупроводник.

Для выяснения влияния дефектности кристаллической решетки как точечного, так и кластерного типов на электрические и магниторезистивные свойства полупроводниковых материалов [25] необходимо иметь данные об энергии активации E_a . В классической теории магнитных полупроводников [26] существует три основных механизма активационного процесса – энергия активации, обусловленная: 1) флуктуациями локального потенциала за счет наличия дефектности (примесей, вакансий); 2) электрон-фононным взаимодействием; 3) p - f - и (или) p - d -обменом.

Как известно, температурные зависимости удельного сопротивления в манганит-лантановых перовскитах [17] в парамагнитной области $T > T_C$ с хорошей точностью описываются активационным процессом диффузионного типа [25,26]:

$$\rho = \frac{kT}{ne^2 D} \exp\left[\frac{E_a}{kT}\right], \quad (1)$$

где $D = s^2 \nu$ – коэффициент диффузии, e и n – соответственно заряд и его концентрация. При этом перенос заряда происходит за счет прыжка между локализованными состояниями, находящимися на расстоянии s , с частотой ν .

Согласно полученным данным (рис. 1 и 4) для керамического и пленочного образцов в полупроводниковой области вблизи фазового перехода T_{ms} характерно преобладание механизма рассеяния носителей заряда на спиновых флуктуациях, для керамического же в низкотемпературной области ($T < < 200 \text{ K}$) – преобладание туннельного механизма. Из рис. 4 следует, что H практически не влияет на E_a керамического и пленочного образцов, в то время

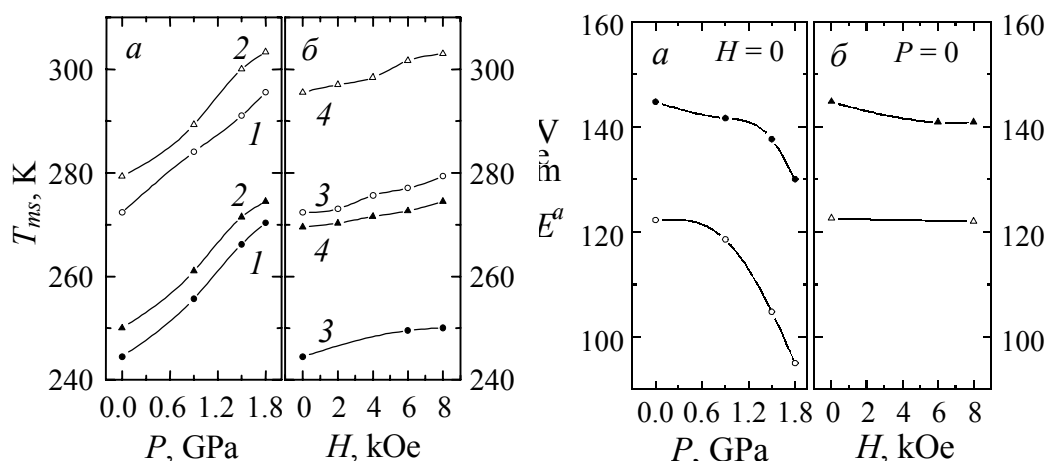


Рис. 3. Влияние давления (*a*) и напряженности магнитного поля (*б*) на T_{ms} керамического (темные значки) и пленочного (светлые значки) образцов $\text{La}_{0,6}\text{Mn}_{1,4}\text{O}_3$ при фиксированных значениях: $H = 0$ (1), 8 кОе (2) и $P = 0$ (3), 1.8 ГПа (4)

Рис. 4. Влияние давления (*a*) и напряженности магнитного поля (*б*) на энергию активации керамического (темные значки) и пленочного (светлые значки) образцов $\text{La}_{0,6}\text{Mn}_{1,4}\text{O}_3$

как P заметно уменьшает энергию активации, причем для пленочного (22%) в два раза сильнее, чем для керамического (11%).

Относительно низкие по сравнению с приведенными в [17,18] значения энергии активации как для керамического, так и для пленочного образцов обусловлены, по-видимому, высокой дефектностью кристаллической решетки, некомплектной по обеим (катионной и анионной) подрешеткам и содержащей мезоскопическую неоднородность в виде плоскостных кластеров, состав и структура которых близка к оксидам марганца и магнетизм которых проявляется в интервале 42–45 К. При этом более низкие значения E_a пленки дают основание предполагать о более высокой дефектности ее структуры и, возможно, дополнительном влиянии подложки.

Сопоставляя аналогичные по характеру закономерности влияния магнитного поля и ВГД на сопротивление, температуры фазовых переходов и величины МРЭ и БРЭ (см. рис. 1, 2), можно отметить принципиальные различия в характере влияния магнитного поля и давления на энергию активации проводимости. Это, возможно, связано с различной природой влияния H и P на спиновые состояния, спин-спиновые и спин-решеточные взаимодействия. Анализ полученных результатов позволил сделать вывод о сосуществовании в исследованных образцах различных механизмов электропроводности, а практически линейный характер зависимости ρ и МРЭ от H и P делает перспективным применение этих материалов в качестве датчиков магнитного поля и давления.

Выводы

1. Вблизи фазового перехода металл–полупроводник в керамических и пленочных образцах наблюдаются МРЭ и БРЭ.

2. Увеличение напряженности магнитного поля до 8 кОе приводит к уменьшению пиковых значений сопротивления керамических и пленочных образцов на 15 и 10% и соответствующему увеличению МРЭ на 18 и 26%.

3. Повышение ВГД до 1.8 GPa приводит к уменьшению пиковых значений сопротивления керамических и пленочных образцов на 67 и 65% и соответствующему увеличению БРЭ на 71 и 83%.

4. Увеличение H до 8 кОе приводит к повышению T_{ms} керамических образцов от 244 до 250 К, пленочных – от 272 до 278 К.

5. Увеличение P до 1.8 GPa приводит к повышению T_{ms} керамических образцов от 244 до 269 К, пленочных – от 272 до 296 К.

6. Резистивная чувствительность к магнитному полю и давлению пленочных образцов выше, чем керамических.

7. Сравнительно низкие и различные значения энергии активации нестехиометрических манганит-лантановых керамических и пленочных образцов объяснены высокой дефектностью их кристаллической решетки, содержащей точечные и плоскостные дефекты кластерного типа, и изменением вклада различных сосуществующих механизмов электропроводности.

1. *H.Y. Hwang, S-W. Cheong, P.G. Radaelli, M. Marezio, B. Batlogg*, Phys. Rev. Lett. **75**, 914 (1995).
2. *Э.Л. Нагаев*, УФН **166**, 833 (1996).
3. *В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов*, ФНТ **26**, 231 (2000).
4. *К.П. Белов, А.Н. Горяга, В.Н. Пронин, Л.А. Скипетрова*, Письма в ЖЭТФ **37**, 392 (1983).
5. *E. Reziescu, N. Reziescu*, JMMM **193**, 501 (1999).
6. *Y. Moritomo, H. Higashi, R. Matsuda, A. Nakamura*, Phys. Rev. **B55**, R14725 (1997).
7. *В.Г. Прохоров, Г.Г. Каминский, В.М. Ищук, И.Н. Чуканова, Ю.П. Ли, К.В. Ким*, Металлофизика и новейшие технологии **24**, 759 (2002).
8. *В.П. Пащенко, М.І. Носанов, О.А. Шемяков*, Патент України UA 45153A, Бюл. № 3 (2002).
9. *P. Mandal, B. Bandyopadhyay, B. Ghosh*, Phys. Rev. **B64**, 180405 (2001).
10. *Н.В. Волков, Г.А. Петраковский, В.Н. Васильев, К.А. Саблина*, ФТТ **44**, 1290 (2002).
11. *В.П. Пащенко, С.И. Харцев, О.П. Черенков, А.А. Шемяков, З.А. Самойленко, А.Д. Лойко, В.И. Каменев*, Неорган. материалы **35**, 1509 (1999).
12. *E. Zubov, V.P. Dyakonov, H. Szymczak*, JETP **95**, 1044 (2002).
13. *С.С. Кучеренко, В.П. Пащенко, П.И. Поляков, В.А. Штаба, А.А. Шемяков*, ФНТ **27**, 761 (2001).
14. *В.П. Пащенко, В.К. Прокопенко, А.А. Шемяков, В.Н. Варюхин, В.Н. Деркаченко, А.Д. Лойко, В.П. Дьяконов, Г. Шимчак, А. Гладчук*, Металлофизика и новейшие технологии **22**, 18 (2000).
15. *W. Basela, V. Dyakonov, V. Pashchenko, V. Penc, H. Szymczak, J.H. Hernandez-Velasko, A. Szytula*, Phys. Status Solidi **B236**, 458 (2003).

16. В.П. Дьяконов, В.П. Пащенко, Э.Е. Зубов, В.И. Михайлов, Ю. Буханцев, И.М. Фита, В.А. Турченко, Н.А. Дорошенко, А. Шевчик, Р. Жуберек, Г. Шимчак, ФТТ **45**, 870 (2003).
17. J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar, Adv. Phys. **48**, № 2, 167 (1999).
18. Е.И. Никулин, В.М. Егоров, Ю.М. Байков, Б.Т. Мелех, Ю.П. Степанов, И.Н. Зимкин, ФТТ **44**, 882 (2002).
19. V.S. Abramov, V.P. Pashchenko, S.I. Khartsev, O.O. Cherenkov, Functional Materials **6**, 64 (1999).
20. В.П. Пащенко, А.А. Шемяков, М.М. Савоста, С.И. Харцев, В.Н. Деркаченко, В.К. Прокопенко, В.А. Турченко, А.В. Пащенко, В.П. Дьяконов, Ю. Буханцев, Г. Шимчак, ФНТ **29**, 1200 (2003).
21. В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.П. Пащенко, В.Н. Деркаченко, В.К. Прокопенко, В.А. Турченко, Н.В. Давыдейко, Письма в ЖТФ **29**, вып.14, 81 (2003).
22. В.П. Пащенко, G. Kakazei, А.А. Шемяков, А.В. Пащенко, Л.Т. Цымбал, В.П. Дьяконов, H. Szymczak, J.A.M. Santos, J.B. Sousa, ФНТ **30**, 403 (2004).
23. G.J. Tomka, P.C. Riedi, Gz. Kapusta, G. Balakrishnan, D.M. Paul, M.R. Lees, J. Barratt, J. Appl. Phys. **83**, 7151 (1998).
24. В.П. Пащенко, С.С. Кучеренко, П.И. Поляков, А.А. Шемяков, В.П. Дьяконов, ФНТ **27**, 1370 (2001).
25. N.F. Mott, Adv. Phys. **50**, 865 (2001).
26. З. Метфессель, Д. Маттис, Магнитные полупроводники, Мир, Москва (1972).

V.P. Pashchenko, V.A. Shtaba, V.N. Varyukhin, A.V. Pashchenko, A.A. Shemyakov, I.V. Zhikharev, V.P. Dyakonov, A.V. Klimov, H. Szymczak

PHASE TRANSITIONS, BARO- AND MAGNETORESISTIVE EFFECTS IN MANGANITE-LANTHANUM CERAMICS AND LASER-DEPOSITED $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_{3\pm\delta}$

The influence of temperature ($T = 77\text{--}350\text{ K}$), magnetic field strength ($H = 0\text{--}8\text{ kOe}$) and high hydrostatic pressure ($P = 0\text{--}1.8\text{ GPa}$) on electrical resistance ρ of ceramic and film manganite-lanthanum samples $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$ was investigated. The samples have been tested by X-ray diffraction and NMR methods. Magneto- and baroresistive effects (MRE, BRE) were revealed near the temperature point of metal–semiconductor phase transition (T_{ms}). It was shown that the increase in H and P decreases ρ and, consequently, increases MRE and BRE for ceramic and film samples. The activation energy of electrical conductivity for semiconductive area was defined for the investigated samples. The low values of the activation energy were explained by high defects of the crystal lattice of perovskites and by the co-existence of several mechanisms of conductance. Almost linear character of the pressure dependence of resistance makes it possible to use the manganite-lanthanum samples as pressure gauges.

Fig. 1. Temperature dependence of magnetoresistance of ceramic (dark symbols) and film (light symbols) $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$ samples for $P = 0$ and different values of H , kOe: 1 – 8, 2 – 6, 3 – 4

Fig. 2. Temperature dependence of baroresistance of ceramic (dark symbols) and film (light symbols) $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$ samples for $H = 0$ and different values of P : kbar: 1 – 18, 2 – 15, 3 – 9

Fig. 3. Effect of pressure (a) and magnetic field (b) on T_{ms} of ceramic (dark symbols) and film (light symbols) $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$ samples for fixed values of: $H = 0$ (1), 8 kOe (2) and $P = 0$ (3), 1.8 GPa (4)

Fig. 4. Effect of pressure (a) and magnetic field strength (b) on activation energy of ceramic (dark symbols) and film (light symbols) $\text{La}_{0.6}\text{Mn}_{1.4}\text{O}_3$ samples