

Оптические и магниторезистивные свойства поликристаллических LSMO пленок на кристаллических подложках Al_2O_3 и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$

А.А. Тихий, В.А. Грицких, С.В. Кара-Мурза, Н.В. Корчи́кова

*Государственное учреждение «Луганский национальный университет им. Тараса Шевченко»,
ул. Оборонная, 2, г. Луганск, 91011, Украина
E-mail: ea0000ffff@mail.ru*

Ю.М. Николаенко, Ю.Ф. Ревенко, И.Ю. Решидова, И.В. Жихарев

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина*

Статья поступила в редакцию 18 декабря 2013, опубликована онлайн 23 июня 2014 г.

Представлены результаты исследования влияния толщины и термообработки на оптические, магнитные и магниторезистивные свойства поликристаллических LSMO пленок, осажденных на кристаллические подложки Al_2O_3 (012) и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111). Показано, что оптические свойства отожженных пленок, вне зависимости от их толщины и материала подложки, являются сходными в исследованном диапазоне энергий фотонов 1–6 эВ. Полученные спектры оптической проводимости повторяют по форме аналогичные спектры эпитаксиальных LSMO пленок, но сдвинуты в область более высоких энергий фотонов на 0,5 эВ. Температуры размытых переходов металл–полупроводник и ферромагнетик–парамагнетик исследованных LSMO пленок размерно-зависимы и существенно сдвинуты в сторону низких температур по сравнению с эпитаксиальными пленками. Магниторезистивный эффект при температуре перехода металл–полупроводник в поле 10 кЭ составляет ~ 15%. Указанные особенности свойств изученных пленок объясняются наличием межзеренных границ и влиянием границы пленка–подложка.

Представлено результати дослідження впливу товщини та термообробки на оптичні, магнітні та магніторезистивні властивості полікристалічних LSMO плівок, які осаджені на кристалічні підкладки Al_2O_3 (012) та $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111). Показано, що оптичні властивості відпалених плівок, незалежно від їх товщини та матеріалу підкладки, є схожими в дослідженому діапазоні енергій фотонів 1–6 еВ. Отримані спектри оптичної провідності повторюють за формою аналогічні спектри епітаксіальних LSMO плівок, але зрушені в область більш високих енергій фотонів на 0,5 еВ. Температури розмитих переходів метал–напівпровідник та феромагнетик–парамагнетик досліджених LSMO плівок розмірно-залежні та істотно зрушені у бік низьких температур в порівнянні з епітаксіальними плівками. Магніторезистивний ефект при температурі переходу метал–напівпровідник в полі 10 кЕ складає ~ 15%. Вказані особливості властивостей вивчених плівок пояснюються наявністю міжзеренних границь і впливом границі плівка–підкладка.

PACS: 75.47.Lx Магнитные оксиды;

78.20.–e Оптические свойства массивных материалов и тонких пленок;

75.47.Gk Колоссальное магнитосопротивление.

Ключевые слова: LSMO пленки, отжиг, оптическая проводимость, магнитосопротивление.

1. Введение

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) — наиболее хорошо изученный и наиболее интересный представитель семейства твердых растворов манганита лантана. Для получения высококачественных LSMO пленок, свойства

которых аналогичны свойствам массивного материала, используются диэлектрические подложки из материалов с близкими параметрами кристаллической структуры. Механизм эпитаксиального роста LSMO пленок обеспечивается условиями, при которых атомные слои на границе пленка–подложка наследуют

структуру подложки [1]. Современные технологии позволяют получать высококачественные эпитаксиальные LSMO пленки на кристаллических подложках SrTiO_3 , LaAlO_3 , NdGaO_3 и др.

Для качественных эпитаксиальных пленок состава $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ характерны эффект колоссального отрицательного магнитосопротивления, температура перехода металл–полупроводник, практически совпадающая с температурой Кюри ($T_C = 633$ К), и проводимость на постоянном токе σ_{dc} , близкая к моттовской проводимости $\sigma_M \approx 500 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ [2]. Спектральная зависимость оптической проводимости таких пленок содержит два характерных максимума — размытый низкоэнергетический вблизи энергии фотонов 1 эВ и высокоэнергетический с энергией фотонов 4 эВ [3]. Низкоэнергетический максимум соответствует переходам ян-теллеровских магнитных поляронов малого радиуса между расщепленными e_g -уровнями ионов марганца посредством механизма двойного обмена $\text{Mn}^{3+}-\text{O}_p-\text{Mn}^{4+}$, ответственных за металлическую фазу в материале пленки [3]; высокоэнергетический максимум соответствует переходам $\text{O}(2p) \rightarrow \text{Mn}(3d)$ (e_g) [3]. Оптические свойства качественных LSMO пленок можно также характеризовать вполне определенными спектральными зависимостями действительной и мнимой частей относительной диэлектрической проницаемости (или показателя преломления n и коэффициента экстинкции k). Так, по результатам работы [4] и наших исследований [5] на длине волны 632,8 нм в среднем $n \approx 2$, а $k \approx 0,67$; при этом оптическая проводимость σ_{opt} составляет величину около $700 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, которая согласуется с моттовской проводимостью на постоянном токе.

Совершенно иная ситуация возникает при грубом несоответствии кристаллических параметров пленки и подложки. Даже соблюдение всех технологических режимов, необходимых для эпитаксиального роста атомных слоев, не приводит к получению качественных LSMO пленок — они поликристаллические, и непосредственно после получения оказываются дефектными и непроводящими. Тем не менее, как было показано нами [6], применение дополнительной термообработки пленок не только снимает механические напряжения, но и приводит к появлению заметной проводимости на постоянном токе (dc проводимость). Известен ряд работ, посвященных получению и исследованиям свойств LSMO пленок как на кристаллических подложках со значительным рассогласованием параметров решетки, так и на аморфных подложках. Так, в работах [7,8] описаны LSMO пленки, полученные по золь-гель технологии на подложках из кварцевого стекла и на кристаллических подложках Al_2O_3 , а в работах [9] и [6] — LSMO пленки, полученные магнетронным распылением на кристаллические подложки Al_2O_3 ((001) и (012)), MnO (001), SiO_2/Si (001), а также на аморфные подложки из плавленного кварца. Все ис-

следователи отмечают в поликристаллических пленках понижение температуры перехода металл–полупроводник более чем на 100 К по сравнению с эпитаксиальными пленками, влияние размеров зерен и кристаллитов на транспортные свойства пленок. Кроме того, нами отмечено, что отжиг приближает оптические свойства поликристаллических LSMO к свойствам эпитаксиальных [6].

Интерес к изучению свойств LSMO пленок на различных подложках объясняется несколькими причинами. Во-первых, это выяснение подробностей и механизмов самоорганизации многокомпонентного материала, свойства которого очень чувствительны к длине и углу атомных связей [10]. Во-вторых, — получение информации о свойствах границы двух сильно различающихся по составам и структуре материалов. В-третьих, существует прикладной интерес к многослойным гетероструктурам в связи с изучением теплового сопротивления на границе и созданием искусственных твердотельных теплоизоляционных материалов [11]. И, наконец, поликристаллические LSMO пленки обладают большей величиной совокупного магниторезистивного эффекта благодаря вкладу межзеренного магнитосопротивления, обусловленного спин-зависимым туннелированием [12].

В настоящей работе представлены результаты изучения оптических, магниторезистивных и магнитных свойств LSMO пленок различной толщины на кристаллических подложках Al_2O_3 и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$.

2. Получение LSMO пленок. Методы исследований

Ранее нами [5,13] были описаны эпитаксиальные LSMO пленки, полученные по усовершенствованной технологии dc магнетронного распыления керамической мишени стехиометрического состава $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ в атмосфере газовой смеси аргон–кислород на кристаллические подложки SrTiO_3 (110) [1]. Такие пленки непосредственно после получения характеризуются дефицитом кислорода, который устраняется последующим отжигом. Эта же технология использована нами и для получения LSMO пленок на прозрачных кристаллических подложках Al_2O_3 (012) и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111). Температура подложек в процессе напыления составляла 900 К.

Отжиг пленок осуществлялся на воздухе при температуре 1073–1173 К в течение трех часов. Такая термообработка при атмосферном давлении на воздухе снимает механические напряжения, приводит к достижению стехиометрии по кислороду и формированию однородной структуры.

Толщина пленок d , показатель преломления n и коэффициент экстинкции k на длине волны излучения гелий-неонового лазера $\lambda = 632,8$ нм определяли методом многоугловой отражательной эллипсометрии [14].

Коэффициент оптического пропускания пленок толщиной 30–200 нм измерялся в диапазоне энергий фотонов 1–6 эВ. Оптическую проводимость σ_{opt} вычисляли по результатам эллипсометрических измерений в соответствии с выражением

$$\sigma_{\text{opt}}^e = \frac{4\pi n\kappa}{\lambda Z_0}, \quad (1)$$

где $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377$ Ом — импеданс вакуума.

Расчет спектральной зависимости оптической проводимости выполнен в соответствии с общим выражением для коэффициента пропускания

$$T = A \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda} \kappa d\right), \quad (2)$$

где коэффициент A (без учета многократных отражений) имеет вид

$$A = \frac{64|N|^2 n_s^2}{|1+N|^2 |N+n_s|^2 (n_s+1)^2}, \quad (3)$$

где $N = n - ik$, а n_s — показатель преломления прозрачной подложки.

При расчетах оптической проводимости пленок с разными толщинами d_1 и d_2 , но с одинаковыми n и κ находили зависимость $\kappa(\lambda)$ по формуле

$$\kappa = \frac{\lambda \ln(T_2/T_1)}{4\pi(d_1 - d_2)}, \quad (4)$$

а затем в соответствии с (2) вычисляли зависимость $n(\lambda)$ и, наконец, по формуле (1) вычисляли спектральную зависимость $\sigma_{\text{opt}}(\lambda)$.

Для пленок с индивидуальными оптическими свойствами использовали приближенный метод расчета $\sigma_{\text{opt}}(\lambda)$: расчеты проведены по формуле (1) без учета дисперсии показателя преломления, использовано значение n , полученное из эллипсометрических измерений на длине волны 632,8 нм. Такое приближение дает ошибку, не превышающую 10% в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Магниторезистивный эффект измеряли в магнитных полях $H = 0, 5, 10$ и 15 кЭ в интервале температур 80–360 К. Сопротивление пленок постоянному току измеряли стандартным четырехзондовым методом.

Измерения магнитной восприимчивости выполняли в интервале температур 80–360 К динамическим методом на частоте 1 кГц.

3. Результаты исследований и их обсуждение

В табл. 1 представлены результаты анализа эллипсометрических измерений LSMO пленок на кристаллических подложках Al_2O_3 (образцы S1, S2, S3) и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (образцы G1, G2, G3) непосредственно после получения и после двухчасового отжига. Здесь же представлены значения оптической проводимости, рассчитанные в соответствии с выражением (1) на длине волны 632,8 нм, а также соответствующие значения проводимости на постоянном токе σ_{dc} после отжига. До отжига все исследованные пленки неоднородны по толщине, и в табл. 1 для них приведены эффективные значения оптических параметров. Характерные спектральные зависимости оптической проводимости одной из пленок (образец S2) до и после отжига, полученные по результатам измерений коэффициента оптического пропускания и с помощью формул (1)–(3), представлены на рис. 1.

Как видно из табл. 1, для неотожженных LSMO пленок наблюдаются размерные эффекты — с ростом толщины пленки показатель преломления уменьшается, а коэффициент экстинкции возрастает. Неотожженные пленки не проявляли заметной проводимости на постоянном токе. Отжиг приводит к унификации оптических свойств, которые становятся практически одинаковыми не только для пленок разной толщины, но и для пленок на разных подложках (рис. 2). Тем не менее сравнение оптических свойств LSMO пленок на разных подложках показывает, что пленки на галлий-гадолиниевом гранате более качественны по сравнению с пленками на сапфире. Важнейшим результатом отжига можно считать появление на спектрах оптической проводимости низкоэнергетического максимума, соответствующего прыжковой проводимости магнитных поляронов малого радиуса. Однако спектральная картина сдвинута в область более высоких энергий примерно на 0,5 эВ по сравнению с аналогичными спектрами эпитаксиальных LSMO пленок [3].

Таблица 1. Оптические свойства поликристаллических LSMO пленок

Образец	d , нм	До отжига			После отжига			
		n	κ	$\sigma_{\text{opt}}, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	n	κ	$\sigma_{dc}, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\sigma_{\text{opt}}, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
S1	40	2,55	0,05	62	2,05	0,3	0,28	346
S2	100	2,3	0,1	122	1,9	0,4	3,9	400
S3	130	2,05	0,13	141	1,89	0,37	2,3	368
G1	37	2,48	0,07	87	1,91	0,5	0,02	553
G2	57	2,44	0,1	116	1,96	0,58	3,5	600
G3	95	2,41	0,14	154	1,95	0,54	3,63	555

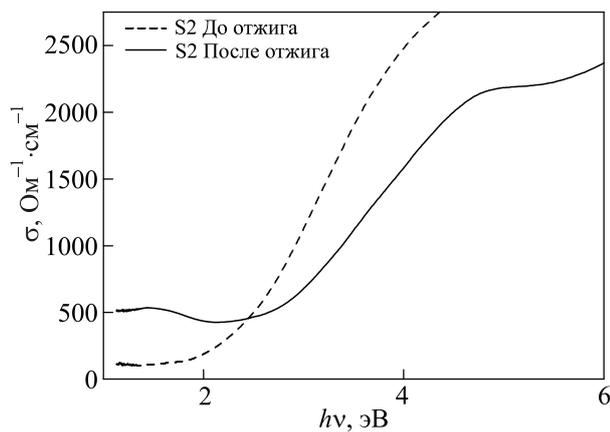


Рис. 1. Спектральные зависимости оптической проводимости образца S2 до и после отжига.

Наблюдаемые закономерности в оптических свойствах неотожженных пленок и унификация этих свойств после отжига объясняются нами наличием зерен (кристаллитов) и границ между ними, представляющих собой потенциальные барьеры. В свою очередь, наличие потенциальных барьеров приводит к увеличенному зна-

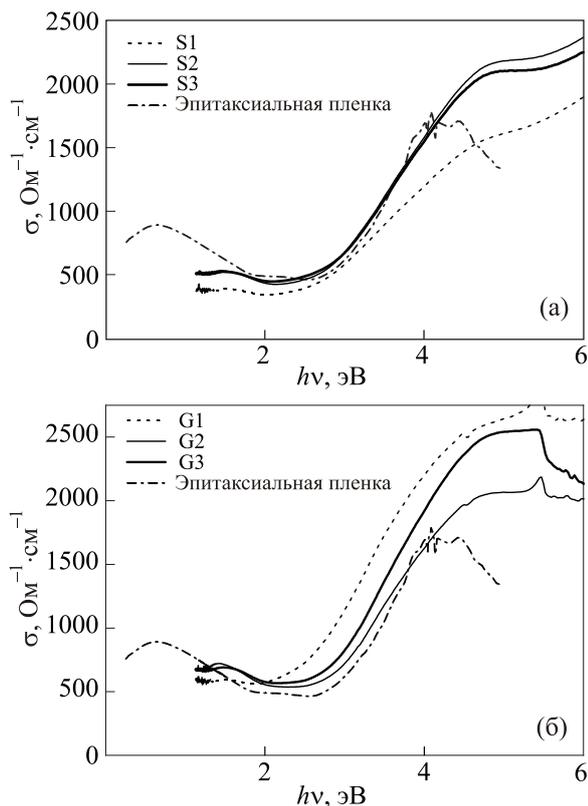


Рис. 2. Спектральные зависимости оптической проводимости отожженных LSMO пленок на подложках Al_2O_3 (а) и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (б). Штрихпунктирными линиями показаны спектральные зависимости оптической проводимости эпитаксиальных LSMO пленок [3].

чению показателя преломления и уменьшенным — коэффициента экстинкции и проводимости на постоянном токе. Очевидно, что если размеры зерен меньше или порядка размеров поляронов (по оценкам [15], радиус магнитного полярона составляет величину порядка 8 \AA), носители заряда в зерне локализованы и не дают вклада в проводимость. Малости размеров зерен и локализации носителей в значительной степени способствует и дефицит кислорода. При этом средние линейные размеры зерен в тонких пленках непосредственно зависят от их толщины, т.е. степени влияния границы пленка–подложка.

Отжиг пленок на воздухе закономерно приводит к снятию механических напряжений, насыщению кислородных связей и, как следствие, к увеличению размеров зерен при уменьшении общей площади межзеренных границ. Размеры зерен увеличиваются так, что превышают размеры области локализации носителей заряда, а границы становятся доступными для туннелирования. Эти процессы обеспечивают возрастание коэффициента экстинкции и уменьшение показателя преломления; при этом появляется заметная проводимость на постоянном токе. Близкие значения оптических параметров исследованных пленок различной толщины на разных подложках могут свидетельствовать о независимости этих свойств от интерфейса, т.е. об определяющем вкладе в оптические свойства LSMO пленок толщиной более 50 нм процессов самоорганизации их структуры. Общее смещение спектров оптической проводимости в область более высоких энергий также связано с наличием межзеренных границ.

В отличие от оптической проводимости σ_{opt} проводимость на постоянном токе σ_{dc} остается чувствительной к толщине пленок (см. табл. 1). Эта зависимость σ_{dc} при одинаковых условиях свидетельствует о влиянии интерфейса на размеры зерен в пограничной области. На рис. 3 представлены температурные зависимости удельного сопротивления образцов S1–S3 и G1–G3. Температура перехода металл–полупроводник понижается при уменьшении толщины пленок и значительно отличается от температуры Кюри для эпитаксиальных LSMO пленок. Обращает на себя внимание резкое отличие температурной зависимости сопротивления тонких (менее 50 нм) пленок по сравнению с пленками толщиной более 50 нм — она имеет типичный полупроводниковый ход, а характерные значения сопротивления на порядки превосходят сопротивление более толстых пленок. Температурные измерения магнитосопротивления пленок в магнитных полях H , равных 5, 10 и 15 кЭ, подтверждают anomalous поведение наиболее тонких пленок. На рис. 4 представлены температурные зависимости величины $MR = (R(0) - R(H))100\% / R(0)$ в магнитном поле $H = 10 \text{ кЭ}$.

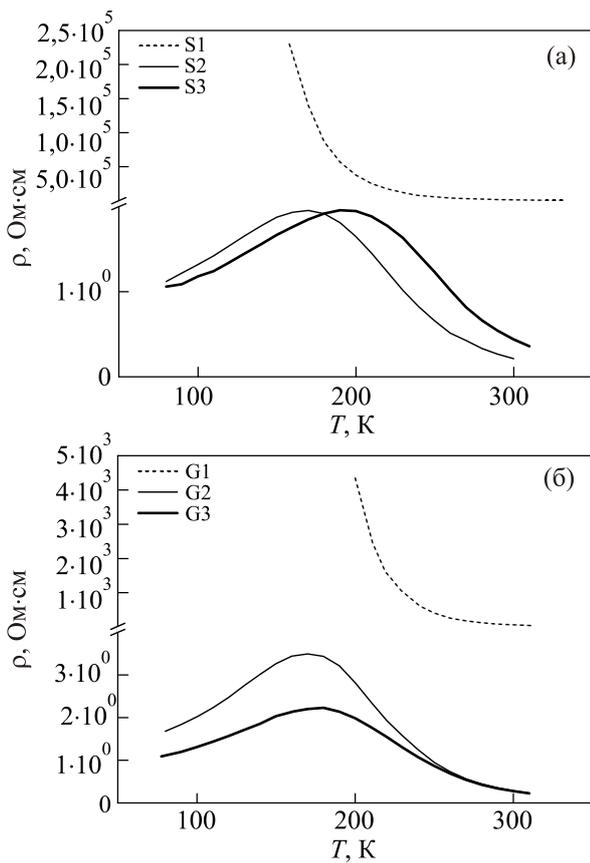


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления LSMO пленок на подложках Al_2O_3 (а) и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (б).

Характер температурных зависимостей магнито-резистивных свойств исследованных пленок подтверждается и непосредственными измерениями магнитной восприимчивости, выполненными для отожженных пленок S3, S4 ($d = 260$ нм) и S5 ($d = 570$ нм). На рис. 5 показаны температурные зависимости относительной намагниченности χ/χ_{\max} пленок S3, S4 и S5. Несмотря на грубое рассогласование параметров решетки пленки и подложки, образец S5 демонстрирует магнитные свойства, близкие к свойствам массивных кристаллов $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Характерный рост намагниченности при увеличении температуры при $T < T_C$ обусловлен наличием фазового расслоения и ростом размеров (объема и массы) ферромагнитной фазы, приводящим к росту энтропии [16]. Температура Кюри T_C в образце S5 составляет 325 К, что близко к соответствующим данным для эпитаксиальных LSMO пленок (см., например, [3]). В пленках S3 и S4 рост намагниченности при $T < T_C$ отсутствует, фазовый переход размыт и заметно понижается температура Кюри. Известно [17], что в поликристаллическом массивном $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ T_C практически не зависит от размеров зерен, являясь лишь функцией внутренних свойств зерна, поэтому температура Кюри в таких материалах понижается в зависимости от размеров зерен не более чем на 20–30 К.

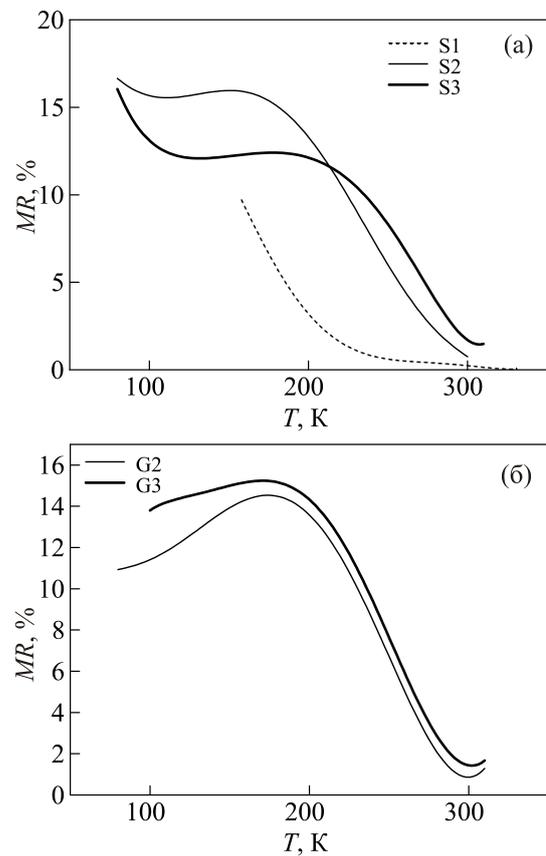


Рис. 4. Температурные зависимости величины магниторезистивного эффекта, измеренного в поле $H = 10$ кЭ для LSMO пленок на подложках Al_2O_3 (а) и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (б).

Мы полагаем, что значительное понижение T_C , наблюдаемое нами в тонких LSMO пленках, обусловлено влиянием границы пленка–подложка: искажения кристаллической решетки в пограничных атомных слоях приводят к дополнительной локализации носителей зарядов и снижению устойчивости ферромагнитного упорядочения [18]. Влияние границы приводит к размытию фазового перехода и его смещению в область более низких температур. Очевидно, что эффект тем больше, чем тоньше пленка. Отсутствие роста намагниченности при увеличении температуры в области $T < T_C$ в тонких LSMO пленках, по-видимому, связано с достаточно малыми физическими размерами зерен и, соответственно, малыми размерами ферромагнитных включений.

Представленное обоснование магнитных и магниторезистивных свойств тонких поликристаллических LSMO пленок вполне согласуется и с приведенными выше результатами оптической спектроскопии. Наличие поляронного максимума (двойного обмена) на спектрах оптической проводимости, измеренных при комнатной температуре, говорит о наличии ферромагнитных включений в парамагнитной фазе и при этой температуре.

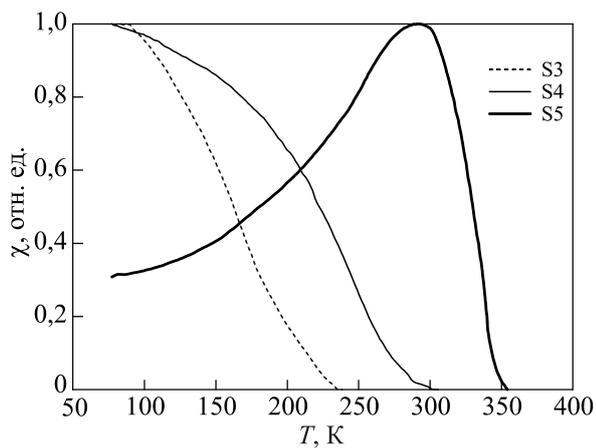


Рис. 5. Температурные зависимости относительной намагниченности пленок S3, S4 и S5.

4. Выводы

Методом магнетронного распыления керамической мишени $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на кристаллических подложках Al_2O_3 и $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ получены поликристаллические LSMO пленки, дефицит кислорода в которых устраняется отжигом. Спектры оптической проводимости отожженных пленок практически идентичны: они не зависят ни от толщины пленки, ни от материала подложки, повторяют по форме соответствующие спектры эпитаксиальных пленок, но сдвинуты в область более высоких энергий фотонов на 0,5 эВ. Значения оптических параметров и проводимость на постоянном токе свидетельствуют о несколько более высоком качестве пленок на галлий-гадолиниевом гранате по сравнению с пленками на сапфире.

Наряду со слабой зависимостью оптических свойств пленок от толщины наблюдаются и размерные эффекты — сопротивление пленок постоянному току увеличивается с уменьшением их толщины, фазовые переходы размыты, температура Кюри и температура перехода металл–полупроводник с уменьшением толщины пленок понижаются до 180 К и ниже. Тем не менее в парамагнитной фазе тонких пленок при комнатной температуре сохраняются области ферромагнитного упорядочения, что следует из спектров оптической проводимости. Наблюдаемые закономерности объясняются наличием межзеренных границ, деструктивным влиянием границы пленка–подложка, и процессами самоорганизации структуры в пленках.

1. Ю.М. Николаенко, А.Б. Мухин, В.А. Чайка, В.В. Бурховецкий, *ЖТФ* **80**, 115 (2010).
2. Э.Л. Нагаев, *УФН* **166**, 834 (1996).
3. M. Quijada, J. Cerne, J.R. Simpson, H.D. Drew, K.H. Ahn, A.J. Millis, R. Shreekala, R. Ramesh, M. Rajeswari, and T. Venkatesan, *Phys. Rev. B* **58**, 16093 (1998).

4. R. Rauer, G. Neuber, J. Runze, J. Kunz, J. Backstrom, M. Rubhausen, T. Walter, and K. Dorr, *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 948 (2005).
5. В.Н. Варюхин, Ю.В. Медведев, Ю.М. Николаенко, А.Б. Мухин, Б.В. Беляев, В.А. Грицких, И.В. Жихарев, С.В. Кара-Мурза, Н.В. Корчикова, А.А. Тихий, *Письма ЖТФ* **35**, 19 (2009).
6. A. Tikhii, V. Gritskih, S. Kara-Murza, N. Korchikova, Yu. Nikolaenko, and I. Zhikharev, *Phys. Status Solidi C* **10**, 673 (2013).
7. Abdullah Goktas, Ferhat Aslan, and Ibrahim Halil Mutlu, *J. Mater. Sci: Mater. Electron* **23**, 605 (2012).
8. Xiangdong Liu, Zhengkuan Jiao, Keikichi Nakamura, Takeshi Hatano, and Yuewu Zeng, *J. Appl. Phys.* **87**, 2431 (2000).
9. S.Y. Yang, W.L. Kuang, Y. Liou, W.S. Tse, S.F. Lee, and Y.D. Yao, *J. Magn. Magn. Mater.* **268**, 326 (2004).
10. Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев, *УФН* **178**, 25 (2008).
11. Ю.М. Николаенко, Ю.Е. Кузовлев, Ю.В. Медведев, А.Б. Мухин, А.М. Прудников, *ФТВД* **22**, 61 (2012).
12. L.E. Hueso, J. Rivas, F. Rivadulla, and M.A. López-Quintela, *J. Appl. Phys.* **86**, 3881 (1999).
13. Yu.M. Nikolaenko, V.N. Varyukhin, Yu.V. Medvedev, N.B. Efros, I.V. Zhikharev, S.V. Kara-Murza, and A.A. Tikhii, *ArXiv: Phys. D/1111.7180*.
14. А.А. Тихий, В.А. Грицких, С.В. Кара-Мурза, Ю.М. Николаенко, И.В. Жихарев, *Оптика и спектроскопия* **112**, 329 (2012).
15. Н.И. Солин, С.В. Наумов, Т.И. Арбузова, Н.В. Костромитина, М.В. Иванченко, А.А. Саранин, Н.М. Чеботарев, *ФТТ* **50**, 1831 (2008).
16. M.Z. Iqbal, S. Ali, and M.A. Mirza, *JNSM* **48**, 51 (2008).
17. S. Das, P. Chowdhury, T.K. Gundu Rao, D. Das, and D. Bahadur, *Solid State Commun.* **121**, 691 (2002).
18. L. Brey, *Phys. Rev. B* **75**, 104423 (2007).

The optical and magnetoresistive properties of polycrystalline LSMO films on crystal Al_2O_3 and $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ substrates

A.A. Tikhii, V.A. Gritskih, S.V. Kara-Murza, N.V. Korchikova, Yu.M. Nikolaenko, Yu.F. Revenko, I.Yu. Reshidova, and I.V. Zhikharev

The influence of thickness and heat treatment on the optical, magnetic and magnetoresistive properties of polycrystalline LSMO films deposited onto Al_2O_3 (012) and $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) crystal substrates is investigated. It is shown that the optical properties of the annealed films are similar in the investigated range of photon energies 1–6 eV, independently of their thickness and substrate material. The optical conductivity spectra of the annealed films have the same structure as the epitaxial $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ films, but they are

shifted by ~ 0.5 eV to higher energy. The temperatures of the metal–insulator and ferromagnetic–paramagnetic smeared transitions for the LSMO films are size-dependent and considerably lower as compared with the epitaxial ones. The magnetoresistive effect is $\sim 15\%$ at the field of 10 kOe and at the temperature of metal-insulator transition. These features of the properties of the films studied are explained by the presence of grain boundaries and the influence of film-substrate interface.

PACS: 75.47.Lx Magnetic oxides;

78.20.-e Optical properties of bulk materials and thin films;

75.47.Gk Colossal magnetoresistance.

Keywords: LSMO films, annealing, optical conductivity, magnetoresistance.