

06;07;12

Роль межслойного интерфейса в магнитооптических и магнитотранспортных свойствах гетероструктур $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3/\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$

© Ю.П. Сухоруков,¹ А.В. Телегин,¹ Е.А. Ганьшина,² Е.А. Степанцов,³ А.Н. Виноградов,²
F. Lombardi,⁴ D. Winkler⁴

¹ Институт физики металлов УрО РАН,
620041 Екатеринбург, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

³ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,
119333 Москва, Россия

⁴ Chalmers University of Technology,
SE-41296 Goteborg, Sweden
e-mail: suhorukov@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 14 апреля 2009 г.)

Исследование оптических, магнитооптических (эффект Керра, магнитопропускание) и магнитотранспортных свойств гетероструктур $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{SrTiO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ на подложках SrTiO_3 показало, что межслойный интерфейс дает в магнитопропускание вклад, характерный для материала промежуточного состава. Показано, что наличие прослойки из SrTiO_3 толщиной 2 nm не влияет на форму и положение максимума магнитопропускания в поле, перпендикулярном поверхности гетероструктуры, но приводит к усилению вклада в магнитопропускание от нижнего слоя в фоxtовской геометрии, а также к усилению магнитосопротивления, связанного с тунелированием спин-поляризованных носителей через прослойку. Вид спектров эффекта Керра для гетероструктур является характерным для однослойных монокристаллических пленок.

Введение

Интерес к манганитам лантана обусловлен наличием в них сильных корреляций электронной, спиновой и решеточной степеней свободы, которые сопровождаются переходом металл–изолятор, эффектом магнитосопротивления и высокочастотными откликами на эти эффекты в виде резкого изменения пропускания ИК-излучения вблизи температуры Кюри (T_C) и эффектом магнитопропускания. Взаимосвязь этих эффектов изучалась в монокристаллах и пленках легированных манганитов (например, [1]). В гетероструктурах на основе манганитов с колоссальным магнитосопротивлением эти эффекты изучены слабо, тем не менее существует ряд свойств, присущих только гетероструктурам. В частности, можно управлять параметрами магнитопропускания и магнитосопротивления путем создания гетероструктур из слоев разного состава и слоев с конструктивными особенностями.

Например, для достижения больших величин магнитопропускания (относительного изменения пропускания света под действием магнитного поля) в монокристаллах и однослойных пленках необходимы магнитные поля большой величины [1]. Однако было показано, что в эпитаксиальной гетероструктуре манганит/феррит магнитопропускание увеличивается на $\sim 40\%$ относительно его величины в однослойной пленке манганита за счет подмагничивания слоя $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ слоем феррита, что позволяет снизить управляю-

щие магнитные поля [2]. В гетероструктуре манганит $(\text{La}_{0.25}\text{Pr}_{0.75})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{BTCSP } \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ с цилиндрическим отверстием при приложении магнитного поля происходят усиление магнитного потока в окне BTCSP-слоя и соответствующее увеличение магнитопропускания в слое манганита в основании отверстия [3].

Магнитопропускание, как и колоссальное магнитосопротивление в монокристаллах и пленках манганитов, достигает своего максимума вблизи T_C в узком температурном интервале [1]. Но создание эпитаксиальной гетероструктуры $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3/\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3 (001), состоящей из слоев, сильно различающихся по T_C , позволило получить слабую температурную зависимость магнитопропускания и магнитосопротивления в широком температурном интервале [4]. Причем в работе [4] было показано, что величина магнитопропускания межслойного интерфейса толщиной ~ 10 nm сравнима со значением эффекта в объемных пленках, а температура максимума магнитопропускания в межслойном интерфейсе близка T_C для материала промежуточного состава.

В настоящей работе с целью изучения роли межслойного интерфейса в формировании магнитооптических и магнитотранспортных свойств в гетероструктурах, проведено исследование свойств структур, состоящих из слоев манганитов с колоссальным магнитосопротивлением, незначительно различающихся по T_C , разделенных между собой тонкой немагнитной диэлектрической прослойкой и без прослойки.

Методика

Работа посвящена исследованию спектров поглощения, эффекта Керра, полевых и температурных зависимостей пропускания света и электросопротивления гетероструктур. Исследованы два образца: I — SrTiO₃ (подложка)/La_{2/3}Ca_{1/3}MnO₃ (толщина $d = 70$ nm)/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ (90 nm)/SrTiO₃ (20 nm) и II — SrTiO₃/La_{2/3}Ca_{1/3}MnO₃ (70 nm)/SrTiO₃ (2 nm)/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ (90 nm)/SrTiO₃ (20 nm). Причиной выбора таких составов манганитов была близость их T_C к комнатной температуре и детально изученная взаимосвязь их магнитооптических и магнитоэлектрических свойств [5,6]. Структуры были выращены методом лазерного импульсного осаждения путем облучения керамических мишеней стехиометрического состава импульсами ультрафиолетового эксимерного лазера с частотой 10 Hz.

Осаждение проводилось на эпитолированные подложки из SrTiO₃, ориентированные параллельно кристаллографической плоскости (001) с точностью 0.1°. Предварительно подложки обрабатывались в травителе из водного раствора HF для выявления поверхностных ступеней и отжигались в потоке чистого кислорода при 627 K в течение 4 h с целью окончательной очистки и рекристаллизации поверхности. При такой обработке расстояние между поверхностными ступенями составляет ~ 200–250 nm, а высота ступеней близка параметру элементарной ячейки (0.39 nm). Между ступенями поверхность подложек является атомно-гладкой. Осаждение пленок проводилось из плазменного факела на мишени при давлении кислорода 60 Pa и температуре подложки 477 K. От одного импульса наращивался слой пленки толщиной 0.08 nm. По окончании осаждения давление кислорода увеличивалось до атмосферного и проводилось охлаждение образца со скоростью 10 deg/min.

Слои гетероструктур осаждались в одном процессе (in situ). Во второй гетероструктуре слои были разделены прослойкой из SrTiO₃ с постоянной решетки, близкой по параметрам решеток пленок La_{2/3}Ca_{1/3}MnO₃ и La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃. Толщина прослойки определялась из условия минимальной шероховатости ~ 1 nm, экспериментально определенной для гетероструктур SrTiO₃/La_{2/3}Ba_{1/3}MnO₃/SrTiO₃/La_{2/3}Ba_{1/3}MnO₃ [7]. В данной работе толщины слоев различаются незначительно и заданы из условия превышения толщины псевдоморфного слоя [8]. Поверхностный слой аморфного SrTiO₃ толщиной 20 nm использовался для предотвращения изменения концентрации кислородных вакансий в верхнем слое гетероструктуры. Фазовый состав слоев эпитаксиальных гетероструктур и параметры их кристаллических решеток оценивались из данных рентгеновского зеркального отражения на дифрактометре „Phillips X’Pert“ при использовании Cu K α -излучении (длина волн 0.154 06 nm) и четырехкристалльного мнوخроматора Ge(220).

Экваториальный эффект Керра (ТКЕ — transversal Kerr effect) исследовался со стороны поверхности образца при угле падения света 67° в энергетическом

интервале от 1.5 до 4.2 eV при температуре до 350 K в режиме нагрева, в магнитном поле до 3.5 kOe, приложенном в плоскости пленки. Подробно методика измерений δ описана в [9]. Оптические свойства гетероструктур исследовались на ИК-спектрометре в диапазоне длин волн $0.9 \leq \lambda \leq 14 \mu\text{m}$, температурном интервале от 80 до 380 K и в магнитных полях до $H = 10$ kOe, направленных вдоль (фоxtовская геометрия) и перпендикулярно (фарадеевская геометрия) поверхности образца. Температурные зависимости ТКЕ, пропускания света, магнитопротекания, электросопротивления и магнитосопротивления измерялись в режиме нагрева со скоростью ~ 1–3 deg/min. Удельное электросопротивление (ρ) измерялось двухконтактным методом в температурном интервале от 80 до 380 K и в магнитных полях до 10 kOe, направленных перпендикулярно току. Серебряные проводники припаивались к золотым контактам толщиной 500 nm, напыленным на торцевую часть гетероструктуры и верхний слой манганита.

Результаты и их обсуждение

Структурное качество слоев гетероструктуры оценивалось по данным рентгеновского зеркального отражения. Например, на рис. 1 представлена рентгенограмма для пленки La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃. Отсутствие на ней пиков посторонних фаз и других кристаллографических ориентаций позволило сделать вывод об эпитаксиальности пленки.

Оценка ширины пиков показала, что для отражения второго порядка (220) FWHM (ширина пика на полувысоте) пленки равна 0.13°. Для подложки SrTiO₃ с ориентацией (002) этот параметр составляет 0.075°.

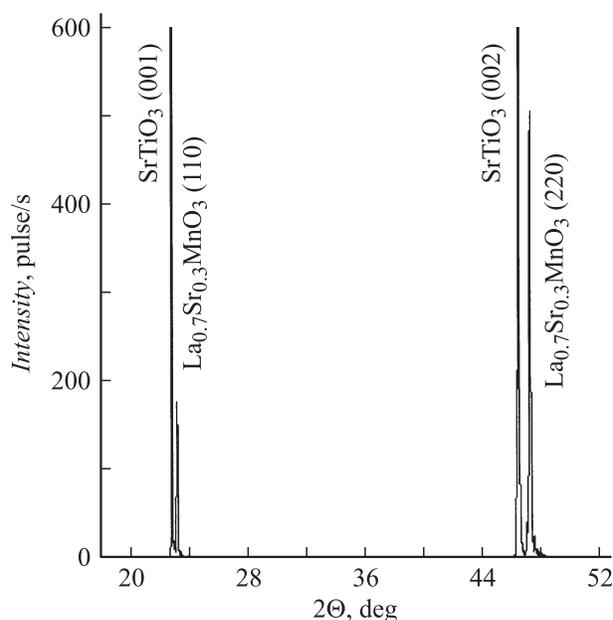


Рис. 1. Рентгенограмма зеркального отражения от пленки La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ толщиной 90 nm, выращенной на подложке из SrTiO₃ ориентации (100).

Все это свидетельствует о достаточно высоком структурном совершенстве пленки относительно материала подложки. При такой оценке ширины пиков учитывается то, что $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ относятся к классу квазикубических перовскитов. Параметр квазикубической элементарной ячейки близок к параметру для SrTiO_3 ($a = 0.39$ nm), рассогласование кристаллических решеток по плоскости поверхности менее 1%. Если принять во внимание небольшое отклонение кристаллических решеток пленок от кубичности и рассматривать их как орторомбические структуры с параметрами элементарной ячейки $0.54 \times 0.55 \times 0.77$ nm, то необходимо учитывать, что на поверхности (100) кубического SrTiO_3 пленки $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ вырастают двудомными, а именно: ориентации (001) с разворотом кристаллических решеток на 45° и (110) куб на куб. Это обусловлено тем, что в интерфейсе элементарная ячейка кристаллической решетки подложки имеет форму квадрата, стороны которого параллельны кристаллографическим направлениям типа $\langle 100 \rangle$, а элементарные ячейки пленки манганита в доменах по форме близки к квадрату и имеют размеры соответственно 0.54×0.54 nm и 0.77×0.77 nm, в которых стороны параллельны кристаллографическим направлениям в первом случае [100] и [010], а во втором — [001] и $[\bar{1}10]$. В первом случае ячейка пленки близка к квадрату со стороной, равной диагонали элементарной ячейки подложки ($0.39\sqrt{2}$ nm), и кристаллическая решетка пленки в пределах доменов первого типа развернута относительно решетки подложки на 45° . При этом в интерфейсе подложка/пленка кристаллографические направления подложки [100] и [010] ориентированы параллельно кристаллографическим направлениям [110] и $[\bar{1}10]$ пленки. В доменах второго типа ячейка пленки представляет собой квадрат, но со сторонами двойного размера по отношению к ячейке подложки. Поэтому параллельно сторонам подложки [100] и [010] в пленке располагаются направления [001] и $[\bar{1}10]$, т.е. происходит совмещение „квадрат на квадрат“. По этим причинам межплоскостные расстояния граней подложки и пленки практически не различаются, а соответствующие им пики на кривой рентгеновского зеркального отражения сливаются. Угловое расстояние между пиками находится в пределах их ширины. Однако в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, кристаллические решетки доменов развернуты относительно друг друга на 90° и разделены межзеренными границами. Эти границы в высокой степени когерентны. Все это свидетельствует о том, что слои гетероструктуры являются эпитаксиальными и содержат структурные домены, которые могут повлиять на магнитооптические и магнитотранспортные свойства образцов.

Спектральные зависимости ТКЕ обоих образцов характеризуются двумя экстремумами при энергии $E \sim 2.65$ и ~ 3.65 eV (кривые 1 и 2 на рис. 2), так же как спектры монокристаллов и однослойных монокристаллических пленок манганитов (например, [1,10]). Наличие полос определяется переходами в октаэдрических

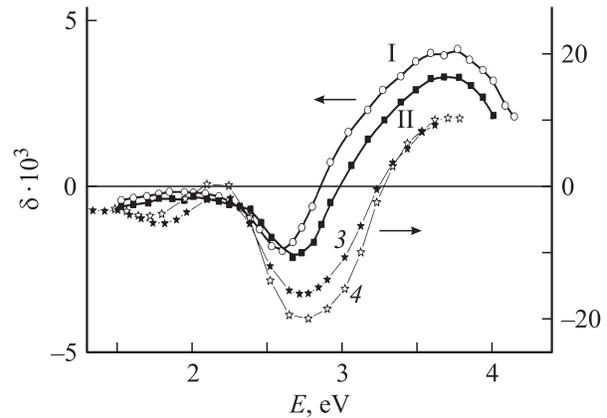


Рис. 2. Спектры ТКЕ гетероструктур I и II (ось ординат слева) при $T = 50$ K. Кривые 3 и 4 — спектры однослойных монокристаллических пленок $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ на подложках SrTiO_3 (ось ординат справа).

кластерах $[\text{Mn}^{3+}\text{O}_6]^{9-}$ и/или ионах Mn разной валентности [1]. Для гетероструктуры II с прослойкой SrTiO_3 положения экстремумов практически совпадают с положением пиков в $\delta(E)$ для однослойных монокристаллических пленок $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ (кривая 3 и 4). Однако при этом наблюдается значительное смещение положения нулевой точки на кривых $\delta(E)$ и перераспределение интенсивностей низкоэнергетической и высокоэнергетической полос. Значение эффекта в гетероструктурах существенно меньше, чем в однослойных пленках. Так как величина эффекта Керра пропорциональна намагниченности, то уменьшение интенсивности линий ТКЕ в гетероструктурах свидетельствует об уменьшении объема ферромагнитной фазы за счет более высокой дефектности гетероструктур по сравнению с однослойными пленками. По-видимому, дефектность в виде напряжений в слоях и вакансий в катионной и анионной подрешетках (зарядовые неоднородности) возникает в процессе роста гетероструктур. Практически во всех ранее наблюдаемых нами случаях увеличение дефектности приводило к уменьшению доли ферромагнитной фазы, изменению вида спектра и уменьшению величины ТКЕ в легированных манганитах (например, [1–4,10]). О большой дефектности гетероструктур свидетельствуют и температурные зависимости ТКЕ (кривые 1 и 2 на рис. 3).

Исследование температурных зависимостей ТКЕ позволяет определить температуру Кюри образца по положению экстремума первой производной эффекта Керра. Например, для однослойной пленки $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ она составляет $T_C \approx 270$ K (рис. 3). Однако такой подход неприменим к гетероструктурам I и II вследствие монотонного роста $\delta(T)$. В этом случае вводится эффективная температура Кюри ($*T_C$), которая определяется по началу роста ТКЕ.

Из рис. 3 видно, что $*T_C$ для гетероструктуры I без прослойки составляет ~ 270 K. Эта величина близка к T_C для однослойной пленки $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$. Вместе

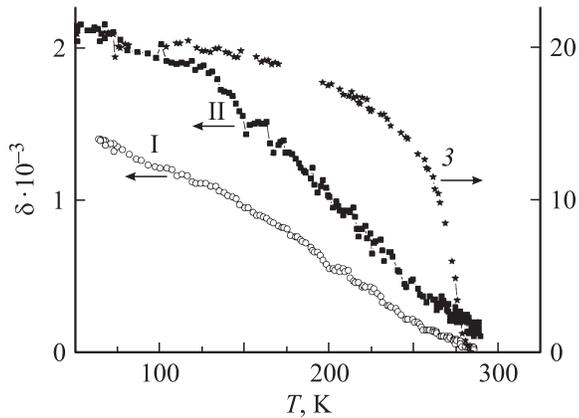


Рис. 3. Температурные зависимости ТКЕ гетероструктур I и II (ось ординат слева) в поле $H = 1$ кОе. Кривая 3 — спектр однослойной монокристаллической пленки $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3 $H = 3.5$ кОе (ось ординат справа).

с тем оценка скин-слоя для гетероструктуры при энергии 2.6 эВ дает величину 80 нм при 300 К и 45 нм — при 80 К, что должно приводить к преимущественному вкладу в ТКЕ верхнего слоя $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, толщина которого сравнима с толщиной скин-слоя или больше его. В зависимости $\delta(T)$ практически отсутствует вклад при температурах, близких $T_C = 365$ К, как должно быть для качественной монокристаллической пленки такого же состава. В работе [5] было показано, что зарядовая и магнитная неоднородность пленок $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ приводит к существенному понижению T_C , а также уменьшению магнитопротекания за счет уменьшения объема ферромагнитной фазы. Этим объясняется уменьшение значения ТКЕ в гетероструктурах. Для гетероструктуры II с прослойкой $T_C \approx 300$ К. При $T = 125$ К на кривой $\delta(T)$ имеется изменение хода, которое не заметно для структуры I. Особенности при 125 К, вероятно, связаны с вкладом в ТКЕ от высокопроводящего нижнего слоя $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$, отделенного от верхнего слоя диэлектрической прозрачной прослойки SrTiO_3 . Отсутствие насыщения ТКЕ для обеих гетероструктур вплоть до 50 К, в отличие от $\delta(T)$ для однослойных пленок, является нехарактерным для ферромагнетиков (рис. 3) и может также свидетельствовать о большой дефектности образцов.

Исследование магнитооптических свойств однослойных эпитаксиальных пленок и монокристаллов легированных манганитов показало их чрезвычайную чувствительность к наличию структурных, зарядовых и магнитных неоднородностей [1]. Эти неоднородности могут служить зародышами новых фаз с другой электронной плотностью и приводить к появлению новых полос в спектральных зависимостях ТКЕ и необычному поведению температурных зависимостей магнитооптических эффектов. Неизовалентное легирование в манганитах приводит к тому, что наряду с основными кластерами $[\text{Mn}^{3+}\text{O}_6]^{9-}$ дополнительно появляются кластеры $[\text{Mn}^{4+}\text{O}_6]^{8-}$ и $[\text{Mn}^{2+}\text{O}_6]^{10-}$ [11]. Переходы в

этих кластерах проявляются в случае малого относительного объема металлической ферромагнитной фазы, обеспечивающей экранирование электронных (зарядовых и спиновых) неоднородностей. Понижение температуры способствует росту числа свободных носителей и разрушению дополнительных „поляронных“ кластеров, что ведет к уменьшению интенсивности дополнительных переходов.

Исследование транспортных свойств монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ показало, что переход в металлическую фазу происходит постепенно в широком температурном интервале ниже T_C [12]. В этой же области температур наблюдался сдвиг полос в спектрах эффекта Керра $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, связанный с появлением перехода при 3.2 эВ дополнительно к основному переходу при 3.5 эВ в кластерах $[\text{Mn}^{3+}\text{O}_6]^{9-}$ [13]. Дополнительный парамагнитный переход был отождествлен с переходом $(t_{2g}^3 e_g^1)^5 E_g \underline{t}_{2u} - (t_{2g}^3)^5 A_{2g}$ в комплексах $[\text{Mn}^{3+}\text{O}_6]^{8-}$. Указанные переходы имеют различные температурные зависимости. Относительный вклад каждого из них определяется соотношением концентрации локализованных и делокализованных носителей заряда. Большая дефектность слоев гетероструктур, вероятно, приводит к усилению локализации носителей и к расширению температурного интервала, в котором наблюдается конкуренция основных и неосновных переходов с различной температурной зависимостью, что сопровождается нетипичным для ферромагнетиков поведением $\delta(T)$.

При длине волны $\lambda = 6 \mu\text{m}$ толщина скин-слоя в гетероструктурах увеличивается в 3.5 раза, что позволяет измерить пропускание света. Проведем сравнительный анализ температурных зависимостей относительного пропускания ($I = I_T/I_{T=80\text{K}}$) и удельного электросопротивления гетероструктур (рис. 4). Пропускание структуры I (рис. 4, a) достигает максимума при $T \approx 265$ К, а электросопротивление — при 330 К (рис. 4, b). Наличие

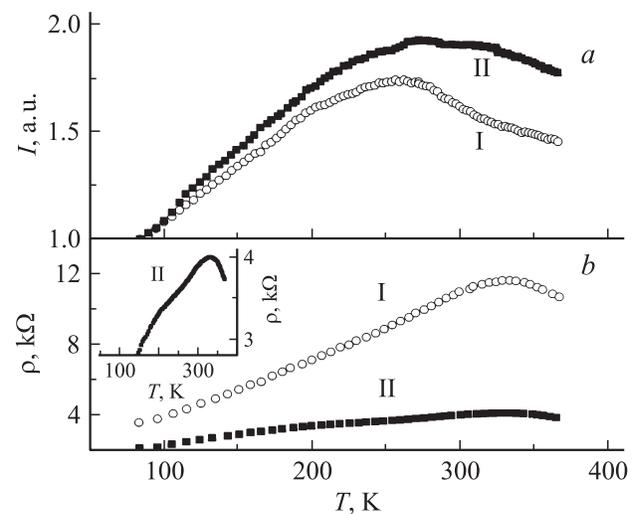


Рис. 4. Температурные зависимости: a — относительного пропускания света при $\lambda = 6 \mu\text{m}$, b — удельного электросопротивления гетероструктур (ρ) I и II. На вставке фрагмент $\rho(T)$ для структуры II.

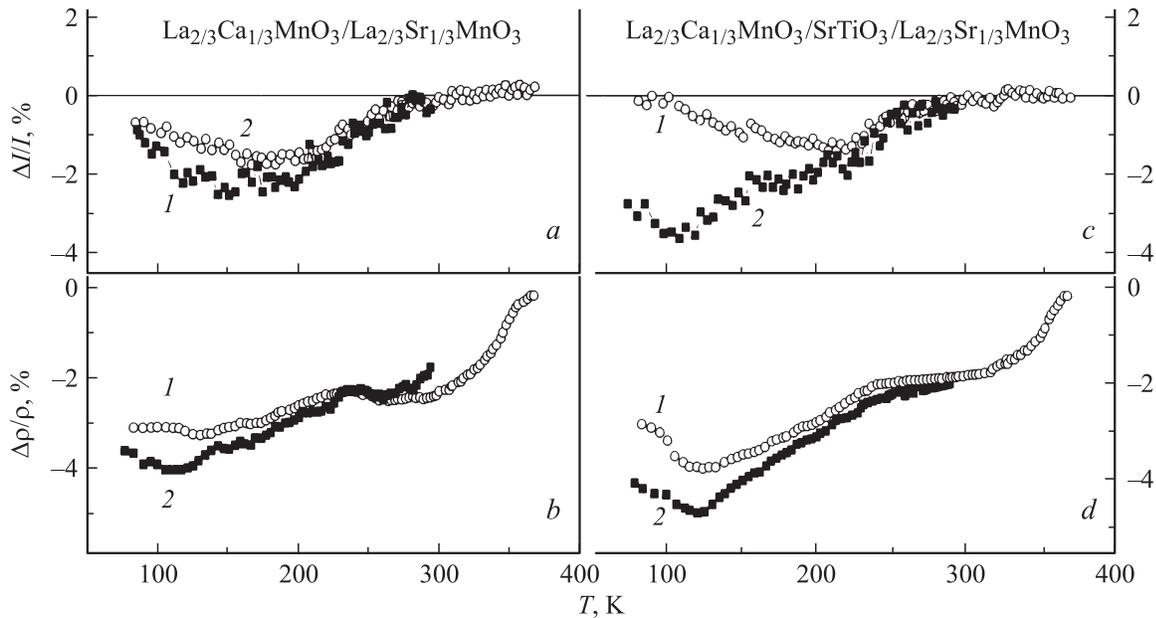


Рис. 5. Температурные зависимости: *a* — магнитопропускания света при $\lambda = 6 \mu\text{m}$, *b* — магнитосопротивления для гетероструктуры I, *c* — магнитопропускания и *d* — магнитосопротивления для гетероструктуры II. Кривые 1 — геометрия Фарадея, 2 — Фохта — в магнитном поле 6 кОе.

диэлектрической прослойки SrTiO_3 в структуре II приводит к размытию максимума $I(T)$, появлению особенности при 330 К (рис. 4, *a*) и уменьшению сопротивления при наличии плеча в зависимости $\rho(T)$ вблизи 200 К (вставка на рис. 4, *b*).

Ранее наблюдалось снижение T_C и температур максимумов пропускания и сопротивления в пленках $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ при уменьшении их толщины от 300 до 50 нм [5]. Уменьшение этих характеристик температур связывалось с дефектностью тонких пленок и образованием в них областей зарядовой неоднородности, уменьшающих долю ферромагнитной фазы. Более высокое сопротивление гетероструктуры I без прослойки обусловлено уменьшением эффективной толщины верхнего слоя, за счет формирования межслойного интерфейса, имеющего промежуточный состав, подобно случаю [4]. Соответственно пониженное сопротивление структуры II обусловлено преимущественной проводимостью высокопроводящего верхнего слоя $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, изолированного прослойкой от слоя $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$.

Магнитопропускание — это оптический отклик на колоссальное магнитосопротивление. Установлен факт, что магнитопропускание достигает максимального значения в узком температурном интервале вблизи T_C в образцах с максимальным объемом ферромагнитной фазы, в то время как наибольшее магнитосопротивление — в образцах, по составу близким к порогу перколяции (например, [1,10]). Сравним температурное поведение магнитопропускания $\Delta I/I = (I_H - I_0)/I_0$ (%) при $\lambda = 6 \mu\text{m}$ и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0$ (%) гетероструктур I и II, где I_H , I_0 и ρ_H , ρ_0 — пропускание света и электросопротивление образца в поле и без поля

соответственно. В геометрии Фарадея температурные зависимости $\Delta I/I$ и $\Delta\rho/\rho$ практически совпадают для обеих гетероструктур (кривые 1 на рис. 5), т.е. присутствие тонкой (2 нм) диэлектрической прослойки не оказывает влияния на эффекты. Магнитосопротивление имеет место в широком температурном интервале от 80 до 300 К и достигает максимума $\sim 1.5\%$ вблизи 200 К (рис. 5, *a, c*).

Кривые $\Delta\rho/\rho(T)$ имеют по два максимума при 125 К (5%) и 300 К (3%) на фоне монотонного роста при понижении температуры (рис. 5, *b, d*). Подобное поведение $\Delta\rho/\rho(T)$ имело место в поликристаллических гетероструктурах и в гетероструктурах с вариантной структурой [2], где оно было связано с вкладами колоссального и низкотемпературного магнитосопротивления, обусловленного туннелированием спинполяризованных электронов через границы кристаллитов или структурных доменов (туннельное магнитосопротивление). В нашем случае положение первого максимума $\Delta\rho/\rho(T)$ гетероструктур близко или совпадает с $*T_C = 300$ К и, скорее всего, обусловлено вкладом колоссального магнитосопротивления верхнего слоя. Вероятно, сильная дефектность в катионной и анионной подрешетках $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ приводит к уменьшению объема ферромагнитной фазы и температуры максимума $\Delta\rho/\rho(T)$ и $*T_C$, а следовательно, к малым величинам $\Delta I/I(T)$ и эффекта Керра по сравнению с данными для однослойной монокристаллической пленки $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ [5]. Такое же заключение можно сделать и о нижнем слое $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$, в котором максимальные значения $\Delta\rho/\rho(T)$ близки и достигаются при $T = 125$ К, близкой к положению особенности на кривой $\delta(T)$ для гетероструктуры II. Дефектность нижнего

слоя также сопровождается уменьшением температур максимумов $\Delta\rho/\rho(T)$, T_C , малыми значениями $\Delta I/I(T)$ и эффекта Керра по сравнению с данными для однослойной пленки $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ [6].

Помимо дефектности в катионной и анионной подрешетках, по-видимому, в слоях гетероструктур формируются высокопроводящие колоннообразные структурные домены (области) со слабопроводящими границами. Туннелирование носителей через границы приводит к появлению низкотемпературного вклада в $\Delta\rho/\rho$. Возможность образования колоннообразных структурных доменов в тонких пленках и гетероструктурах такого же состава была показана в работах [7,14,15]. Наличие такой зарядовой и структурной неоднородности приводит к магнитной неоднородности слоев гетероструктуры и сопровождается уширением температурного интервала $\Delta I/I(T)$ и монотонным ходом $\delta(T)$.

В фоxtовской геометрии за счет уменьшения размагничивающего фактора магнитное поле более интенсивно подавляет магнитные флуктуации и магнитные неоднородности вблизи T_C . Это сопровождается:

1) усилением вклада в $\Delta I/I(T)$ от нижнего слоя $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$, наиболее сильного для гетероструктуры II с максимумом (4%), при $T = 125$ К близким к максимуму $\Delta\rho/\rho(T)$;

2) расширением температурного интервала $\Delta I/I(T)$;

3) уменьшением $\Delta\rho/\rho(T)$ (рис. 5).

При условии, что ток перпендикулярен полю, уменьшение $\Delta\rho/\rho(T)$ в фоxtовской геометрии относительно данных для фарадеевской геометрии связано с уменьшением вклада в магнитосопротивление, обусловленным туннелированием спин-поляризованных электронов через межслойный интерфейс пленка–пленка более сильного для структуры I (кривая 2, рис. 5, *b, d*). Наличие прослойки приводит к усилению магнитосопротивления как в фарадеевской, так и в фоxtовской геометрии, что связано с увеличением вклада низкотемпературного туннельного магнитосопротивления.

О существенной роли магнитного упорядочения в межслойном интерфейсе в формировании $\Delta I/I(T)$ и $\Delta\rho/\rho(T)$ авторы сообщали в [4]. Толщина интерфейса определяется шероховатостью поверхности нижнего слоя. Тестирование качества интерфейса и слоев гетероструктуры по кривым рентгеновской рефлектометрии проблематично, поскольку различие электронной плотности для $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ меньше одного процента [16]. В то же время совпадение зависимостей $\Delta I/I(T)$ для обеих гетероструктур в фарадеевской геометрии эксперимента указывает на то, что интерфейс с промежуточным составом формируется за счет наложения одного слоя на другой, заполняет шероховатость нижнего слоя и вносит существенный вклад в магнитопротекание с максимумом при 200 К.

Создание тонкой прослойки в гетероструктуре II не влияет на положение максимума $\Delta I/I(T)$ при 200 К, но в фоxtовской геометрии эксперимента приводит к усилению магнитопротекания при низких температурах, связанного с вкладом от нижнего слоя. По-видимому, температуру максимума $\Delta I/I$ при 200 К можно

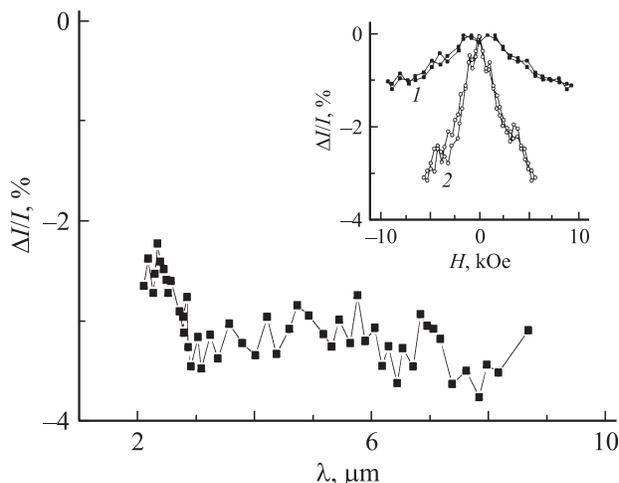


Рис. 6. Спектр магнитопротекания гетероструктуры II в фоxtовской геометрии эксперимента в поле 6 кОе при $T = 85$ К. На вставке — полевая зависимость магнитопротекания при $\lambda = 6 \mu\text{m}$ и $T = 190$ К, кривая 1 — геометрия Фарадея, 2 — Фоxtа.

охарактеризовать как эффективную температуру Кюри межслойного интерфейса. Такой оптический метод оценки T_C интерфейса манганита основан на установленном факте [1], что магнитопротекание связано с изменением под действием магнитного поля протекания в объеме проводящей фазы (фаз) и достигает максимального значения при T_C этой фазы (фаз).

Вставка на рис. 6 демонстрирует отсутствие насыщения магнитопротекания в гетероструктуре II в магнитном поле до 10 кОе в обеих геометриях эксперимента при $T = 190$ К, близкой к положению максимума $\Delta I/I(T)$. Такое поведение $\Delta I/I(H)$ является характерным для обеих гетероструктур независимо от наличия прослойки, а также для однослойных пленок [1,4–6] и обусловлено подавлением магнитным полем магнитных флуктуаций в ферромагнитных областях вблизи T_C . Спектр магнитопротекания гетероструктуры II при $T = 85$ К имеет вид (рис. 6), характерный для замещенных манганитов лантана и обусловлен изменением под действием магнитного поля соотношения делокализованных и локализованных состояний [1,4–6].

Нами были измерены также температурные зависимости эффекта магнитоотражения $\Delta R/R = (R_H - R_0)/R_0$ (%) со стороны поверхности гетероструктур при $\lambda = 6 \mu\text{m}$, где R_H и R_0 — отражение естественного света образцом в поле 2 кОе и без поля (на рис. 6 не показано). Положительное значение $\Delta R/R$ имело место в температурном интервале от 140 до 260 К с максимумом $\sim 0.2\%$ вблизи 200 К, температуре близкой к положению максимума магнитопротекания. Известно, что в монокристаллах манганитов с колоссальным магнитосопротивлением положительное магнитоотражение в ИК-диапазоне может достигать 10% в полях 30 кОе при $T \leq 30$ К (например, [15,17]). В нашем случае тонкопленочных

гетероструктур увеличение магнитного поля в 15 раз позволяет получить значение $\Delta R/R \sim 3\%$, сравнимое с магнитоотражением для монокристаллов.

Заключение

Исследованы оптические, электрические, магнитооптические (эффект Керра и магнитопротекание) и магнитотранспортные свойства тонкопленочных гетероструктур $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{SrTiO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ с прослойкой из SrTiO_3 толщиной 2 нм, выращенных на подложках SrTiO_3 . Показано, что магнитооптические свойства гетероструктур чрезвычайно чувствительны к наличию зарядовых и магнитных неоднородностей. Сравнительный анализ температурных зависимостей магнитопротекания в ИК-диапазоне спектра и магнитосопротивления показал, что высокая дефектность гетероструктур по сравнению с однослойными пленками приводит к усилению зарядовых и магнитных неоднородностей и сопровождается понижением T_C слоев, уменьшением интенсивности линий, искажением спектра и монотонным ходом температурной зависимости эффекта Керра, уменьшением магнитопротекания и уширением температурного диапазона магнитооптических эффектов.

Показано, что вид спектров Керра для гетероструктур является характерным для монокристаллических однослойных пленок. Предполагается, что межслойный интерфейс дает вклад в магнитопротекание, характерный для материала промежуточного состава. Показано, что наличие прослойки не влияет на форму и положение максимума магнитопротекания в фарадеевской геометрии эксперимента, но приводит к проявлению вклада магнитопротекания от нижнего слоя в фоxtовской геометрии. Наличие прослойки приводит также к усилению низкотемпературного магнитосопротивления, связанного с тунелированием спин-поляризованных электронов через прослойку.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта РФФИ (грант № 07-02-00068), проекта ОФН РАН „Физика новых материалов и структур“, совместной программы президиумов УрО и СО РАН, а также шведских агентств VR и SI.

Список литературы

- [1] Gan'shina E., Loshkareva N., Sukhorukov Yu., Mostovshchikova E., Vinogradov A., Nomerovannaya L. // JMMM. 2006. Vol. 300. P. 62.
- [2] Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Ганьшина Е.А., Кауль А.Р., Каменев А.А., Горбенко О.Ю., Телегин А.В. // ФММ. 2009. Т. 107. Вып. 5.
- [3] Kaul A.R., Gorbenco O.Yu., Loshkareva N.N., Sukhorukov Yu.P., Mostovshchikova E.V. // Phys. Low-Dim. Struct. 2003. Vol. 7/8. P. 1.
- [4] Сухоруков Ю.П., Ганьшина Е.А., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Лошкарева Н.Н., Телегин А.В., Картавцева М.С., Виноградов А.Н. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 6. С. 43.
- [5] Sukhorukov Yu.P., Nosov A.P., Loshkareva N.N., Telegin A.V., Favre-Nicolin E., Ranno L. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 103 710 (5).
- [6] Sukhorukov Yu.P., Gan'shina E.A., Belevtsev B.I., Loshkareva N.N., Vinogradov A.N., Rathnayaka K.D.D., Parasiris A., Naugle D.G. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91 (7). P. 4403.
- [7] Wiedenhorst B., Hofener C., Lu Yafeng, Klein J., Alff L., Gross R., Freitag B.H., Mader W. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 74 (24). P. 3636.
- [8] Ziese M. // Rep. Prog. Phys. 2002. Vol. 65. P. 143.
- [9] Балькина Е.А., Ганьшина Е.А., Криччик Г.С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93 (5). С. 1879.
- [10] Сухоруков Ю.П., Ганьшина Е.А., Лошкарева Н.Н., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Телегин А.В., Тугушев С.Н., Мельников О.В., Виноградов А.Н. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131 (4). С. 642.
- [11] Moskvina A.S., Avvakumov I.L. // Physica B. 2002. Vol. 322. P. 371.
- [12] Bebenin N.G., Zainullina R.I., Mashkautsan V.V., Ustinov V.V., Mukovskii Ya.M. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 104 434.
- [13] Gan'shina E.A., Vashuk M.V., Vinogradov A.N., Mukovskii Ya.M. // JMMM. 2006. Vol. 300. P. 126.
- [14] Biawas Al., Rajeswari M., Srivastava R.C., Li Y.H., Venkatesan T., Greene R.L., Millis A.J. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61 (14), P. 9665.
- [15] Van Tendeloo G., Lebedev O.I., Hervieu M., Raveau B. // Rep. Prog. Phys. 2004. Vol. 67. P. 1315.
- [16] Степанцов Е.А., Ломов А.А., Ганьшина Е.А., Андреева М.А., Ломбарди Ф., Винклер Д. // Сб. мат. 4-го Междунар. науч. семинара „Современные методы анализа дифракционных данных“. Великий Новгород: Новгородский университет, 2008. С. 201.
- [17] Okimoto Y., Tokura Y. // J. Superconductivity: Incorporationg Novel Magnetism. 2000. Vol. 13 (2). P. 271.