

05;06;07;12

## Гетероэпитаксиальная структура $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ : оптические и магнитотранспортные данные

© Ю.П. Сухоруков,<sup>1</sup> Е.А. Ганьшина,<sup>2</sup> А.Р. Кауль,<sup>2</sup> О.Ю. Горбенко,<sup>2</sup>  
Н.Н. Лошкарева,<sup>1</sup> А.В. Телегин,<sup>1</sup> М.С. Картавцева,<sup>2</sup> А.Н. Виноградов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН,  
620219 Екатеринбург, Россия  
e-mail: suhorukov@imp.uran.ru

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2007 г.)

Исследована гетероструктура  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , состоящая из слоев с отличающимися температурами Кюри. Сравнение пропускания ИК-излучения и электросопротивления, магнитопротекания и магнитосопротивления, эффекта Керра со стороны пленки и подложки позволило определить температуру Кюри слоев и выявить их вклады в магнитосопротивление и магнитопротекание. Наличие слабой температурной зависимости магнитопротекания и магнитосопротивления указывает на возможность применения манганитов с колоссальным магнитосопротивлением и магнитопротеканием в устройствах без термостабилизации.

PACS: 75.70.Cn, 73.40.-c, 78.20.Ls

### Введение

Большинство работ по пленкам сложных оксидов марганца со смешанной валентностью посвящено изучению природы перехода металл–изолятор (*MI*) вблизи температуры Кюри ( $T_C$ ) и связанного с ним эффекта колоссального магнитосопротивления (*CMR*) [1]. Исследование оптических свойств легированных манганитов показало, что в них также наблюдается оптический отклик на переход *MI* вблизи  $T_C$  в ИК-области взаимодействия света с носителями заряда [23] и эффект гигантского магнитопротекания (*MT*), который является высокочастотным аналогом *CMR*. Эти оптические эффекты оказались весьма информативными при изучении фазового расслоения в манганитах (например, [2,4]).

Эффекты колоссального магнитосопротивления и гигантского магнитопротекания наблюдаются в пленках легированных манганитов лантана вблизи температуры Кюри. Устройства, основанные на этих эффектах, требуют точной стабилизации температуры. Можно предположить, что снизить требования к термостабилизации или отказаться от нее позволят гетероструктуры, состоящие из слоев манганитов с отличающимися температурами Кюри, в которых из-за перекрытия зависимостей  $\Delta\rho/\rho$  и  $\Delta I/I$  ( $I$  — пропускание света пленкой,  $\Delta I = I(H) - I(0)$ , где  $I(H)$  и  $I(0)$  — пропускание в поле и без поля, аналогично:  $\Delta\rho = \rho(H) - \rho(0)$ , где  $\rho$  — электросопротивление) сумарные величины магнитосопротивления и магнитопротекания будут слабо зависеть от температуры.

На наш взгляд, подходящими объектами для создания гетероструктуры являются  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ . Из фазовых диаграмм, полученных по данным нейтронной и электронной дифракций, известно,

что керамика  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  является ферромагнитным (*FM*) металлом при  $T < 125$  К [5,6]. В интервале концентраций  $0.3 < x_{\text{Sr}} < 0.52$  температура Кюри меняется слабо и остается меньше 130 К, что обусловлено большим, значением параметра беспорядка  $\sigma^2 = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$  [7]. При температуре ниже  $T_C$  состав  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  становится ферромагнетиком, сосуществующим с антиферромагнитной (*AFM*) фазой *A*-типа масштаба сотни ангстрем [7].

Авторами [7] предполагалось, что в системе  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.4 < x < 0.6$ ) существует вклад зарядового упорядочения с магнитной структурой *CE*-типа. На самом деле зарядовое упорядочение со структурой *CE*-типа здесь отсутствует, как было позднее показано в работах [8,9]. В системе  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  (в ряду  $x = 0.4, 0.45, 0.5$  и  $0.55$ ) каждый состав имеет отличное от своих соседей основное состояние как в структурном, так и в магнитном плане. Антиферромагнетизм в этой системе проявляется только в виде *A*-структуры. Например, монокристаллы  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  при  $x = 0.5$  и  $0.55$  не являются *FM*, при  $T_N = 170$  К в них происходит фазовый переход в *AFM*-состояние *A*-типа [10]. Такое различие в магнитной фазовой диаграмме керамики и монокристаллов  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  связано с аномально большим различием структурных параметров сосуществующих фаз [11,12], что в случае монокристалла делает затраты упругой энергии слишком большими для реализации мезоскопического разделения фаз (типичный размер зерна более 50 нм). В керамическом материале упругие напряжения эффективно релаксируют за счет разной направленности упругих сил в нетекстурированном поликристаллическом агрегате. Таким образом, исследование магнитных свойств состава  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  в пленочном состоянии на монокристаллической подложке, когда напряжения на границе пленка–подложка

могут изменить вид фазовой диаграммы, является достаточно актуальным.

По данным нейтронной дифракции, поликристаллический  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  становится *FM*-металлом при температуре ниже  $T_C = 255$  К [13]. В составе  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  в интервале температур  $145 \leq T < 220$  К происходит разделение фаз на ферромагнитные и антиферромагнитные *A*-типа [14]. В отличие от  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  в системе  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  наблюдается зарядовое упорядочение *CE*-типа при  $0.47 < x < 0.51$  [15]. Таким образом, следует ожидать в интервале температур ниже 220 К появление зарядовых магнитных неоднородностей. Возникает вопрос, каким образом эти неоднородности проявятся в оптических свойствах гетероструктуры, состоящей из двух эпитаксиальных слоев, сильно отличающихся по температуре Кюри. В такой структуре возможно взаимное влияние слоев, в частности, за счет действия упругих сил (так как переход в ферромагнитное металлическое состояние сопровождается значительным уменьшением мольного объема материала слоя [9]).

### Синтез образца, условия эксперимента

Гетероструктура  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  была выращена на монокристаллической подложке  $\text{SrTiO}_3(001)$  (кубическая структура перовскита, пространственная группа *Pm3m*, параметр решетки  $a = 3.905$  Å). Толщина слоев определялась по времени напыления отдельных слоев и составляла  $d = 450$  nm для  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и 150 nm для  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ . Контроль относительной толщины слоев осуществлялся с использованием метода рентгеноспектрального микроанализа на сканирующем электронном микроскопе JEOL 840A с системой анализа PGT IMIX. Состав  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  более „податлив“ к внешним воздействиям, в том числе механическим. Он обладает магнитострикцией вблизи  $T_C$  на порядок выше, чем для состава  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  [16,17], а также аномальным уменьшением модуля Юнга при *FM*-упорядочении [18]. Предварительные эксперименты показали, что пленки  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  толщиной порядка 500 nm, полученные на подложке  $\text{SrTiO}_3$ , не имеют перехода в металлическое состояние в отличие от керамических образцов аналогичного состава. Однако при увеличении толщины пленки того же состава свыше 1000 nm или при длительном высокотемпературном релаксационном отжиге пленки толщиной 500 nm (свыше 100 h) в материале возникает переход металл–диэлектрик, температура которого приближается к значению температуры перехода в керамическом материале. С целью контроля влияния внешних воздействий на слой  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при создании гетероструктуры первым был выращен слой  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , а затем слой  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ . Толщина  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  более чем в три раза превышает толщину слоя, необходимого для начала релаксации эпитаксиальных напряжений в пленке. Было выдвинуто предположение, что сжатие решетки

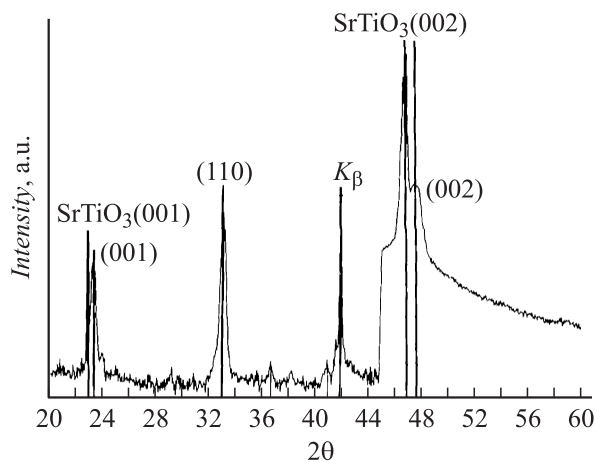
Параметры напыления методом MOCVD слоев гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$

Параметр	Значение
Общее давление в реакторе, mbar	5–10
Поток аргона, l/h	7
Поток кислорода, l/h	7
Температура испарителя и транспортных линий, °C	250
Температура реактора, °C	750–850

$\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при переходе в металлическое состояние должно способствовать фазовому переходу в верхнем слое  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  более эффективно, чем простое увеличение толщины последнего. Поэтому слой  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  был изготовлен достаточно тонким. Осаждение слоев гетероструктуры осуществлялось методом MOCVD (метод химического осаждения паров металлоорганических соединений) на установке с порошковым питателем летучих прекурсоров. В качестве прекурсоров использовались дипивалоилметанаты металлов  $\text{Sm}(\text{thd})_3$ ,  $\text{Nd}(\text{thd})_3$ ,  $\text{Mn}(\text{thd})_3$  и аддукт дипивалоилметаната стронция с фенатролином  $\text{Sr}(\text{thd})_2 \cdot 2\text{Phen}$  (использование аддукта предохраняет неустойчивый на воздухе  $\text{Sr}(\text{thd})_2$  от деградации). Основные параметры напыления гетероструктуры представлены в таблице.

Определение фазового состава, параметров элементарных ячеек и ориентации пленок производилось методом рентгеновской дифракции в симметричной  $\theta/2\theta$  геометрии на дифрактометре „Дрон-3М“ с гониометром в конфигурации Брэгга–Брентано. В качестве внутреннего стандарта использовалось отражение монокристаллической подложки, на которую была нанесена пленка. Измерения проводились на  $\text{CuK}\alpha$ -излучении с шагом  $0.05^\circ$ . Идентификация фаз проводилась с использованием базы дифрактометрических данных JCPDS.

На рентгенограмме гетероструктуры рефлексы, соответствующие слоям  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , сильно перекрываются, образуя систему рефлексов (псевдокубический параметр решетки перовскита  $a = 0.3854 \pm 0.0002$  nm) с большей шириной, чем у отдельных пленок  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  (рис. 1). Для индивидуального слоя  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на  $\text{SrTiO}_3$  параметр решетки в направлении нормали составлял  $0.3855 \pm 0.0003$  nm. Для слоя  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  параметр решетки в направлении нормали  $0.384$  Å получен в результате вычитания пиков  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  из уширенных, но не расщепленных пиков псевдокубических отражений (001) от гетероструктуры. Такое же значение  $a$  наблюдается и для пленки  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , полученной непосредственно на подложке  $\text{SrTiO}_3$ . Дополнительной причиной отсутствия расщепления рефлексов может быть частичное перемешивание слоев в области их интерфейса, неизбежное вследствие конечной шероховатости поверхности первого слоя.



**Рис. 1.** Рентгеновский  $\theta/2\theta$ -скан гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3(001)$  (излучение  $\text{CuK}\alpha$ ).

Среднее значение такой шероховатости в процессе МOCVD кристаллических оксидов без использования летучих сурфактантов составляет  $\sim 10$  nm [19].

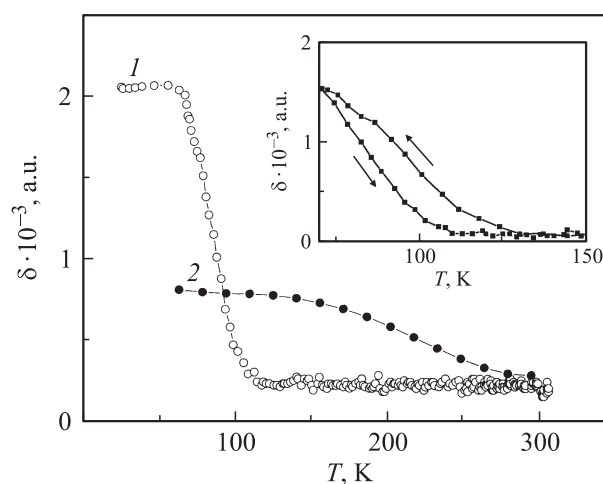
Экваториальный эффект Керра исследовался в энергетическом интервале  $1.5 < E < 4.2$  eV при температуре до 350 K в режиме нагрева, в магнитном поле до 3.5 kOe, приложенном в плоскости пленки. Экспериментально измерялось относительное изменение интенсивности  $p$ -поляризованного отраженного от образца света  $\delta = [I(H) - I(0)]/I(0)$ , где  $I(H)$  и  $I(0)$  — интенсивности отраженного света при наличии и в отсутствие магнитного поля. Подробно методика измерения эффекта Керра описана в [20]. Оптические свойства пленок исследовались на высокочувствительном ИК-спектрометре в диапазоне длин волн  $0.8 \leq \lambda \leq 14 \mu\text{m}$ , температурном интервале 80–380 K и в магнитных полях до  $H = 10$  kOe. Температурные зависимости эффекта Керра, интенсивности прошедшего через пленку света (пропускания), магнитопропускания, электросопротивления и магнитосопротивления измерялись в режиме нагрева со скоростью  $\sim 1\text{--}3$  grad/min.

Одновременно с оптическими исследованиями измерялось удельное электросопротивление ( $\rho$ ) двухконтактным методом в температурном интервале 80–380 K в магнитных полях до 10 kOe, направленных перпендикулярно току, перпендикулярно и вдоль плоскости пленки. Серебряные контакты припаивались к пленкам In припоем с помощью ультразвукового паяльника.

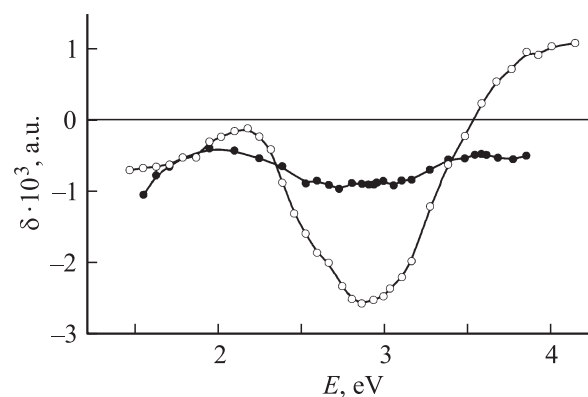
## Результаты исследований и обсуждение

Для определения температуры магнитных фазовых переходов в гетероструктуре использовались измерения температурных зависимостей эффекта Керра  $\delta(T)$  как со стороны пленки, так и со стороны прозрачной немагнитной подложки (рис. 2). Большое значение поглощения в видимой области спектра для пленок замещенных

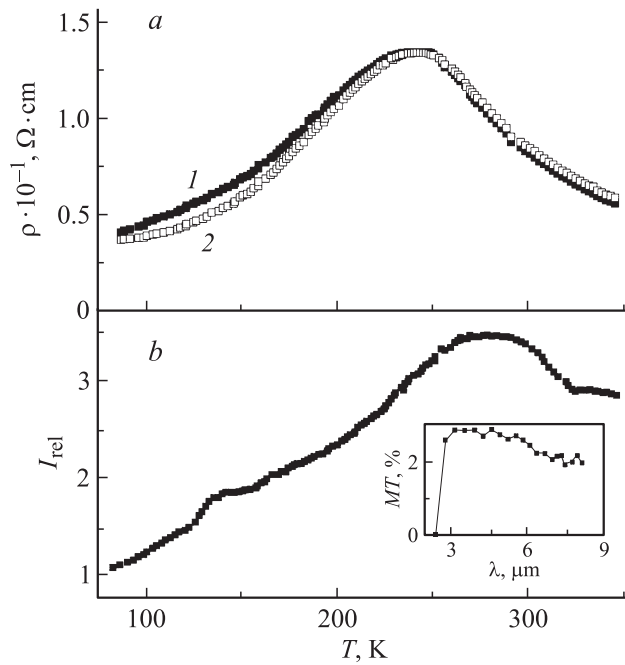
манганитов позволяет считать, что глубина формирования магнитооптического сигнала для гетероструктуры составляет  $\sim 50$  nm. Таким образом, магнитооптические измерения позволяют определять вклад каждого слоя. Из рис. 2 видно, что при измерении со стороны пленки слой  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  переходит в  $FM$ -состояние при эффективной температуре Кюри  $T_C^* = 105$  K, что ниже значений  $T_C \approx 120$  K для поликристаллов такого же состава [7,21]. Эффективные температуры Кюри слоев гетероструктуры являются условными величинами, так как вследствие магнитной неоднородности гетероструктуры наблюдается температурный гистерезис зависимостей  $\delta(T)$  в режиме охлаждения и нагрева образца (например, для слоя  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  — вставка на рис. 2). Величина  $T_C^*$  определялась по температуре исчезновения эффекта в режиме нагрева. При измерении со стороны подложки в слое  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  (кривая 2) в режиме



**Рис. 2.** Температурные зависимости эффекта Кюри ( $\delta$ ) гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  со стороны пленки при 3 eV (1) и подложки  $\text{SrTiO}_3$  при 2.7 eV (2) в магнитном поле 3 kOe. На вставке — температурный гистерезис кривой 1 в режиме нагрева и охлаждения.



**Рис. 3.** Спектр эффекта Керра ( $\delta$ ) пленочной гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  при  $T = 60$  K и  $H = 3.5$  kOe;  $\circ$  — спектр со стороны пленки (слой  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ),  $\bullet$  — со стороны подложки ( $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ).



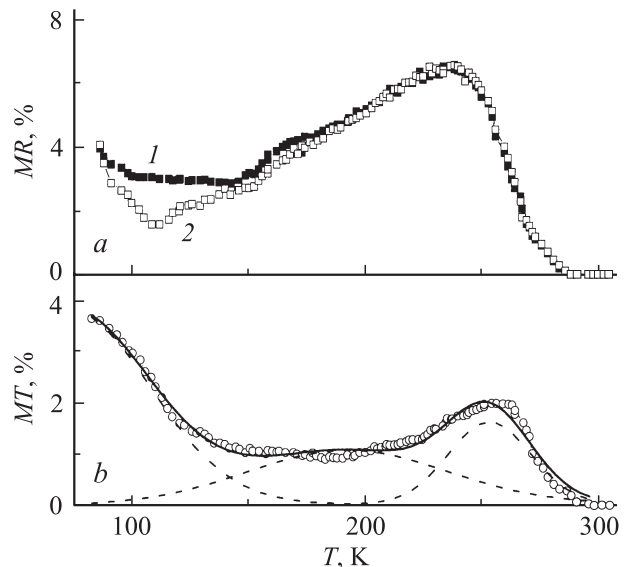
**Рис. 4.** Температурные зависимости (*a* — электросопротивления и *b* — относительного пропускания света ( $I_{rel}$ ) при фиксированной длине волны  $\lambda = 3 \mu\text{m}$  пленочной гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на  $\text{SrTiO}_3$ . Вставка — спектр магнитопропускания в поле 8 кОе и при  $T = 250 \text{ K}$ ; 1 — боковые, 2 — поверхностные контакты.

нагрева значение  $T_C^* \approx 260 \text{ K}$  близко к  $T_C = 255 \text{ K}$  поликристаллического  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  [13,14].

На рис. 3 приведены спектральные зависимости  $\delta(\lambda)$  гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , измеренные со стороны пленки и подложки при  $T = 60 \text{ K}$  и угле падения света  $\phi = 67^\circ$ . Спектры имеют вид, характерный для замещенных манганитов лантана [2,3]. Эффект Керра имеет небольшие значения по сравнению с оптимально легированными манганитами  $\text{La}(\text{Ca},\text{Sr})\text{MnO}_3$ , в которых эффект достигает  $\sim n \cdot 10^{-2}$  [2,3]. Это свидетельствует о малом объеме *FM*-фазы в верхнем  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и особенно нижнем  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  магнитных слоях гетероструктуры. Подобные значения эффекта Керра наблюдались для магнитно-неоднородных пленок  $(\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  с  $x_{Pr} \geq 0.75$ , в которых *FM*- и *AFM*-фазы сосуществовали (см. [2] и ссылки в ней).

Предполагалось, что возможно разделить вклады в проводимость от соответствующих слоев гетероструктуры при нанесении двух боковых и двух поверхностных электрических контактов, так как в первом случае слой  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  с более высокой проводимостью будет шунтировать поверхностный слой  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  с высоким сопротивлением. Однако температурные зависимости электросопротивления при  $T > 150 \text{ K}$  (рис. 4, *a*) в обоих случаях имели только одну характерную температуру  $T_p \sim 250 \text{ K}$ , близкую к  $T_C^*$  слоя  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ . Различия в ходе

зависимостей  $\rho(T)$  на боковых и поверхностных контактах при низких температурах ( $T < 200 \text{ K}$ ), вероятно, связано с частичным шунтированием верхнего слоя  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  нижним слоем  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  с более высокой проводимостью. Температурная зависимость относительно пропускания ИК-излучения  $I_{rel}(T)$  гетероструктурой имеет две особенности: сильно выраженную при  $T_1^1 \approx 270 \text{ K}$  и слабо выраженную при  $T_2^2 \sim 140\text{--}160 \text{ K}$  (рис. 4, *b*). Относительное пропускание света  $I_{rel}(T) = I(T)/I(80 \text{ K})$  — пропускание, нормированное на его значение при 80 К, — измерялось при фиксированной длине волны  $3 \mu\text{m}$ , при которой достигается максимальное значение магнитопропускания (*MT*) в зависимости  $MT(\lambda)$  (вставка на рис. 4, *b*). Магнитопропускание — относительное изменение пропускания света образцом под действием внешнего магнитного поля —  $MT = \Delta I/I$ . В спектральном интервале  $1\text{--}9 \mu\text{m}$  величина магнитопропускания в гетероструктуре  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при 250 К определяется только эффектом в тонком слое  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при высокой  $T_C$ . Отрицательное магнитопропускание является высокочастотным аналогом отрицательного колоссального магнитосопротивления (*MR*) для оптимально легированных составов и имеет место в ИК-области спектра. Максимум в температурной зависимости магнитопропускания в манганитах с *CMR* достигается вблизи  $T_C$  [2,3]. В температурных зависимостях магнитосопротивления и магнитопропускания гетероструктуры ярко выражены две особенности при  $T_{\text{max}1} \sim 240\text{--}260 \text{ K}$  и  $T_{\text{max}2} \approx 80 \text{ K}$  (рис. 5). Разложение зависимости  $MT(T)$  на три гауссиана показывает, что кривая может быть сформирована температурными за-



**Рис. 5.** Температурные зависимости абсолютных величин: *a* — колоссального магнитосопротивления (*MR*) в поле 8 кОе и *b* — магнитопропускания (*MT*) при фиксированной длине волны  $\lambda = 3 \mu\text{m}$  пленочной гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{--Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$ ; 1 — боковые, 2 — поверхностные контакты.

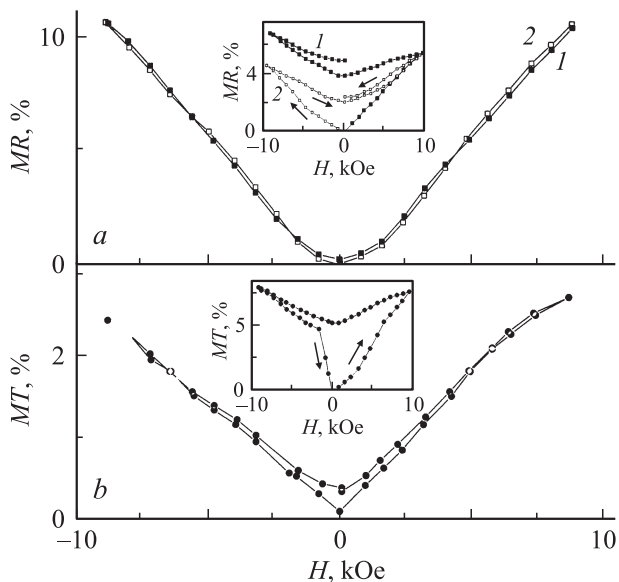
висимостями трех магнитных фаз с различными температурами Кюри.

В большой по объему высокотемпературной фазе максимум магнитопропускания наблюдается при  $T_{\max}^{MT} \approx 260$  К ( $MT \sim 2\%$ ), близкой к  $T_C^* \approx 260$  К, согласно данным измерений эффекта Керра (рис. 2), и  $T_C = 255$  К для состава  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , согласно фазовой диаграмме [13,14,22]. Таким образом, можно полагать, что первый максимум в температурных зависимостях магнитосопротивления и магнитопропускания связан с проявлением свойств нижнего слоя  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ . С наличием этого слоя связана смена полупроводникового хода кривых  $\rho(T)$  и  $I_{\text{rel}}(T)$  на „металлический“ в области характерных температур (рис. 4). Существование зарядовых неоднородностей в слое, вероятно, связанных с неоднородностью состава  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и/или с влиянием интерфейса пленка-подложка, приводит к тому, что  $CMR$  достигает максимума при более низких температурах ( $\sim 240$  К), чем температура максимума эффекта магнитопропускания, как это имело место в других манганитах [2–4].

Важным моментом является выделение меньшей по объему промежуточной фазы с  $T_{\max}^{TM} \sim 185$  К ( $MT \sim 1.5\%$ ) (рис. 5, b). Эта фаза не проявляется в зависимостях  $\delta(T)$  и  $\rho(T)$ , но, по-видимому, дает вклад, который проявляется в виде особенности в  $I_{\text{rel}}(T)$  при температуре  $T_I^2$  (рис. 4). Последнее демонстрирует высокую чувствительность оптических методов к фазовому составу внутри объема материала, в то время как транспортные методы показывают усредненные по всему объему данные без каких-либо особенностей. Промежуточная фаза, скорее всего, связана с тонким переходным слоем в гетероструктуре  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , возникающим при смешивании верхнего и нижнего слоев из-за шероховатости поверхности слоя  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  ( $\sim 10$  nm). Можно было ожидать, что соотношение Nd/Sm в промежуточной фазе должно равняться 1/2. Например, манганит состава  $(\text{Nd}_{0.55}\text{Sm}_{0.5})_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$  имеет  $T_C \approx 175$  К [23], близкую к положению  $T_{\max}^{MT} \sim 185$  К промежуточной фазы и  $T_I^2 \sim 140\text{--}160$  К. Различие в положениях критических температур может быть связано с неоднородностью распределения Nd и Sm в переходном слое. По-видимому, переходный слой дает вклад и в величину  $\Delta\rho/\rho(T)$  (рис. 5, a) в виде слабой температурной зависимости.

Наибольшее значение  $MT \sim 4\%$  получено при  $T_{\max}^{MT} \approx 80$  К. Эту особенность  $MT(T)$  в гетероструктуре естественно связать с проявлением свойств верхнего низкотемпературного слоя  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  с  $T_C^* \approx 105$  К, близкой к  $T_C$  поликристаллов такого же состава [5,21]. В температурной зависимости  $\Delta\rho/\rho$  вклад от этого слоя привел к росту магнитосопротивления при низких температурах (рис. 5, a).

Анализ накопленной информации [2–4,24,25] по эффектам магнитопропускания и магнитосопротивления пленок манганитов показывает, что в более однородных пленках полевые зависимости магнитосопротивления и



**Рис. 6.** Полевые зависимости абсолютных величин: *a* — колоссального магнитосопротивления в поле 8 кОе, при температуре  $T = 250$  К и *b* — магнитопропускания при фиксированной длине волны  $\lambda = 3 \mu\text{m}$  и  $T = 260$  К пленочной гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$ . Сплошные и пунктирные линии — подгоночные кривые. На вставках — полевые зависимости  $MR(H)$  и  $MT(H)$  при 80 К.

магнитопропускания не имеют гистерезиса и монотонно растут в поле  $H > 1$  кОе. Фраза „более однородные пленки“ означает, что пленки слабо напряжены, толщина пленок больше критической, а концентрация легирующего элемента выше порога перколяции, характерные температуры максимумов  $\rho$  и пропускания света,  $T_{\max}^{MR}$  и  $T_{\max}^{MT}$ , близки к  $T_C$ . Полевые зависимости магнитопропускания и магнитосопротивления гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  демонстрируют разное поведение вблизи  $T_C^*$  слоя  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  (рис. 6) при 250 К, т.е. в слое  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  они не имеют гистерезиса. Отсутствие гистерезиса и монотонный рост полевых зависимостей  $MR(H)$  и  $MT(H)$  при  $H > 0.8$  кОе свидетельствует о том, что нижний слой  $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  является достаточно однородным.

Верхний слой  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , по-видимому, является сильно зарядово- и магнитно-неоднородным. В пользу этого свидетельствует наличие гистерезиса в зависимостях  $MR(H)$  и  $MT(H)$  при 80 К (вставка на рис. 6) и  $\delta(T)$  (вставка на рис. 2). Подобное поведение  $MR(H)$  и  $MT(H)$  наблюдалось в пленках  $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  (см. [2] и ссылки в ней) и связывалось с гистерезисом магнитной структуры в переходном слое от диэлектрической  $AFM$ -матрицы к  $FM$  „металлическим“ каплям. По-видимому, такая ситуация имеет место в интерфейсе пленка-подложка и в большей степени — в промежуточном слое гетероструктуры.

Отметим практическую актуальность исследования температурных зависимостей магнитопропускания и ко-

лоссального магнитосопротивления гетероструктуры. Для создания магнитоуправляемых устройств на основе эффектов *MT* и *CMR* в пленке манганита оптимально легированного состава (состав с односвязной *FM*-областью и максимальной  $T_C$ ) необходима термостабилизация пленки при температуре максимума используемого эффекта. Система термостабилизации представляет собой сложное электронное устройство, значительно усложняющее всю конструкцию.

Температурные зависимости *MR* и *MT* гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  показали возможность получения слабо зависящих от температуры эффектов магнитопротекания и магнитосопротивления (рис. 5). Целенаправленное создание гетероструктуры со слабой температурной зависимостью магнитопротекания и колоссального магнитосопротивления позволит исключить термостабилизацию из состава устройства.

Таким образом, сравнение оптических, электрических, магнитооптических и магнитоэлектрических свойств гетероструктуры  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3\text{-Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  позволило выявить вклады в магнитосопротивление и магнитопротекание слоев с различными  $T_C$ , формирующих гетероструктуру. Эти вклады проявляются в виде особенностей вблизи  $T_C$  в температурных зависимостях магнитопротекания и магнитосопротивления. Показана возможность создания материала со слабой температурной зависимостью эффектов магнитопротекания и колоссального магнитосопротивления в виде гетероструктуры из слоев манганитов с различными температурами Кюри.

Работа поддержана программой ОФН РАН и президиума РАН „Новые материалы и структуры“, проектом УрО РАН и ДВО РАН, фондом РФФИ (гранты № 07-02-00068 и 06-03-33070).

## Список литературы

- [1] *Haghir-Gosnet A.-M., Remard J.-P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. R127–R150.
- [2] *Canshina E., Loshkareva N., Sukhorukov Yu.* et al. // JMMM. 2006. Vol. 300. P. 62–66.
- [3] *Sukhorukov Yu.P., Nosov A.P., Loshkareva N.N.* et al. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 103 710.
- [4] *Лошкарева Н.Н., Сухоруков Ю.П., Наумов С.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 89–92.
- [5] *Martin C., Maignan A., Hervieu M., and Raveau B.* // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. 12 191–12 199.
- [6] *Babushkina N.A., Chistotina E.A., Bobrikov I.A.* et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. Vol. 17. P. 1975–1984.
- [7] *Рунов В.В., Чернышев Д.Ю., Курбаков А.И.* и др. // ФТТ. 2000. Т. 118. Вып. 5. С. 1174–1187.
- [8] *Бабушкина Н.А., Чистотина Е.А., Горбенко О.Ю.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 10. С. 1821–1826.
- [9] *Курбаков А.И., Трунов В.А., Балагуров А.М.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 9. С. 1650–1656.
- [10] *Попов Ю.Ф., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П.* и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 7. С. 1214–1216.
- [11] *Балагуров А.М., Бобриков И.А., Помякушин В.Ю.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 9. С. 672–679.
- [12] *Styka A.N., Ren Y., Gorbenko O.Yu.* et al. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 103–520.
- [13] *Kajimoto R., Yoshizawa H., Kawano H.* et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. R. 9506–9517.
- [14] *Ritter C., Mahendiran R., Ibarra M.R.* et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. R. 9229–9232.
- [15] *Kuwahara H., Kawasaki R., Hirobe Y.* et al. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 7367–7369.
- [16] *Абрамович А.И., Королева Л.И., Мичурин А.В.* и др. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 8. С. 1451–1455.
- [17] *Abramovich A.I., Michurin A.V., Gorbenko O.Yu.* et al. // J. Phys.: Cond. Matter. 2000. Vol. 12. P. L672–L632.
- [18] *Troyanchuk I.O., Khalyavin D.D., Trukhanov S.V.* et al. // J. Phys.: Cond. Matter. 1999. Vol. 11. P. 8913–8920.
- [19] *Bosak A.A., Samoilenkov S.V., Gorbenko O.Yu.* et al. // Chem. Mater. 2001. Vol. 13. P. 981–986.
- [20] *Балыкина Е.А., Ганьшина Е.А., Криччик Г.С.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 5. С. 1879.
- [21] *New trends in the characterization of CMR-manganites and related materials* // Ed. by K. Bäner. Research Singnpost: Gottingen, Germany, 2005. 286 p.
- [22] *Tokura Y., Tomioka Y., Kuwahara H.* et al. // Physica C. 1996. Vol. 263. P. 544–549.
- [23] *Moritomo Y., Machida A., Matsuda K.* et al. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. N 9. P. 5088–5091.
- [24] *Лошкарева Н.Н., Сухоруков Ю.П., Ганьшина Е.А.* и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 3. С. 533–545.
- [25] *Сухоруков Ю.П., Ганьшина Е.А., Лошкарева Н.Н.* и др. // ЖЭТФ. 2007. Т. 13. Вып. 4. С. 642–651.