

11;12

## Фазовое расслоение в напряженных катион-анион-дефицитных пленках $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$

© В.А. Хохлов,<sup>1</sup> А.Ю. Прохоров,<sup>1</sup> Ю.В. Медведев,<sup>1</sup> Ю. Николаенко,<sup>1</sup> А. Мухин,<sup>1</sup>  
В.П. Пащенко,<sup>1</sup> Г.Г. Левченко,<sup>1</sup> В.Г. Прохоров,<sup>2</sup> Н.И. Солин,<sup>3</sup> V.L. Svetchnikov,<sup>4</sup>  
J.S. Park,<sup>5</sup> J.B. Kim,<sup>5</sup> G.Y.P. Lee<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
83114 Донецк, Украина

<sup>2</sup> Институт металлофизики НАН Украины,  
03142 Киев, Украина

<sup>3</sup> Институт физики металлов Уральского отделения РАН,  
620041 Екатеринбург, Россия

<sup>4</sup> National Center for HREM, TU Delft,  
2628AL, Netherlands

<sup>5</sup> q-Psi and Department of Physics, Hanyang University,  
133-791 Seoul, Korea

e-mail: vesta-news@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 6 сентября 2010 г.)

Исследованы магнитные и транспортные свойства разнотолщинных катион-анион-дефицитных пленок  $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$ , а также двух пленок этой системы, полученных на различных подложках  $\text{SrTiO}_3$  (STO) и  $\text{LaAlO}_3$  (LAO). Показано, что разнотолщинные пленки ниже температуры  $T_C$  являются фазово-расслоенными и состоят из магнитных кластеров (капель) внутри непроводящей парамагнитной матрицы (выше температуры Нееля  $T_N$ ) и антиферромагнитной матрицы при  $T < T_N$ . Температурные зависимости сопротивления образцов хорошо описываются в рамках поляронного механизма проводимости. Величина капель во внешнем магнитном поле  $H = 0.01$  Т достигает 15 nm. Капли состоят из магнитных поляронов малого радиуса порядка 1–2 nm. Показано, что в изученных пленках капли взаимодействуют друг с другом. В результате конкуренции дипольного взаимодействия между ними и магнитной энергии эти капли распадаются на более мелкие, их размер в поле 1 Т достигает размера магнитного полярона. Предложено объяснение расхождения наших результатов с часто наблюдаемым экспериментально увеличением размера капель с увеличением внешнего магнитного поля. С ростом толщины пленки растет и доля ферромагнитной доли в них, но не пропорционально их толщине. В пленке на STO (сжатой на 0.9%) характеристические температуры  $T_C$  и  $T_N$  оказались ниже, чем в пленке на подложке LAO. Диаметр ферромагнитных капель как максимальный при  $H = 0.01$  Т, так и минимальный при  $H = 1$  Т оказался примерно таким же, как и в разнотолщинных пленках.

### Введение

Имеющийся в настоящее время набор экспериментальных данных по эволюции магнитно-транспортных и магнитных характеристик легированных манганитов вдали от температуры магнитных и структурных переходов (в парамагнитной фазе) указывает на возможность мелкомасштабного фазового расслоения на ферромагнитные области (капли) в парамагнитной матрице. Изолированные ионы  $\text{Mn}^{+3}$  и  $\text{Mn}^{+4}$  в таких материалах могут обнаружить эффективный магнитный момент, превышающий теоретическое значение, а электросопротивление образцов описываться в модели термоактивированной проводимости гранулированных металлов. Объяснение этих явлений состоит в том, что в парамагнитной области температур может происходить локализация электронов на ионах Mn с образованием ферромагнитных капель (нанокластеров) [1,2]. Такого типа образования большого радиуса, в которых электрон локализован вблизи изменения (флуктуации) концентрации или внутреннего параметра среды и своим полем поддерживает

стационарность этой флуктуации, ранее были названы флуктуонами [3].

Условием такой локализации могут служить пространственные флуктуации потенциала, вызванные полями напряжений при создании соединений с катионными или анионными вакансиями. Образование ферромагнитных флуктуаций в парамагнитной области объемных образцов легированных манганитов (монокристаллах и поликристаллических образцах) рассмотрено в работах [4–6]. Обнаруженные резкие изменения электро- и магнитосопротивления, а также возникновение спонтанной намагниченности вблизи температуры, в  $\sim 2$  раза превышающей температуры Кюри ( $T_C$ ) и Нееля ( $T_N$ ) монокристаллов  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{A} = \text{Ca}, \text{Sr}$ ,  $x = 0.07–0.1$ ) [4], поликристаллических образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0–0.3$ ) [5] и  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_{3+\delta}$  ( $x = 0.1$  и  $0.15$  и  $\delta = 0.11$  и  $0.08$ ) [6], объясняются подобным мелкомасштабным фазовым расслоением. Можно считать установленным, что проводимость в этих системах в парамагнитной области объясняется туннелированием носителей между ферро-

магнитными нанокластерами, изменениями размера кластеров в зависимости от температуры и напряженности магнитного поля (картина, подобная той, что описывает электро- и магнитосопротивление манганитов при фазовом переходе металл-изолятор, см., например, [7,8]). С учетом кулоновской блокады термоактивируемая проводимость таких диэлектрических нанокомпозитов дает закон  $1/2$  [9,10].

В тонких пленках из-за различия между параметрами кристаллических решеток в кристаллической структуре материалов подложек и пленок возникают дополнительные внутренние напряжения, существенно влияющие на эволюцию функциональных характеристик пленок. Наблюдается довольно много эффектов, связанных с таким рассогласованием решеток в манганитовых пленках — смещение температуры Кюри и положение температурного пика резистивного перехода, изменение магниторезистивности (см., например, [11–17]), формирование зарядового упорядочения [17]. Для систем  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  эти вопросы рассмотрены в статьях [18–20]. В частности, А. Varman и Kogen [18] наблюдали, что положение характерного температурного пика пленок  $\text{Nd}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$  (на подложке  $\text{SrTiO}_3$ ), соответствующего переходу металл-изолятор (М-И) и ФМ-ПМ с толщиной сдвигается в область высоких температур. Более того, температура фазового перехода М-И напряженных пленок  $\text{Nd}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$  в зависимости от их толщины на фоне монотонного возрастания испытывает резкий скачок (приблизительно на 30 К) при толщинах 50–60 нм. Совсем по-иному ведут себя пленки состава  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ . Если в объемных системах с  $x = 0.5$  при понижении температуры, согласно фазовой диаграмме (см., например, [8,21]), при температуре 250 К реализуется ферромагнитное упорядочение, а затем (при температуре 150 К) происходит зарядовое антиферромагнитное упорядочение, то, как показано в работе [20], металлическое состояние проявляется только в толстых (> 50 нм) пленках. Согласно [22], в тонких пленках (> 20 нм)  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  стресс индуцирует ян-теллеровские искажения, что стабилизирует зарядово-упорядоченную (изолирующую) фазу до высоких температур. Область по  $x$  вблизи значения  $x = 0.5$ , при которой в объемных образцах наблюдаются такие переходы, очень узкая (приблизительно 0.02 в обе стороны от  $x = 0.5$ ). Поэтому интересно, как поведут себя пленочные системы с  $x$ , взятым на границе этой области.

В настоящей работе представлены результаты исследований разнотолщинных (60, 120 и 240 нм) пленочных структур  $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$  на монокристаллических подложках  $\text{SrTiO}_3$  (001) (STO) и  $\text{LaAlO}_3$  (100) (LAO), напыленных с помощью магнетрона постоянного тока. Рассогласование параметров кристаллографических решеток материала подложки и пленки  $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$  составило +2.7% для LAO и –0.9% для STO. Для создания повышенного содержания локальных искажений, способствующих образованию ферронов, пленки

получались анион-дефицитными. Проведено комплексное исследование влияния биаксиальных механических напряжений на электрофизические и магнитные свойства тонких пленок  $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$  в широкой области температур. Температурные зависимости магнитного момента образцов выше температуры Кюри (в области температуры, отвечающей парамагнитному состоянию) демонстрируют свойства, допускающие рассматривать их в модели двухфазных магнитных систем типа ферромагнитных капель в парамагнитной матрице.

## Экспериментальные результаты

Напыление пленок  $\text{NdSrMnO}_3$  (NSMO) проводилось с помощью магнетрона постоянного тока при температуре подложки 650°C в газовой смеси аргона плюс 16% кислорода. Давление в камере составляло 1 мТорр. Мишень получена с помощью обычной керамической технологии. Используемые подложки были монокристаллическими:  $\text{SrTiO}_3$  (001) и  $\text{LaAlO}_3$  (100). Исследование химического состава мишени проводилось методом растровой

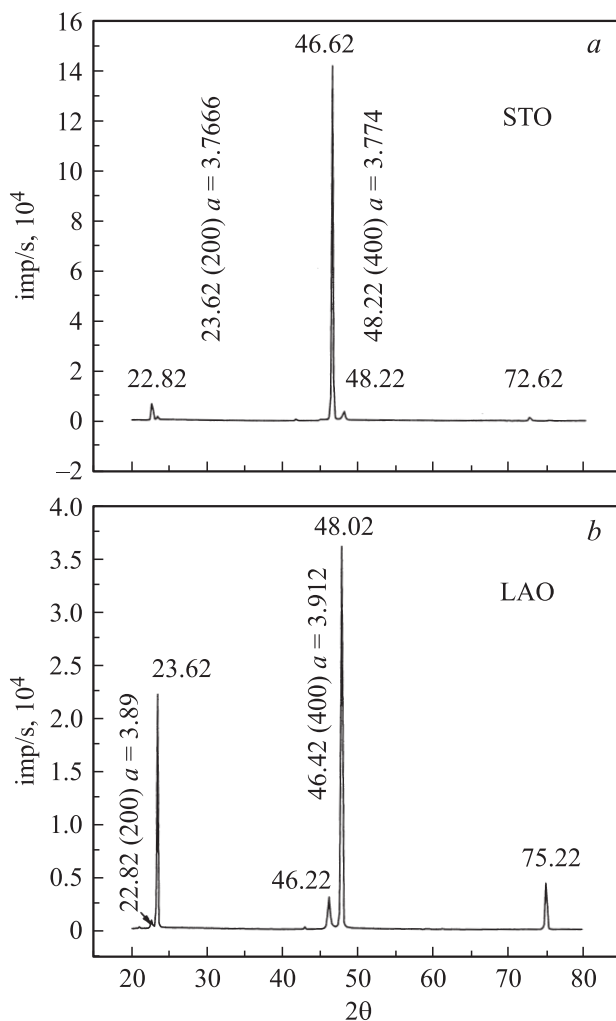
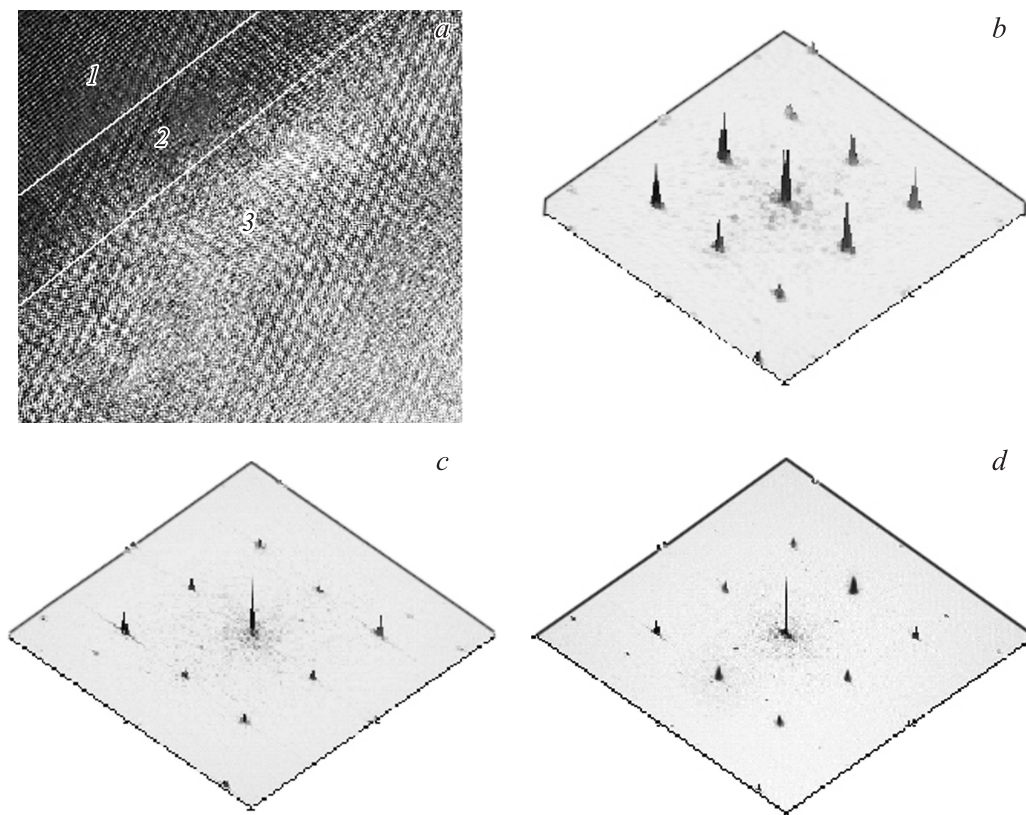


Рис. 1. Дифрактограммы  $\theta-2\theta$  пленок НС-1 (а) и НС-8 (б), полученные в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении.



**Рис. 2.** *a* — снимок поперечного разреза пленки NSMO/LAO, полученный с помощью ЭМБР, *b-d* — FFT преобразование поперечных частей снимка: *b* — подложки; *c* — интерфейса; *d* — самой пленки.

электронной микроскопии с применением микроанализа на микроскопе JSM-6490LV (JEOL, Япония). Оно показало, что химический состав мишени близок к формуле  $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$ . На пленке HC-1 (толщиной  $h = 60$  nm) были проведены исследования с помощью электронной микроскопии высокого разрешения (ЭМБР) на микроскопе Philips CM300UT-FEG с эмиссионной пушкой, работающей при 300 kV. Разрешение микроскопа составляло порядка 0.12 nm.

Поперечные разрезы образцов делались с использованием стандартной методики механической полировки с последующим за ней фрезерованием ионным пучком под скользящим углом. Из полученных данных следует, что пленка HC-1 имеет толщину 60 nm. Рентгеновские спектры получены с помощью дифрактометра ДРОН-3. Магнитные измерения проводились на СКВИД-магнитометре фирмы Quantum Design.

Для изучения температурной зависимости магнитных и электрических свойств NSMO пленок были изготовлены 3 образца. Толщина пленок задавалась временем напыления (30, 60 и 120 min). С учетом данных ЭМБР пленок HC-1 имеет толщину  $h = 60$  nm, HC-2 — 120 nm и HC-3 — 240 nm. Пленки напылялись на подложку  $\text{SrTiO}_3$ . Отжиг пленок осуществлялся в воздушной атмосфере при  $900^\circ\text{C}$  в течение 2 h с последующим медленным охлаждением. При контрольном отжиге специально приготовленной пленки толщиной 100 nm при тех же

условиях, но в течение 6 h, температура максимума зависимости  $R(T)$  равнялась 230 K, т.е. исследованные пленки были действительно анион-дефицитными. Подобную картину наблюдали и в работе [23]. Влияние подложки на магнитные и электрические свойства пленок изучалось на двух пленках NSMO, полученных одновременно напылением на подложки STO (HC-7) и LAO (HC-8). Толщина этих пленок составляла порядка 180 nm. Отжиг этих пленок проводился также в течение 2 h при тех же условиях, что и HC-1–3. На рис. 1 представлены диаграммы  $0-2\theta$  для пленок HC-7 и HC-8. Видно, что наблюдаются только брэгговские пики, подобные ( $h00$ ) для пленки и подложки, т.е. пленки растут по мотиву куб на куб. Это означает, что при осаждении образовалась хорошо с-ориентированная кристаллическая микроструктура. Для пленок на STO пик от пленки лежит в области больших углов, чем пик от подложки, т.е. пленка сжата подложкой.

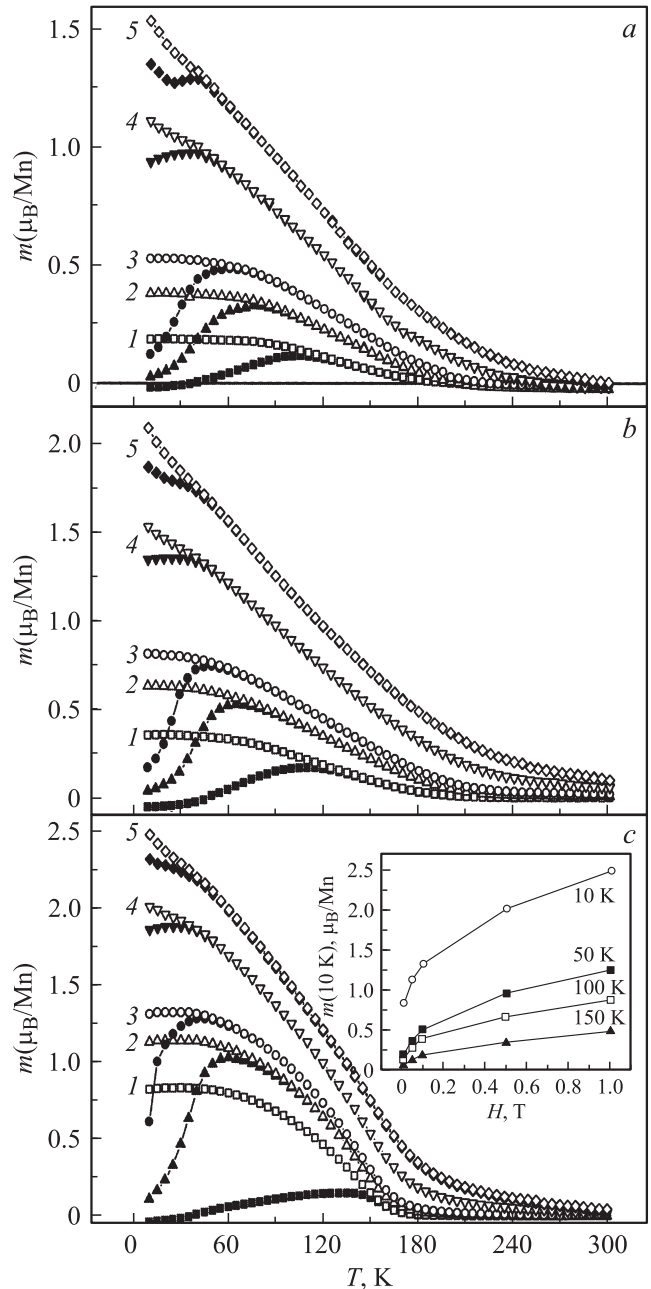
Для мишени параметр  $c = 7.6177 \text{ \AA}$ . В случае роста пленки по мотиву куб на куб этот параметр должен быть в 2 раза больше, чем параметр  $a$  в пленке, т.е. для ненапряженной пленки должен быть равен  $3.808 \text{ \AA}$ . Тогда получается, что параметр  $a$  в пленке на STO уменьшился по сравнению с величиной  $c/2$  мишени на  $0.035 \text{ \AA}$ , т.е. на 0.9%, а в пленке на LAO увеличился на  $0.104 \text{ \AA}$ , т.е. на 2.7%. Данные ЭМБР при малом увеличении показывают отсутствие промежуточного слоя между

пленкой и подложкой в отличие от пленки NSMO, полученной с помощью высокочастотного магнетрона [24], в которой этот слой наблюдался. Часть этой пленки с большим увеличением показана на рис. 2, *a*. Видно, что в подложке наблюдаются четкие ряды атомов. Преобразования Фурье поперечного снимка электронного микроскопа дали в основном пятна, соответствующие орторомбической структуре. На рис. 2, *b-d* представлены данные преобразований Фурье для подложки (*b*), в области интерфейса (*c*) и самой пленки (*d*). Видно, что картины, характерные для кубической симметрии, сохраняются, меняется только интенсивность дифракционных максимумов. Такие картины характерны для совершенной кристаллической структуры. Дополнительные исследования низковолевого магниторезистивного эффекта [25,26] показали, что в наших пленках заметно не наблюдается, что подтверждает монокристалличность наших образцов.

## Результаты и обсуждение

### А. Магнитные и транспортные свойства образцов различной толщины

На рис. 3 представлены температурные зависимости магнитного момента пленок НС-1–3, измеренные при различных внешних магнитных полях и различных режимах. Из рисунка следует: 1) до полей 0.1 Т в области низких температур кривые  $m(T)$  насыщаются, а температура расхождения  $T_b$  кривых ZFC (темные символы) и FC (светлые символы) заметно снижается. Кроме того, расхождение этих кривых наблюдается даже в поле 10 кОе; 2) магнитный момент пленок с увеличением их толщины увеличивается; 3) температура Кюри  $T_C$  мало меняется (см. таблицу) с изменением толщины пленок. Пониженная величина  $T_C$  по сравнению с  $T_C = 250$  К для монокристалла вызвана, вероятно, дефицитом кислорода в наших пленках. Как показано в работе [23], для оптимального насыщения кислородом пленок отжиг необходимо проводить примерно 5–6 ч.  $T_C$  для всех пленок определялась по точке перегиба наиболее крутой части зависимости  $\ln m(T)$ , при этом рассматривались кривые  $m(T)$ , полученные в поле 0.01 Т и в FC-режиме. Согласно магнитной фазовой диаграмме, наши пленки должны претерпевать фазовый переход SE типа при  $T_N$  меньше 150 К. Величина температуры антиферромагнитного перехода  $T_N$  определялась нами как температура максимума ZFC-кривых в поле 0.01 Т. Величины  $T_N$  для всех пленок приведены в таблице. Таким образом, кривая намагниченности при 10 К представляет сумму спонтанного магнитного момента  $m_0$  (см. таблицу) и линейно зависящей от поля величины, что характерно для АФМ-фазы (или парамагнитной фазы при  $T > T_N$ ). Следовательно, исследованные нами пленки можно рассматривать как двухфазные магнитные системы, магнитные свойства которых контролируются



**Рис. 3.** Температурные зависимости магнитного момента пленок НС-1 (*a*), НС-2 (*b*), НС-3 (*c*), полученные в различных внешних магнитных полях: 1 — 0.01; 2 — 0.05; 3 — 0.1; 4 — 0.5; 5 — 1 Т, и в различных режимах измерения: черные символы — ZFC-режим; светлые символы — FC-режим.

конкуренцией между ферромагнитным двойным обменом и АФМ суперобменом.

Удельные сопротивления  $\rho(T)$ , измеренные при  $H = 0$  и  $T = 79–300$  К для пленок НС-1–НС-3, представлены на рис. 4, *a*. Как видно из рисунка, при понижении температуры удельное сопротивление для всех образцов растет по экспоненциальному закону, достигая максимума при  $T = T_m$ . При их дальнейшем охлаждении проводимость имеет металлический характер. С увеличением

Основные характеристики пленок НС-1, НС-2, НС-3, НС-7 и НС-8, а также рассчитанные параметры магнитных и резистивных измерений для всех пленок

Параметр	НС-1	НС-2	НС-3	НС-7	НС-8
$h$ , nm	60	120	240	180	180
$T_C$ , К	180	205	200	165	185
$T_N$ , К	105	110	135	92	120
$m_s$ , $10^{-16}\mu_B$	4	11.3	26.7	24.6	13
$\mu_{\text{эф}}$ , $10^{-4}\mu_B$	8.24	9.33	11.5	5.43	7.32
$H = 0.01$ Т					
$\mu_{\text{эф}}$ , $10^{-2}\mu_B$	5.6	4.8	4.5	5.3	5.5
$H = 1$ Т					
$(T_1 - T_2)$ , К	55–167	71–192	71–192	55–192	55–192
$T_D$ , К	190	190	167	1250	284
$d$ , nm	2.53	2.4	2.42	2.5	2.53
$H = 1$ Т					
$T_{\text{max}}$	91	117	125	116	123
$T_0$ , $10^{-4}$ К	3.7	2.4	4.67	2.96	2.35
$\xi$ , nm	1.26	1.95	1	1.58	2
Диапазон подгонки, К	285–150	285–182	285–160	285–176	285–198
$\rho(T_m)/\rho(300)$	770	47	864	950	23

толщины пленки сопротивление пленок падает непропорционально их толщине. Отношения  $\rho(T_m)/\rho(300\text{ К})$  для всех трех пленок даны в таблице.

## Б. Магнитные и транспортные свойства пленок, выращенных на различных подложках

Пленки НС-7 на подложке STO и НС-8 на LAO получены при одновременном напылении в течение 1.5 h. Зависимости  $\rho(T)$  для этих пленок приведены на рис. 5. Они похожи на аналогичные зависимости предыдущей серии. Отметим, что величина  $\rho$  у пленки НС-7 значительно больше, чем для НС-8, а температура  $T_m$

меньше. Эти отличия можно объяснить различием интенсивности и знаком решеточных деформаций в этих пленках. На рис. 6 показаны температурные зависимости магнитного момента этих пленок. Они также похожи на аналогичные зависимости предыдущих пленок, за исключением высокотемпературной части. В этих пленках спонтанный магнитный момент  $m_0$  (полученный экстраполяцией из больших полей к нулевому полю зависимости  $m(H)$  при 300 К) имеет значительную величину в отличие от нулевого значения для пленок НС-1–НС-3. По сравнению с предыдущими пленками эти пленки имеют пониженные значения  $T_C$  и  $T_N$ .

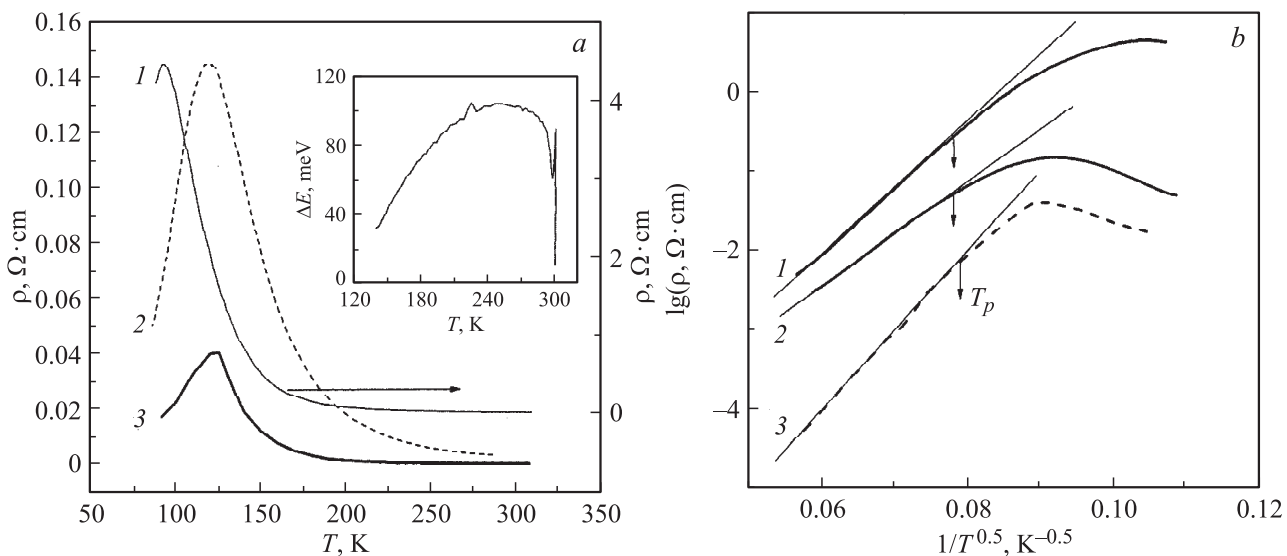
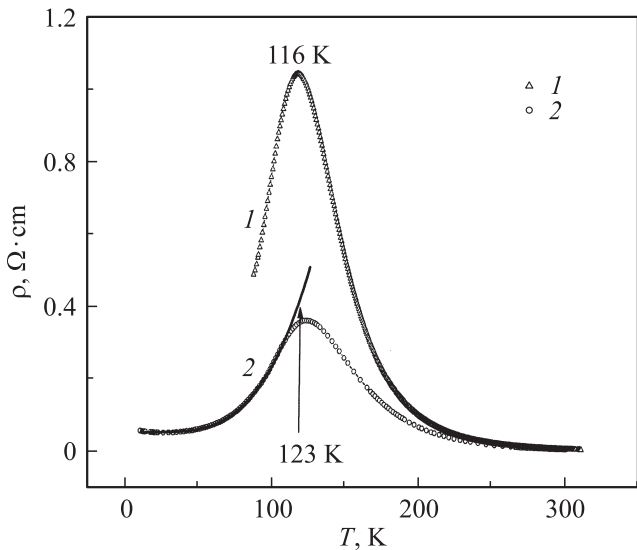


Рис. 4. *a* — температурные зависимости электросопротивления пленок НС-1 (1), НС-2 (2), НС-3 (3). *b* — зависимость  $\lg(\rho(T^{-1/2}))$  для пленок НС-1–3. Прямые линии указывают температурный диапазон, удовлетворяющий уравнению (5).



**Рис. 5.** Температурные зависимости электросопротивления пленок НС-7 (1) и НС-8 (2). Сплошная линия — подгонка зависимости  $\rho(T)$  формулой (7) с параметрами  $A = 2.1 \cdot 10^{-10}$ ,  $B = 18$  и  $\hbar\omega/2k_B = 393$  К.

### Обсуждение результатов

Как указывалось выше, наши пленки можно рассматривать как двухфазные магнитные системы. Перовскитовые манганиты с дырочной проводимостью принадлежат к сильно расслоенным системам и имеют тенденцию к фазовой сегрегации, включая и магнитную [24]. Обе магнитные фазы сегрегированы на ферромагнитные (ФМ) и антиферромагнитные (АФМ) кластеры и существуют при  $T < T_N$  [25]. Модель фазового расслоения [26] допускает существование автолокализованных состояний электронов проводимости типа ферромагнитных капель и при  $T > T_C$ . Имеется большое сходство в магнитном поведении между фазово-расслоенными манганитами и гранулярными металлами [27,28]. Главным доказательством магнитной кластеризации является расщепление кривых  $m(T)$  в режимах ZFC и FC, которое наблюдается для всех исследованных пленок при некоторой температуре  $T_B$ . Это явление трактуется как состояние кластерного стекла и спин-стеклообразной фазы [29]. На рис. 7 показаны полевые зависимости  $T_B$ , полученные для пленок НС-1–НС-3 при  $T = 10$  К. Все пленки показали сильную зависимость  $T_B$ , пропорциональную  $1/H$ .

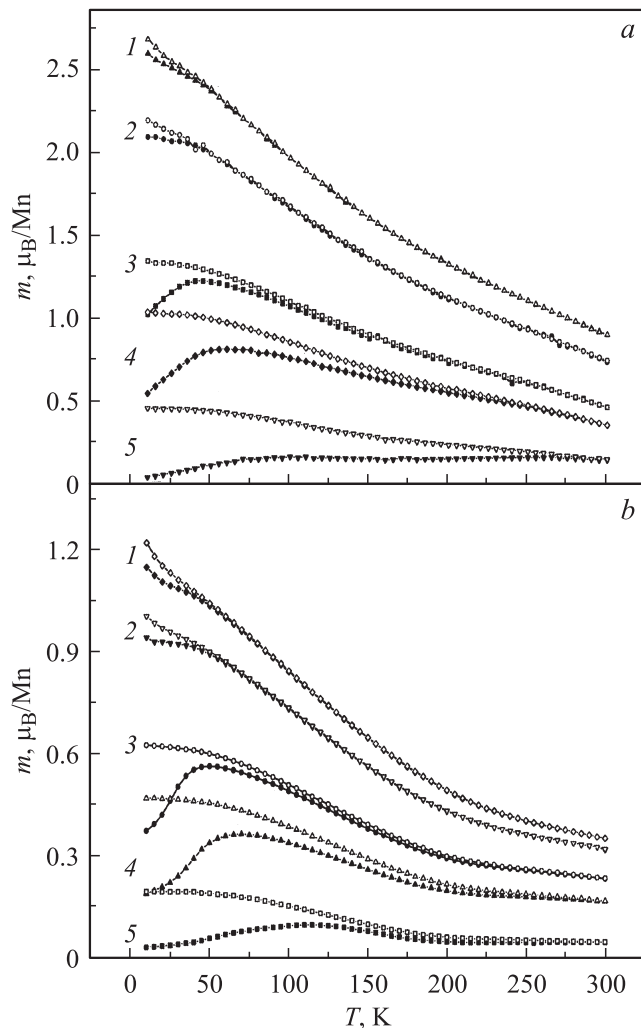
Согласно классической модели спинового стекла, поведение  $T_B(H)$  описывается линией необратимости Альмейда–Таулесса для  $M(T)$  ZFC–FC:

$$T_B(H) = T_B(0) \left( 1 - \frac{3}{4} H^2 J^2 \right)^{1/3}, \quad (1)$$

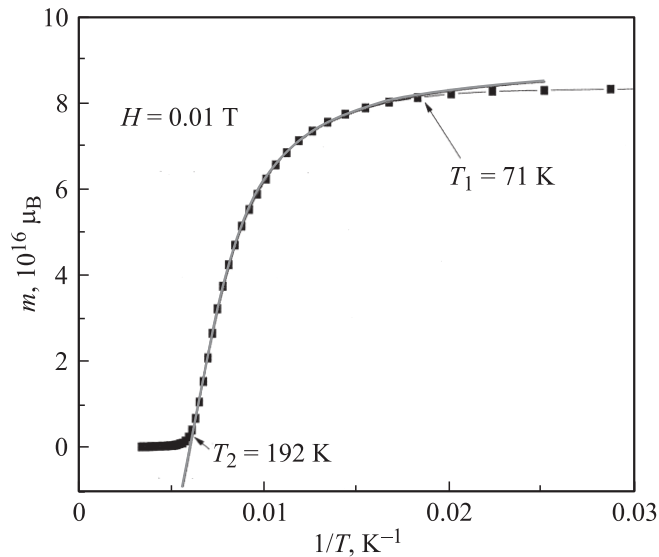
где  $J$  — обменный интеграл, равный  $3k_B T_C / [2zS(S+1)]$ . Здесь  $z = 6$  — число ближайших атомов для случая кубической элементарной ячейки,  $S = 1.75$  — величина спина (среднее значение от  $S = 2$  и  $S = 3/2$  для

ионов  $Mn^{4+}$  и  $Mn^{3+}$  соответственно). Используя значение  $T_C = 200$  К, мы получили теоретическую кривую, которая показывает намного более слабую зависимость  $T_B(H)$ , чем экспериментальная кривая. Альтернативная модель кластерного стекла (или капель) [30], подразумевающая полевую зависимость магнитной корреляции, предсказывает сильный рост  $T_B$  с увеличением поля, что противоречит нашим результатам.

С другой стороны, состояние фазовой сегрегации можно рассматривать как ансамбль суперпарамагнитных (СПМ) частиц в парамагнитной или антиферромагнитной матрице. В этом случае  $T_B$  можно идентифицировать как температуру блокировки, определяемую как  $k_B T_B = KV_{spm}$  [31], выше которой магнитные моменты СПМ частиц движутся свободно благодаря тепловым флуктуациям, тогда как при  $T > T_B$  они переходят в заблокированное состояние. Здесь  $KV_{spm}$  — энергетический барьер между двумя направлениями магнитного момента в простой СПМ частице — вдоль и против



**Рис. 6.** Температурные зависимости магнитного момента пленок НС-7 (а) и НС-8 (б), полученные в различных внешних магнитных полях: 1 — 0.01; 2 — 0.05; 3 — 0.1; 4 — 0.5; 5 — 1 Т и в различных режимах измерения: черные символы — ZFC-режим; светлые символы — FC-режим.



**Рис. 7.** Пример подгонки зависимости  $m(T)$  в поле 0.01 Т для пленки NS-3.

внешнего магнитного поля,  $K$  — константа магнитной анизотропии,  $V_{\text{spm}}$  — объем СПМ частицы. Для невзаимодействующих СПМ частиц зависимость  $T_B(H)$  можно выразить [32,33] как

$$T_B(H) = T_B(0) \left( 1 - \frac{H}{H_0} \right)^2, \quad (2)$$

где  $T_B(0)$  — температура блокирования в отсутствие магнитного поля,  $H_0 = 2K/\mu_0 m_s$ ,  $m_s$  — магнитный момент насыщения,  $K$  — константа магнитной анизотропии порядка  $8.4 \cdot 10^2 \text{ J/m}^2$  (для пленки Nd<sub>0.5</sub>Sr<sub>0.5</sub>MnO<sub>3</sub> [24],  $m_s = 3.5 \mu_B$ ). Теоретическая кривая, построенная с вышеприведенными параметрами, также не ложится на экспериментальные точки.

Модель взаимодействующих СПМ частиц [31,34,35] была применена нами для анализа СПМ материалов, в которой учитывалось сильное дипольное взаимодействие между СПМ частицами (каплями). В гранулярных системах локальное дипольное поле увеличивает беспорядок магнитных моментов. Вследствие этого оказалось удобно изображать влияние дипольных магнитных взаимодействий путем модификации температуры, появляющейся в знаменателе аргумента функции Ланжевена ( $L$ ):  $T \rightarrow T + T_d$ , где  $T_d = \alpha m_s^2 / k_B N$  — „дипольная температура“. Здесь  $\alpha$  — константа пропорциональности, полученная из суммирования всех вкладов дипольной энергии, причем ее величина находится между единицей и несколькими десятками [28],  $N$  — в нашем случае число ионов Mn на объем ячейки и равно единице. Учитывая, что  $\mu \propto V_{\text{spm}}$  и  $T_B$ , можно записать

$$T_B(H) = \frac{T_B(0)}{1 + \alpha m_s^2 / k_B T}. \quad (3)$$

Величины  $m_s$ ,  $\mu_{\text{eff}}$  и  $T_d$  извлекались из модифицированной функции Ланжевена [31]

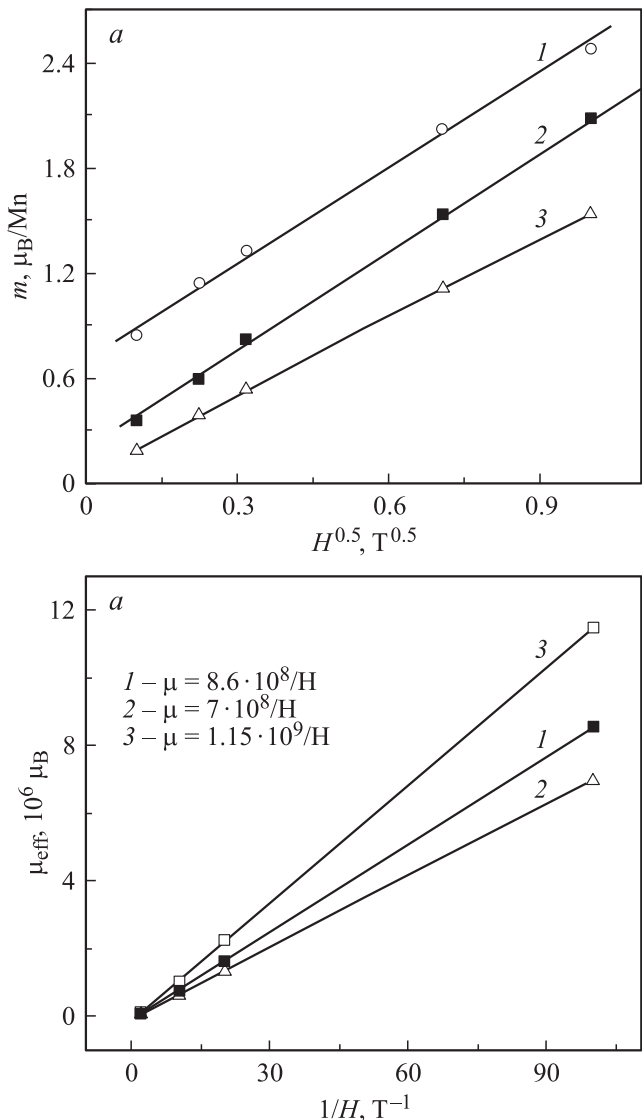
$$m(T) = m_s L \left[ \frac{\mu_{\text{eff}} H}{k_B (T + T_d)} \right], \quad (4)$$

в которой подгонялись экспериментальные кривые  $m(T, H)$  для всех трех пленок. Пример подгонки дан на рис. 7. Здесь же показаны температуры  $T_1$  и  $T_2$ , ограничивающие диапазон, где выполняется совпадение теоретической и экспериментальной кривых. На рис. 8, а показано, что зависимости  $m_s(H)$  хорошо описываются универсальной функцией  $m_s(H) = AH^{1/2}$ , где  $A$  изменяется от 1.9 до  $1.5 \mu_B/\text{Mn}T^{0.5}$ . Поэтому уравнение (3) можно преобразовать так:  $T_B(H) = T_B(0)/(1 + bH)$ , где  $b = \alpha A^2 / k_B T$ .

На рис. 9 показано, что теоретическая кривая с параметрами подгонки  $T_B(0) = 135 \text{ K}$  и  $b = 37T^{-1}$  хорошо совпадает с экспериментальными данными. Следовательно, пленки NSMO/STO можно рассматривать скорее как взаимодействующие СПМ системы, чем классические спиновые стекла или СПМ кластеры ланжевеновского типа.

Пример подгонки формулой (3) кривой  $m(T)$ , полученной при  $H = 0.01 \text{ T}$ , для пленки NS-3 приведен на рис. 7. При низких температурах теоретическая кривая (4) довольно хорошо ложится на экспериментальные точки вплоть до некоторой температуры  $T_1$ . Диапазон подгонки  $m(T)$  в поле 0.01 Т для всех пленок указан в таблице. С увеличением поля диапазон подгонки сокращается. Это, вероятно, связано с тем, что либо при низких температурах по крайней мере часть ферромагнитных капель сливается, образуя перколяционную цепочку протекания тока, либо в области низких температур изменяются параметры  $\mu_{\text{eff}}$  и  $T_d$  в функции Ланжевена. В результате подгонки всех кривых  $m(T)$  при различных  $H$  получены параметры  $m_s$ ,  $\mu_{\text{eff}}$  и  $T_d$ . Неожиданно оказалось, что  $\mu_{\text{eff}}$  сильно зависит от поля ( $\mu_{\text{eff}} \propto 1/H$ ) (рис. 8, б), т.е. заметно уменьшается с увеличением поля. Зная величину  $\mu_{\text{eff}}$ , можно вычислить количество элементарных ячеек, входящих в ФМ каплю, и ее диаметр  $d$  (см. таблицу). Он изменяется от 15 нм при  $H = 0.01 \text{ T}$  до примерно 2.5 нм в поле 1 Т. Согласно [36], такое расслоение возможно при достаточной разряженности электрического заряда внутри капли так, чтобы кулоновская энергия взаимодействия была слаба. В работах [37,38] также наблюдались ФМ капли размером 10–100 нм. В работе [39] по результатам магнитных измерений монокристалла системы LaCaMnO<sub>3</sub> были оценены размеры капель, которые имели диаметр порядка 15 нм, т.е. такой же, как и у нас. Разрушение ФМ капель с увеличением внешнего магнитного поля отмечалось и в работе [40]. Уменьшение размера капель с увеличением поля говорит о том, что их размер в отличие от классического ансамбля СПМ частиц не жестко связан с какими-то кластерами, а контролируется внешним полем.

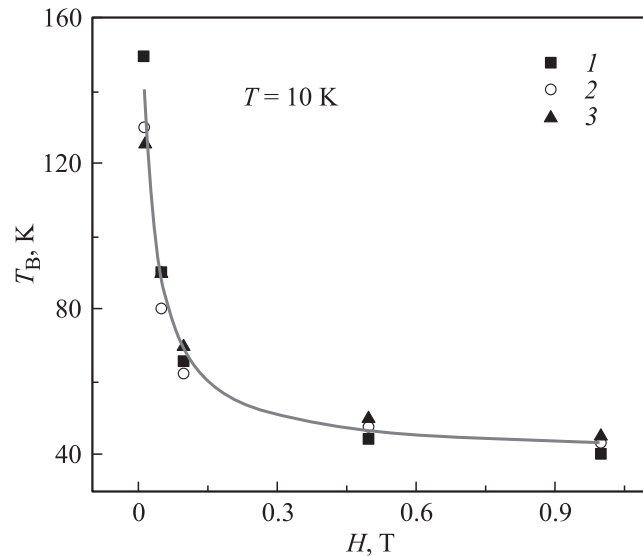
В общем случае энергия капель контролируется энергией дипольного взаимодействия  $E_d = T_d k_B$  [28] между



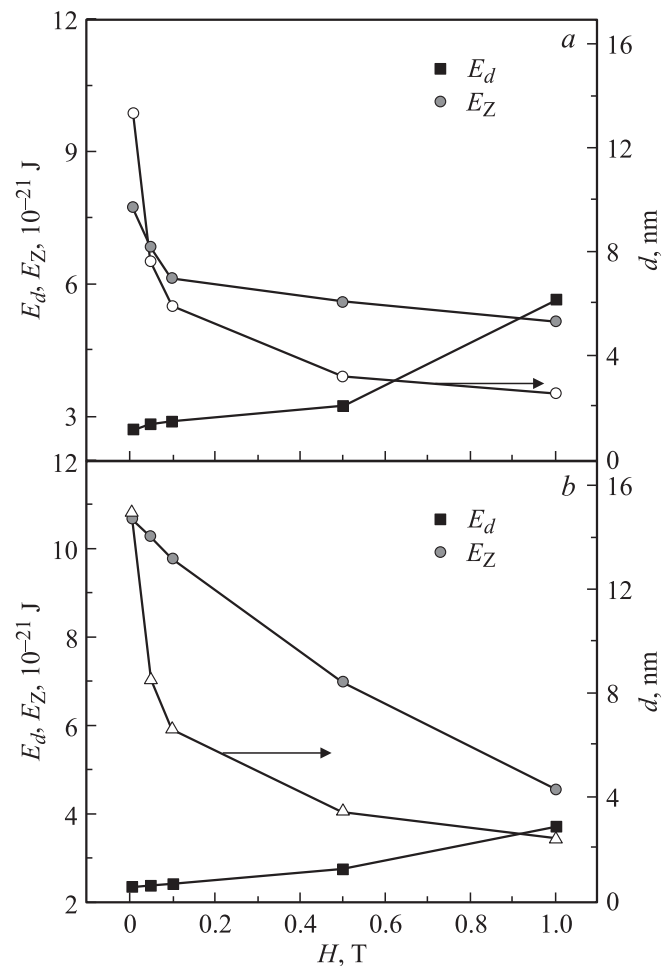
**Рис. 8.** *a* — зависимости  $m_s(H)^{0.5}$  для пленок НС-1 (1), НС-2 (2) и НС-3 (3) при  $T = 10\text{ К}$ . *b* — зависимости магнитного момента  $\mu_{\text{eff}}(1/H)$  для пленок НС-1 (1), НС-2 (2) и НС-3 (3) при  $T = 10\text{ К}$ .

каплями, стремящейся выстроить магнитные моменты антипараллельно, и магнитной (зеemanовской) энергией  $E_Z = \mu H$ , которая стремится выстроить магнитные моменты по полю. Мы оценили их величину при различных внешних магнитных полях, используя результаты подгонки наших экспериментальных кривых (см. рис. 10).

Как видно из рис. 10,  $E_d$  растет с увеличением поля, а  $E_Z$  уменьшается, причем наиболее быстрое падение размера ФМ капель наблюдается при низких полях, где магнитная энергия почти на порядок больше, чем дипольная. Отсюда можно сделать вывод, что именно магнитной энергией определяется размер капель шарообразной формы в области полей до 0.1 Т. Теперь оценим расстояния  $S$  между каплями по формуле  $\langle S \rangle = (4x/3)^{1/3} \langle R_k \rangle$  [28]. Здесь  $x = 0.48$  — концентрация доноров (ионов Sr), а  $R_k$  — радиус кластера. Коэффи-



**Рис. 9.** Экспериментальные зависимости температуры расхождения кривых ZFC и FC ( $T_B$ ) от внешнего магнитного поля для пленок НС-1 (1), НС-2 (2) и НС-3 (3). Сплошная линия — результат подгонки функцией  $T_B(H) = T_B(0)(1 + bH)$ .



**Рис. 10.** Зависимости дипольной  $E_d$  и зеemanовской  $E_Z$  энергий взаимодействия, а также диаметра ферромагнитных капель  $d$  от магнитного поля для пленок НС-1 (а) и НС-3 (б).



циент при  $\langle R_k \rangle$  оказался равным 1.03, т.е. расстояние между каплями практически равно их диаметру.  $S$  получилось достаточно большим при  $H = 0.01$  Т, чтобы считать, что ФМ капли взаимодействуют друг с другом. Однако необходимо учесть, что существует сильная анизотропия формы образцов и тот факт, что магнитные измерения проводились при  $H$ , параллельном плоскости пленок. В [36] показано, что эллипсоидальная форма капль энергетически более выгодна, чем шарообразная. По-видимому, в пленках разница радиусов  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$  в эллипсоиде большая, в результате чего капли такой формы вытянуты вдоль пленки и имеют значительно меньшее расстояние между собой, чем между каплями шарообразной формы. В этом случае дипольная энергия сильно возрастет, что будет способствовать распаду ФМ капль на более мелкие. Нужно дальнейшее изучение явления уменьшения размера ФМ капль с увеличением поля, в том числе с помощью численного моделирования этого процесса, а также исследования с помощью малоугловой нейтральной спектроскопии.

Зная  $m_s$  при  $H = 1$  Т и 10 К в каждой из пленок, а также полагая, что насыщенное состояние их равно  $3.5 \mu_B/\text{Mn}$ , было определено максимальное процентное содержание ФМ фазы в них как отношение  $(m_{SM}(\mu_B/\text{Mn}))/ (3.5\mu_B/\text{Mn})$ , которое оказалось равным для НС-1 — 46%; НС-2 — 63%; НС-3 — 71%, т.е. с увеличением толщины пленок растет и процент содержания в них величины ФМ фазы при понижении температуры и перехода через точку Кюри.

Как видим из рис. 4, а, электросопротивление наших пленок при  $T$  выше  $T_m$  носит активационный характер —  $\rho$  пропорционально  $\exp(\Delta E_p/k_B T)$ . Здесь  $\Delta E_p$  — энергия активации проводимости, которая зависит от температуры и уменьшается с ее падением (см. вставку на рис. 4, а). Значение  $\Delta E$  получено дифференцированием экспериментального значения  $d\rho(T)/dT$  [5]. На рис. 4, б показана зависимость  $\lg \rho \propto T^{-1/2}$ . Такая линейная зависимость в гранулярных металлах объясняется [41] тунелированием (перескоком) носителей с изменяющимися от температуры расстоянием между каплями. Видно, что в довольно широком диапазоне температур эта зависимость неплохо описывается законом проводимости Шкловского–Эфроса [42,43]:

$$\rho(T) = \rho_1 \exp \left[ \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \right], \quad (5)$$

где  $T_0 = 2.8e^2/4\pi k_B \epsilon R_k$ ,  $e$  — заряд электрона,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $R_k$  — размер локализованного состояния кластера (феррона). Такой вид проводимости объясняется прыжками между спиновыми поляронами в неупорядоченной среде и возникновением щели Шкловского–Эфроса.

Подгоняя линейную часть кривых, представленных на рис. 4, б, получили значения  $T_0$ , из которых были извлечены значения  $R_k$  (см. таблицу). Из таблицы видно,

что значения  $R_k$  значительно меньше  $d/2$ , полученных из магнитных измерений. Эти данные существенно отличаются от данных работы [39], в которой указывается, что размеры капль, полученные из магнитных и резистивных измерений  $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ , близки.

Считается [44], что магнитосопротивление в фазово-расслоенных системах определяется размером кластеров: магнитное поле увеличивает размер капль, что приводит к уменьшению сопротивления. Однако из наших данных следует, что с увеличением поля до 1 Т размер капль падает до величины, близкой к  $R_k$ , определенной из измерений сопротивления. В то же время магниторезистивный эффект в наших пленках (здесь не рассматривается) достигает 40% в поле 0.5 Т, т.е. поле существенно влияет на проводимость пленок, особенно тонких, однако поле не увеличило размер капль, а уменьшило.

Из всего вышесказанного можно сделать следующее предположение. В манганитах поляроны в парамагнитной области могут образовываться вследствие сильной электрон-фононной связи, происходящей из-за янтеллеровского искажения решетки [45]. Взаимодействие носителя заряда со спинами ближайших ионов понижает энергию при параллельной ориентации их моментов, создавая вокруг носителя заряда ферромагнитную область — магнитный полярон. Такое автолокализованное состояние может создаваться как в антиферромагнитной матрице [26], так и в парамагнитной [3,42,46]. Вследствие этого может образоваться феррон размером порядка 1–2 нм [4]. Такие ферроны из-за перекрытия волновых функций (хвостов зоны проводимости) могут объединяться в более крупные образования — ФМ капли. Размер капли определен балансом магнитной, дипольной, упругой [47,48] (вероятно, и энергии локализации электрона — аналога сухого трения) энергий взаимодействия между ферронами, входящими в каплю. Возможно, некоторая часть ферронов в большой капле имеет направление магнитного момента, противоположное большому, тем самым обеспечивая минимизацию общей энергии капли.

Заметим, что диапазон фитирования кривых магнитного момента пленок функцией Ланжевена простирается от температур ниже азотной до примерно  $T_C$ . В этом диапазоне температурный ход сопротивления пленок меняется от металлоподобного при  $T < T_m$  до полупроводникового  $T > T_m$ .

Считается, что с понижением температуры размер ФМ капль растет из-за усиления ферромагнитного обмена, затем часть из них сливается, образуя перколяционную цепочку, что приводит к металлической проводимости при низких температурах [44]. Однако в работе [35] было показано, что при понижении температуры размер капль в пленках уменьшается. Связь магнитного момента  $\mu_{\text{eff}}$  для взаимодействующих капль, найденного путем подгонки экспериментальных кривых функцией (4) с  $\mu$  для невзаимодействующих капль, описываемых стандартной функцией Ланжевена, дается

уравнением [35]

$$\mu_{\text{eff}} = \mu \left( \frac{T}{T + T_d} \right). \quad (6)$$

Согласно этому эмпирическому уравнению, величина  $\mu_{\text{eff}}$  стремится к  $\mu$  при высоких температурах и быстро падает с уменьшением  $T$ , что согласуется с их экспериментом.

В основу движения поляронов положен процесс „согласования уровней“ [49,50]. Скачок электрона на соседний узел (в соседнюю поляронную яму) реализуется при согласовании энергетических уровней этих ям. Такое согласование обязательно, так как поляронные квантовые уровни — это не одноэлектронные уровни в фиксированных потенциальных ямах, а уровни колебательно-электронной (магнитной и спиновой) системы. В [51,52] показано, что при низких температурах удельное сопротивление дается уравнением

$$\rho(T) - \rho_0 = AT^{4.5} + \frac{B\omega}{\sin h^2(\hbar\omega/2k_B T)}. \quad (7)$$

Здесь первый член возникает из двухмагнетонного рассеяния, второй — из-за движения когерентных поляронов, включая релаксацию, обусловленную мягкой оптической фононной модой, прямо связанной с носителями. Измерения сопротивления до гелиевых температур проводились только на пленке НС-8. Фитинг зависимости  $\rho(T)$  при низких температурах уравнением (6) показал хорошее совпадение экспериментальной и теоретической кривых (см. рис. 5) при следующих параметрах:  $A = 2.1 \cdot 10^{-10}$ ,  $\omega = 9.8 \text{ meV}$ . О том, что поведение  $\rho(T)$  носит не металлический, а металлоподобный характер, говорит довольно значительная величина  $\rho$  при гелиевых температурах, равная  $0.05 \Omega \cdot \text{cm}$ , т. е. проводимость обеспечивается не свободными электронами, а носит поляронный характер. Такое поведение при низких температурах характерно для узкозонных манганитов [53,54]. При повышении температуры средняя длина пробега резко уменьшается, так что картина когерентного движения разрушается. Локализованное движение носителей в этом случае становится более свободным, приводя к активационному закону описания их движения. Переход от когерентного к локализованному движению характеризуется максимумом на кривой сопротивления [55]. Уменьшение расстояния между каплями наряду с уменьшением самих капель понижает потенциальный барьер и облегчает перескок носителей с капли на каплю.

Итак, возникает противоречие: с одной стороны, достаточно много работ, в которых указывается на рост ФМ капель с увеличением внешнего магнитного поля и понижением температуры, объясняя этим и магниторезистивный эффект, и переход от прыжковой проводимости к металлоподобной с понижением температуры. С другой стороны, есть наши эксперименты и [40], которые показывают обратную картину. Разница в том, что в первом случае растет длина хорошо проводящего

элемента протекательной цепочки, а плохо проводящий остается практически постоянным. В результате общее сопротивление цепочки уменьшается. Во втором случае с увеличением поля размер хорошо проводящих элементов уменьшается, но количество их увеличивается. При этом размер плохо проводящих элементов также сильно уменьшается (уменьшается потенциальный барьер для прыжка), в результате чего их проводимость должна также возрасти по сравнению с более длинными элементами. В результате сопротивление цепочки также уменьшается. Таким образом, оба варианта приводят к одному и тому же результату. Нужны дополнительные исследования для выяснения, какая из этих схем более эффективна. На наш взгляд, первый вариант реализуется в случае разряженной решетки капель, второй — в случае их большой концентрации, т. е. взаимодействующих ферромагнитных капель. Для этого желательно присутствие достаточного количества ионов  $\text{Mn}^{4+}$  для образования локальной проводимости и локальных искажений решетки — источника образования малых ФМ капель. В слоях с монокристаллической структурой существуют  $\text{Mn-O-Mn}$  плоскости, содержащие как непроводящие, так и проводящие  $\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{3+}$  цепочки с различной длиной связей, являющиеся сами источником локальных внутренних напряжений, которые приводят в конечном итоге к изменению локальной структуры и образованию кластеров (капель). Такие условия легче осуществить в пленках потому, что капли начинают формироваться в процессе роста пленок [7,56,57]. В пленках локальная микроструктура кластеров определяется главными факторами — температурой роста и типом подложки [58,59], а фазовый состав — эффективностью взаимодействия электронной и магнитной подсистем.

Большой интерес вызывает температурное поведение магнитного момента пленок НС-7 и НС-8, полученных на подложках STO и LAO соответственно. Во-первых,  $T_C$  и  $T_N$  у них оказались заметно ниже, чем в пленках НС-3 и НС-2, а во-вторых, в них наблюдался довольно большой спонтанный магнитный момент  $m_0 = 0.52 \mu_B/\text{Mn}$  для NSMO/STO и  $0.28 \mu_B/\text{Mn}$  для NSMO/LAO при  $T$  выше  $T_C$ , вплоть до комнатных температур. Он определялся путем экстраполяции прямого участка зависимости  $m(H)$  при  $T = 292 \text{ K}$  к нулевому полю. Параметры напыления и отжига не менялись, поэтому выше упомянутые особенности требовали объяснения. Перепроверка элементного состава мишени в области „пояска“, с которого и ведется напыление, с помощью растрового микроскопа JSM, установила наличие дефицита ионов Sr в пояске мишени, т. е. при напылении Sr летит быстрее, чем Nd. Если первые три образца были напылены с только что изготовленной мишени и соотношение ионов Nd и Sr соответствовало формуле  $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$ , то в пленках НС-7 и НС-8 перераспределение вакансий в подрешетках А и В уже оказалось другим, что отразилось на их магнитных характеристиках [60–62], в частности на  $T_C$  и  $T_N$ , которые оказались в пленке НС-7 намного ниже, чем в пленках НС-2 и НС-3 (см. таблицу), т. е. в НС-7 понизился и кислородный индекс.

Основное влияние стресса, вызванного напряжениями на границе пленка-подложка, сказалось в следующем: 1) понизились температуры  $T_C$  и  $T_N$ , причем в пленке на STO гораздо сильнее, чем на LAO; 2) спонтанный магнитный момент при высоких температурах и максимальный магнитный момент  $m_s$  при 10 К и  $H = 1$  Т в пленке на STO оказался почти в 2 раза выше, чем на LAO. В то же время  $\mu_{\text{eff}}$  в пленке на LAO значительно выше, чем в пленке на STO. Остальные параметры близки по своим значениям (см. таблицу).

Поведение  $\rho(T)$  пленок НС-7 и НС-8 при  $T > 78$  К похоже на аналогичное поведение для пленок НС-1–НС-3 (см. таблицу).

## Заключение

Проведено исследование магнитных и транспортных свойств разнотолщинных катион-анион-дефицитных пленок Nd<sub>0.52</sub>Sr<sub>0.48</sub>MnO<sub>3</sub> системы. Результаты интерпретируются с точки зрения поляронной и капельной моделей. Показано, что с увеличением толщины пленок их магнитный момент увеличивается, увеличивается и процентное содержание ферромагнитной фазы в них, а  $T_m$  сдвигается в область более высоких температур, что согласуется с результатами [18]. Хотя и наблюдается тенденция к насыщению магнитного момента с увеличением толщины пленки, однако оно не наступает и при  $h = 240$  nm в отличие от наблюдаемого в [20] насыщения. Сопротивление пленок уменьшалось с увеличением их толщины, а температура максимального его значения смещалась в область высоких температур. Температурный ход  $\rho(T)$  во всех пленках описывается поляронным механизмом. Из анализа данных полевой зависимости температуры расхождения кривых магнитного момента пленок  $m(H)T_b$  видно, что возникающие в них в результате фазового расслоения ферромагнитные капли взаимодействуют друг с другом. Максимальная их величина отмечена в самых низких полях, при которых проводились измерения, и заметно уменьшалась с увеличением поля. Одновременно уменьшалось и расстояние между каплями. Противоречие между нашими данными и данными других авторов (увеличение размера капель с увеличением поля) является кажущимся, так как оба явления приводят к одному и тому же результату — уменьшению сопротивления пленки с увеличением приложенного внешнего поля. Отмечено, что при магнетронном напылении в мишени с течением времени образуется дефицит Sr, что приводит к перераспределению катион-анионных вакансий в пленке, в результате чего температура Кюри  $T_C$  снижается. Пленка, напыленная на подложку STO и сжатая ею на 0.9%, имела  $T_C$  величину спонтанного магнитного момента при комнатной температуре и максимальный магнитный момент при 10 К в поле 1 Т заметно больше, чем пленка на LAO, которая растянула постоянную решетки на 2.7%.

## Список литературы

- [1] Kusters R.M., Singleton J., Keen D.A., Greevy M.C., Hayes W. // *Physica B*. 1989. Vol. 155. P. 362.
- [2] De Teresa J.M., Ibarra M.R., Algarabel P.A., Ritter C., Margulna C., Arnold Z. // *Nature*. 1997. Vol. 386. P. 256.
- [3] Кривоглаз М.А. // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 2230; Кривоглаз М.А. // УФН. 1973. Т. 111. С. 617.
- [4] Солин Н.И., Машкауцан В.В., Королев А.В., Лошкарева Н.Н., Пинсард Л. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 275.
- [5] Солин Н.И., Наумов С.В., Арбузова Т.И., Костромитина Н.В., Иванченко М.В., Саранин А.А., Чеботаев Н.М. // ФТТ. 2008. Т. 50. С. 1831.
- [6] Солин Н.И., Наумов С.В., Чеботаев Н.М., Королев А.В. // ФТТ. 2009. Т. 52. С. 269.
- [7] Хагаев Э.Л. // УФН. 1996. Т. 166. С. 833.
- [8] Dagotto E. // *New J. Phys.* 2005. Vol. 7. P. 67.
- [9] Ping Sheng, Abeles B., Arie Y. // *Phys. Rev. Lett.* 1973. Vol. 31. P. 44.
- [10] Мейлихов Е.З. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 1484.
- [11] Xiong G.C., Li Q., Ju H.L., Greene R.L., Venkatesan T. // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 66. P. 1689.
- [12] Martin M.C., Shirane G., Endo Y. // *Phys. Rev. B*. 1996. Vol. 53. P. 14285.
- [13] Wang H.S., Li Q. // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 73. P. 2360.
- [14] Sun J.Z., Abraham D.W., Rao R.A., Eom C.B. // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 74. P. 3017.
- [15] Бойков Ю.А., Клаесон Т. // ФТТ. 2005. Т. 47. С. 274; Бойков Ю.А., Данилов В.А. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. С. 73.
- [16] Овсянников Г.А., Петржик А.М., Борисенко И.В., Климов А.А., Игнатов Ю.А., Демидов В.В., Никитов С.А. // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. С. 56.
- [17] Prokhorov V.G., Komashko V.A., Svetchnikov V.L., Lee Y.P., Park J.S. // *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 69. P. 014403.
- [18] Barman A., Koren G. // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77. P. 1674.
- [19] Neupane K.P., Neumeier J.J., Cohn J.L. // *J. Appl. Phys.* 2009. Vol. 106. P. 123904.
- [20] Prellier W., Biswas Amlan, Rajeswari M., Venkatesan T., Greene R.L. // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 75. P. 397.
- [21] Дунаевский С.М. // ФТТ. 2004. Т. 46. С. 193.
- [22] Qian Q., Tyson T.A., Kao C.-C., Prellier W., Bai J., Biswas A., Greene R.L. // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 63. P. 224424.
- [23] Варюхин В.Н., Медведев Ю.В., Николаенко Ю.М., Мухин А.Б., Беляев Б.В., Грецих В.А., Жихарев И.В., Кара-Мурза С.В., Корчигова Н.В., Тухий А.А. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 20. С. 19.
- [24] Dagotto E., Hotta T., Moreo A. // *Phys. Rep.* 2001. Vol. 344. P. 1.
- [25] Shklyarevsky I.O., Shvedun M.Yu., Gnatchenko S.L., van Bentum P.J.M., Cristanen P.C., Zhao Guo-Meng, Kang D.J., Prellier W., Rajeswari M., Keller H., van Katsan T., Green R.L. // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 63. P. 060402.
- [26] Хагаев Э.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. С. 484.
- [27] Sheng B., Abeles B. // *Phys. Rev. Lett.* 1972. Vol. 28. P. 34; Fratini S., Ciuchi S. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91. P. 256403.
- [28] Allia P., Coisson M., Tiberto P., Knobel M., Novak M.A., Munes W.C. // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 64. P. 144420; Maan J.C., Kamenev K.V. // *Low Temp Phys.* 2001. Vol. 27. P. 923.

- [29] Rivadulla F., Lopez-Duitela M.A., Rivas J. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 93. P. 167 206.
- [30] Fisher D.S., Huse D.A. // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. P. 373.
- [31] Neel L. // Acad. Sci. URSS. 1949. Vol. 228. P. 664.
- [32] Chantrell R.W., Wohlfarth P. // Phys. Stat. Solidi. 1985. Vol. A91. P. 619.
- [33] Skomski P. // J. Phys. Condens. Matter. 2003. Vol. 15. P. 841.
- [34] Prokhorov V.G., Hyin Y.H., Park J.S., Kim J.B., Kim G.H., Lee Y.S., Lee Y.P., Svetchnikov V.L. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104. P. 103 901.
- [35] Marget O., Tran M., Spasava M., Farle M. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 134 410.
- [36] Каган М.Ю., Кугель К.И. // УФН. 2001. Т. 171. № 6. С. 577.
- [37] Algarabel P.A., De Teresa J.M., Blasco J., Ibarra M.R., Kapusta Cz., Sikora M., Zajac D., Riedi P.C., Ritter C. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 134 402.
- [38] Mori S., Chen C.H., Cheong S.W. // Nature. 1998. Vol. 392. P. 473.
- [39] Солин Н.И. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 3 (9). С. 623.
- [40] Горбенко О.Ю., Демин Р.В. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 2. С. 290.
- [41] Helman J.S., Abeles C. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1429.
- [42] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
- [43] Zhang J., Shklovskii B.U. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. P. 115 317.
- [44] Varma C.M. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 7328.
- [45] Millis A.J., Littlewood P.B., Shraiman B.I. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 5144.
- [46] Сбойчиков А.О., Рахманов А.Л., Кугель К.И. // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. С. 869.
- [47] Teresa J.M., Ibarra M.R., Algarabal P.A. et al. // Nature. 1997. Vol. 386. P. 256.
- [48] Королева Л.И., Демин Р.В., Балбашов А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65. С. 449.
- [49] Holstein T. // Phys. Rev. 1959. Vol. 113. N 2. P. 479–496.
- [50] Мотт Н. Электронные процессы в некристаллических полупроводниках. М.: Мир, 1982. 663 с.
- [51] Zhao G., Kang D.L., Prellier W., Rajesvary M., Keller H., Ventanesan T., Green R.L. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 63. P. 060 402(R).
- [52] Teresa S. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. N 5. P. 256 403-1.
- [53] Frohler H., Sewell G.L. // Proc. Phys. Sol. London. 1950. Vol. 74. P. 683.
- [54] Kang I.G., Firsov Yu.A. // Sov. Phys. Solid State. 1964. Vol. 5. P. 2049.
- [55] Fratini S., Cuichi S. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. N 5. P. 256 403-1.
- [56] Горьков Л.П. // УФН. 1998. Т. 168. С. 665.
- [57] Okunev V.D., Samoilenko Z.A., Szymczak R., Lewandowski S.J. // JETP. 2005. Vol. 101. P. 128.
- [58] Samoilenko Z.A., Okunev V.D., Pushenko E.I., D'yachenko T.A., Cherenkov A., Gierlowski P., Lewandowski S.J., Abal'oshev A., Klimov A., Szewczyk A. // Techn. Phys. 2003. Vol. 48. P. 250.
- [59] Okunev V.D., Samoilenko Z.A., Pafomov N.N., Plehov A.L., Szymczak R., Baran M., Szymczak H., Lewandowski S.J., Gierlowski P., Abal'oshev A. // Phys. Lett. A. 2004. Vol. 332. P. 275.
- [60] Van Roosmalen J.A. et al. // J. Solid State Chem. 1991. Vol. 93. P. 212.
- [61] De Souza A., Saiful Islam M., Ivers-Tiffe Ellen // J. Solid State Chem. 1999. Vol. 9. P. 1621.
- [62] Alonso J.A., Martínez-Lope M.J., Casais M.T. // J. Mater. Chem. 1997. Vol. 7. P. 2139.