

PACS: 71.27.+a, 71.38.+i, 75.50.Cc

Д.И. Бойченко, А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.А. Бойченко, И.Г. Гавриш

## ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТОКА В МАНГАНИТАХ ЛАНТАНА

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

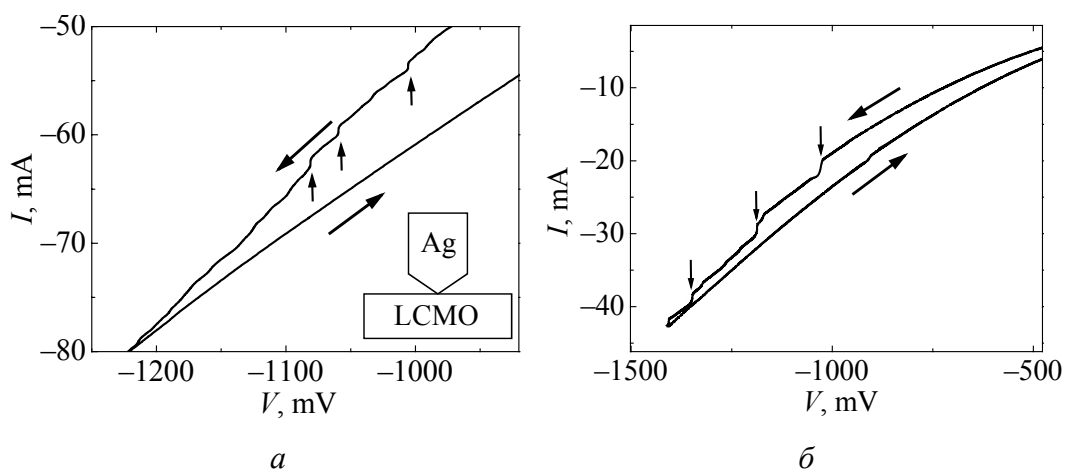
Статья поступила в редакцию 12 июля 2007 года

*Инжекция тока высокой плотности использована для изучения влияния больших электрических полей на динамику заряда в манганите  $La_{0.65}Ca_{0.35}MnO_3$  ( $T_C \approx 265$  K). Исследованы контакты диаметром  $\sim 500$  Å, металлический характер которых проверялся по реакции их сопротивления на высокие гидростатические давления  $P = 10$  kbar. Обнаружено, что при плотности тока  $j_c \sim 10^9$  A/cm<sup>2</sup> и потенциале  $\sim 1$  V на вольт-амперной характеристике (ВАХ) контакта возникают дискретные ступеньки тока с характерной величиной  $\Delta I \sim 0.3$ – $0.8$  mA. Появление таких ступенек может быть связано с неоднородным поверхностным состоянием манганита, возникающим, в частности, под действием электрического поля и (или) тока высокой плотности.*

В связи с углубленным изучением возможностей применения манганитов как структурных элементов наноэлектроники [1,2] в настоящее время усилился интерес к исследованию процессов переноса тока в металлических контактах металл–манганит. В ряде работ отмечается, что в таких структурах возможно возникновение больших эффектов электрического поля и (или) инжектируемого тока [3–6]. Для практических целей особый интерес представляют явления с характерными «электронными» временами отклика. Соответственно эксперимент должен ставиться в условиях, когда не существенны эффекты, связанные с тепловым разогревом образца и маскирующие подлинны электронные процессы в манганитах [3,6]. Для устранения тепловых эффектов в настоящей работе использованы металлические наноконтакты Ag– $La_{0.65}Ca_{0.35}MnO_3$ , в которых область локализации электрического поля была намного меньше области, обеспечивающей отвод тепла. Такие контакты позволили провести измерения токового состояния манганита при экстремально большой плотности тока  $j \sim 10^8$  A/cm<sup>2</sup> и незначительном (в пределах нескольких градусов) разогреве приконтактной области. На ВАХ контактов обнаружены скачки тока ( $\Delta I \sim 0.3$ – $0.8$  mA) и сопротивления ( $\Delta R \sim 1$  Ω), свидетельствующие о радикальном изменении проводимости приле-

гающих к поверхности контакта областей под влиянием тока и электрического поля. Полученные результаты характеризуют исследуемый манганит LCMO как поляронный металл, в котором возможна реализация (динамической?) электронной сепарации фаз на уровне нанометров.

*Образцы.* Исследуемый материал  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,  $x \approx 0.35$  (LCMO) был получен в виде таблеток методом твердофазного синтеза из соответствующих оксидов. Данный состав манганита отличается тем, что хорошо отделен от зарядово-упорядоченных состояний на фазовой диаграмме [7–9] и соответственно обладает наибольшей устойчивостью к дефектам структуры. В частности, именно при  $x = 0.3–0.35$  достигается наибольшее соответствие намагниченности  $\mu$  манганита LCMO с теоретическим значением  $\mu = \mu_B(4 - x)$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора [9]. Для достижения более однородного состава таблетки перетирали в порошок, который подвергали опрессовыванию и повторно отжигали при температуре  $T = 1200^\circ\text{C}$ . Повторно спеченные таблетки еще раз перетирали в порошок, из которого методом прессования под давлением  $P = 30–40$  kbar формировали пластинки с размерами  $1 \times 10 \times 0.1$  mm. Полученные таким образом пластинки отжигали при температуре  $T = 1300^\circ\text{C}$  в течение 4 h. В результате процессов рекристаллизации отожженные пластинки LCMO представляли собой микрокристаллические структуры с размерами микрокристаллов 5–10  $\mu\text{m}$ , имели стандартную для данного состава температуру ферромагнитного (ФМ) упорядочения  $T_C \approx 265$  K и большой магниторезистивный отклик  $\rho(H = 1 \text{ T})/\rho(0)|_{T = T_C} \approx 50\%$ , что соответствует известным данным [7–9] и указывает на высокую стехиометрию изучаемых микрокристаллов. Контакты металл–манганит Ag–LCMO (вставка на рис. 1) с высокой ( $\sim 10^8–10^9$  A/cm<sup>2</sup>) плотностью инжектируемого тока приготавливали скользящим касанием серебряного электрода поверхности микрокристаллов LCMO. Аналогичную методику приготовления контактов использовали



**Рис. 1.** Проявление скачков тока (маленькие стрелки) на ВАХ двух разных контактов Ag–LCMO ( $T = 77.2$  K). Большие стрелки показывают направление записи. На вставке рис. 1,а – схема микроконтакта

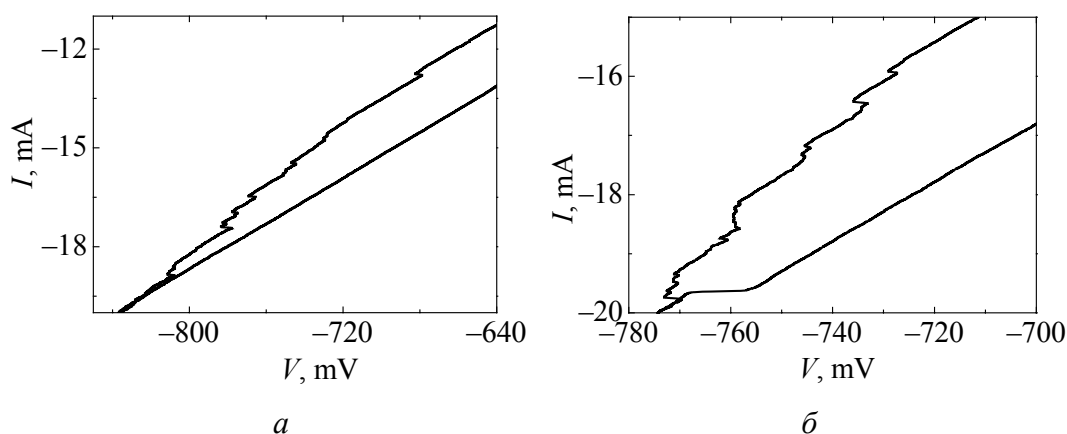
ранее при определении степени спиновой поляризации электронов LCMO [10]. Для эксперимента отбирали контакты, в которых отсутствовал переходной оксидный слой. Одним из критериев такого отбора является чувствительность сопротивления контакта к малым ( $H \sim 100$  Oe) магнитным полям. Сопротивление контактов, на поверхности которых отсутствовал переходной слой, не изменялось в малых полях, тогда как контакты с таким слоем демонстрировали гистерезисную зависимость сопротивления от небольшого ( $\sim 100$  Oe) магнитного поля, даже если инжектором был неферромагнитный металл [11].

Качество поверхности раздела Ag–LCMO контролировали также реакцией сопротивления контакта на высокое (10 kbar) гидростатическое давление, получаемое в жидкостной камере типа поршень–цилиндр. В отличие от контактов типа Ag– $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , имевших, как правило, диэлектрическую прослойку и поэтому демонстрировавших двукратное падение сопротивления при давлении  $P = 10$  kbar [11], в нашем случае сопротивление контактов Ag–LCMO изменялось при таком давлении всего на несколько процентов, что соответствует изменению удельного сопротивления  $\rho$  кристалла манганита под действием давления [7,8]. То есть, исследованные контакты имели металлическую проводимость. В таком случае сопротивление контакта  $R_N$  задается соотношением Шарвина–Векслера [12,13]:

$$R_N = \frac{4}{3\pi} \frac{l\rho}{r^2} + \frac{f(l/r)\rho}{2r}, \quad (1)$$

где  $l$  – длина свободного пробега носителя,  $r$  – радиус контакта. Функция Векслера  $f(l/r) = 1$  при  $l/r \rightarrow 0$  и  $f(l/r) = 0.694$  при  $l/r \rightarrow \infty$ . Согласно (1) для металлических контактов производная  $d\ln(R_N)/dP \approx d\ln(\rho)/dP$ , поэтому малая величина  $d\ln(R_N)/dP$  для контакта однозначно доказывает его металлический характер. ВАХ контактов и транспортные характеристики образцов LCMO измеряли по стандартной четырехзондовой схеме. Переходное сопротивление токоподводящих площадок, приготовленных термическим внедрением серебра в поверхность манганита, не превышало  $R = 10^{-5}$   $\Omega$ .

*Эксперимент.* На рис. 1, 2 приведены типичные ВАХ контактов Ag–LCMO с ярко выраженными скачками тока  $\Delta I$ . Неоднократно наблюдалась серия скачков тока примерно равной величины  $\Delta I \approx 0.7\text{--}0.9$  mA (рис. 1), которые возникали при токе  $I > I_c$  и в одной полярности смещения  $V \sim 1$  V, соответствующей втеканию тока в инжектор. Такая асимметрия однозначно свидетельствует о нетепловом происхождении эффекта и о пренебрежимо малом вкладе собственного магнитного поля тока в пороговый ток  $I_c$ . Если в ряде случаев наблюдались одиночные скачки тока, то они могли проявляться и при обеих полярностях напряжения. Реверс напряжения смещения (при достижении тока  $|I| > I_c$ ) приводил к гистерезису ВАХ (рис. 1, 2). Для разных контактов величина порогового тока находилась в диапазоне  $I_c = 10\text{--}100$  mA. Тонкая структура ВАХ сохранялась в сильном магнитном поле  $H = 5$  T (рис. 2).



**Рис. 2.** Зависимость тонкой структуры ВАХ контакта Ag-LCMO от магнитного поля  $H$ ,  $T$ :  $a - 0$ ,  $b - 5$ .  $T = 4.2$  К

Измерения проводились при температуре  $T = 4.2$  и  $77$  К. С повышением температуры  $T$  скачки  $\Delta I$  размывались и пропадали при  $T \sim 150$  К  $< T_C \approx 265$  К.

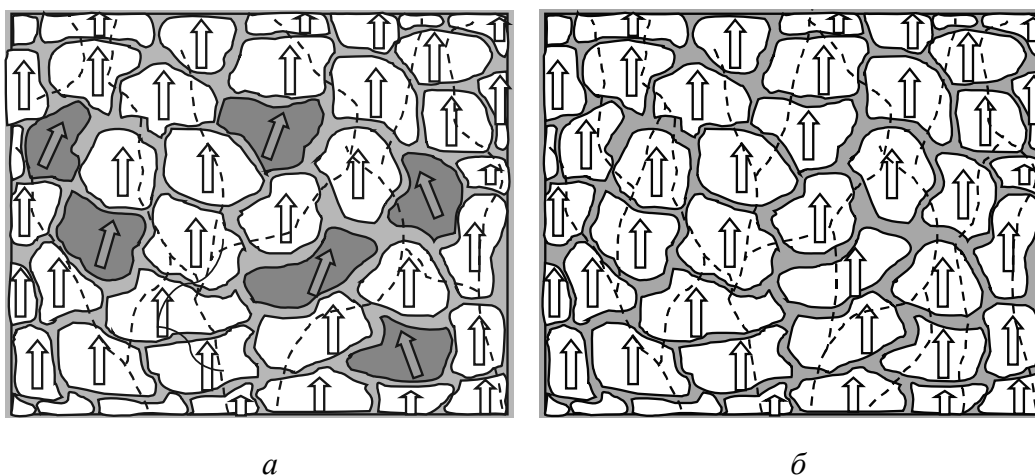
Плотность тока переключения  $j_c$  для разных контактов имела примерно одинаковую величину  $j_c = I_c/S_c \sim (0.5-1) \cdot 10^9$  А/см<sup>2</sup>. Здесь  $S_c = \pi r^2$  – площадь микроконтакта между Ag и LCMO, радиус  $r$  которого оценивался по формуле (1);  $\rho = 1-1.4 \cdot 10^{-4}$  Ω·см – удельное сопротивление монокристалла LCMO. Диаметр исследуемых контактов  $D = 2r$  превышал длину  $l$  свободного пробега электронов в манганите,  $D \sim 500$  Å  $\gg l \sim 50-100$  Å, но был мал по сравнению с длиной пробега фононов  $l_{ph} \sim 1$  μm [9]. Поэтому согласно приведенным в работе [10] оценкам исследуемые микроконтакты не были спектроскопическими, но еще позволяли поддерживать высокую плотность тока  $j_c \sim 10^8-10^9$  А/см<sup>2</sup> при потенциале  $V \sim 1$  В без существенного разогрева приконтактной области. Это обстоятельство, а также близость значений плотностей критических токов  $j_c$  для контактов разного сопротивления (т.е. отверстий разного диаметра) означают, что решающий вклад в наблюдаемое неравновесное явление вносит величина плотности тока через контакт.

*Анализ.* Как известно, стандартный механизм двойного обмена [14,15] не позволяет объяснить резкое изменение сопротивления  $\rho(T)$  «узкозонных» манганитов типа LCMO при температуре  $T$  ниже температуры  $T_C$  фазового перехода металл–диэлектрик [7]. Поэтому в серии статей (см. обзоры [5,7]) была разработана модель электронной фазовой сепарации, согласно которой малые ФМ-кластеры образуются в манганите при более высокой температуре  $T = T^* > T_C$ . В области температур  $T_C < T < T^*$  магнитные моменты кластеров разориентированы, что способствует образованию между кластерами плохо проводящей, возможно антиферромагнитной (зарядово-упорядоченной) «диэлектрической» прослойки [7,16]. Ниже температуры ФМ-упорядочения  $T_C$  спонтанное выстраивание намагниченностей ФМ-кластеров приводит (по механизму двойного обмена) к «рассасыванию» «диэлектрических» границ между ними, в результате манганит переходит в

металлическое состояние. Однако, как показывают эксперименты и численные расчеты (см. [7,18] и ссылки в них), электронное разделение фаз, при котором возможно сосуществование в ФМ-состоянии манганита фаз с одинаковой плотностью носителей, частично сохраняется даже в химически совершенных монокристаллах манганита вплоть до низких температур. Основная причина – незначительная разница в энергии для различных конфигураций спинов в манганите (см., напр., [19]), когда дефекты структуры (дислокации, внутренние напряжения, неоднородное распределение примесей нестехиометрии по кислороду, дефекты от релаксации напряжений, двойникование и т.д.) способны нарушить хрупкое равновесие однородной фазы [17,18]. По этой же причине в манганитах может наблюдаться динамическое разделение фаз, которое возможно по внутренним причинам, напоминающим мартенситные переходы [20], при тепловых флуктуациях [21,22], а также в неравновесных условиях при облучении пучком электронов [23] и при интенсивной инжекции тока [4–6,24]. В последнем случае проблемным остается вопрос отделения «токовых» и «тепловых» эффектов от эффектов электрического поля [3,6]. Поэтому для анализа эксперимента нами предложено две модели – «токовая» и «потенциальная», причем обе они так или иначе основаны на гипотезе электронного разделения фаз.

*Токовая модель.* Скачки тока на ВАХ могут быть вызваны переориентацией магнитного момента ФМ-капель, расположенных в диэлектрической матрице. Например, такая модель позволила объяснить появление скачков тока в контактах LSMO/STO/LSMO, где манганит LSMO =  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ , а STO =  $\text{SrTiO}_3$  – искусственный диэлектрический барьер [24]. Согласно оценкам, приведенным в работе [24], наблюдаемым скачкам тока (величиной  $\delta I \sim 10^{-6}$  А) соответствует размер ФМ-включений  $\phi \sim 170 \text{ \AA}$ , т.е. соответствующая толщина диэлектрика STO должна быть несколько большей. Подобный вариант объяснения серии скачков тока примерно одной величины в нашем случае исключается, так как выполненные нами измерения характеристик контактов при высоких давлениях доказали сугубо металлический характер механизма протекания тока через границу исследуемых Ag–LSMO-контактов. Кроме того, нами наблюдалось удивительное постоянство амплитуды скачков тока  $\Delta I = 0.3\text{--}0.8 \text{ mA}$  для контактов разного сопротивления, приготовленных как на микрокристаллах, так и на пленках. Если бы эти скачки были обусловлены ФМ-включениями в диэлектрической матрице, то случайный характер толщины диэлектрических барьеров, разделяющих ФМ-каплю от Ag-инжектора и манганита, привел бы к экспоненциально широкому разбросу значений  $\Delta I$ .

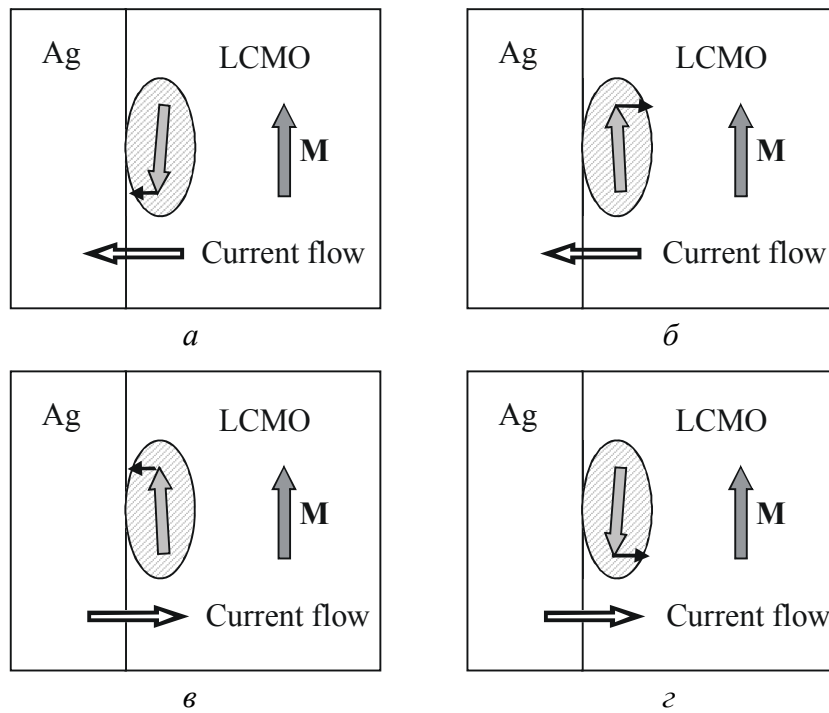
Более вероятна ситуация, когда в окрестности контакта реализовался рыхлый перколяционный кластер из ФМ-капель, связь между которыми носит преимущественно металлический характер, если соседние капли имеют одинаковое направление магнитного момента  $\mathbf{m}$ , и более высокоомный («диэлектрический»), когда намагниченности соседних капель не согласованы (рис. 3).



**Рис. 3.** Изменение характера протекания тока (штриховые линии) в среде из ферромагнитных включений в проводящей матрице. Стрелки показывают направления намагниченностей. Темным цветом выделены «дефектные» ФМ-включения: *a* – ток меньше критического, *б* – ток больше критического

В такой схеме сильная реакция тока через контакт на давление будет практически отсутствовать, если поверхности раздела между каплями имеют малую толщину. Например, при антипараллельной ориентации магнитных моментов соседних капель граница между ними может иметь толщину в одну постоянную решетки, обладая при этом характеристиками антиферромагнитного диэлектрика [18]. На рис. 3 темным цветом выделены «дефектные» ФМ-включения, направления намагниченности  $\mathbf{m}$  которых сильно отличаются от направления намагниченности  $\mathbf{M}$  основной матрицы. Отклонения в направлениях  $\mathbf{m}$  могут быть вызваны локальными условиями равновесия [16,17,20] либо возникать в неравновесных условиях, созданных инжекцией тока [21,22,23]. Протекая по отдельным рукавам кластера, ток носителей заряда поляризуется, т.е. спины носителей приобретают ориентацию, совпадающую с ориентацией  $\mathbf{M}$  (светлые участки). Для такого поляризованного по спину тока разориентация векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{m}$  приводит к избыточному сопротивлению. Но это состояние сохраняет динамическую устойчивость до достижения критической плотности тока  $j_c$ , когда возникает резкая переориентация направления  $\mathbf{m}$  вдоль  $\mathbf{M}$  по механизмам, разные варианты которых изложены в работах [25–31]. Когда направления векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$  совпадают, при  $j > j_c$  скачком уменьшаются сопротивление  $\rho$  кластера и согласно (1) сопротивление контакта  $R_M(\rho)$ . Поэтому на ВАХ контакта появляется скачок тока. Если в кластере (рис. 3) переключается несколько «дефектных» ФМ-включений, близких по размеру, то на ВАХ проявляется серия скачков тока.

Рассмотрим характер переключения направления намагниченности ФМ-капли более детально (рис. 4). Поляризованный по спину поток  $I$  носителей частично проникает в ФМ-каплю и передает ее намагниченности  $\mathbf{m}$  свой вращающий момент  $\boldsymbol{\tau} \sim I\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{M})$  [25], в результате характер переключения



**Рис. 4.** Схема устойчивых и неустойчивых состояний намагниченности ферромагнитного «дефекта» при инжекции спин-поляризованного тока: *a, в* – неустойчивые конфигурации магнитных моментов дефекта  $\mathbf{m}$  и матрицы  $\mathbf{M}$ ; *б, г* – устойчивые состояния

направления  $\mathbf{m}$  зависит от взаимной ориентации векторов  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{M}$  и направления тока. Возможны четыре ситуации. На рисунке маленькие черные стрелки показывают направление  $\boldsymbol{\tau}$  изменения магнитного момента  $\mathbf{m}$  капли. Ток в манганите LCMO переносится дырками, поэтому направления движения дырок и тока совпадают. Анализируя соотношение  $\boldsymbol{\tau} \sim I\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{M})$ , получаем, что в ситуациях, приведенных на рис. 4,б,г, инжекция поляризованного тока может только плавно изменить направление момента  $\mathbf{m}$ , тогда как в случаях рис. 4,а,в момент  $\mathbf{m}$  изменяет свое направление скачком. Если в равновесном состоянии намагниченности  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$  были направлены в разные стороны (рис. 4,а), то инжекция может вызвать скачкообразное увеличение тока [27], сопровождаемое ростом проводимости контакта. В то же время при обратном направлении тока (рис. 4,г) равновесная конфигурация не нарушается, что объясняет отсутствие скачков на ВАХ при инжекции тока в манганит. Отметим, что в нашем случае ситуация, представленная на рис. 4,в, не возникала, так как после скачка тока всегда наблюдался рост проводимости контакта (см. рис. 1, 2), т.е. неполяризованный ток инжектора (Ag) не приводил к рассогласованию магнитных моментов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$ .

Известные механизмы переключения намагниченности малых ФМ-капель под влиянием спин-поляризованного тока (см. работы [27–31] и ссылки в них) требуют для своей реализации достаточно большой плотности тока. В точечных контактах растекание тока происходит в области, удаленной от плоскости контакта на расстояние порядка его диаметра  $D = 2r$  [12]. Поэтому воз-

действие тока на неупорядоченные фрагменты магнитного кластера (см. рис. 3) проявляется наиболее эффективно в непосредственной близости от плоскости контакта Ag–LCMO, где плотность тока  $j \sim D^{-2}$ . В результате согласования магнитного момента «дефектной» капли и матрицы при  $j = j_c$  ток через каплю возрастает скачком на величину  $\Delta I \sim \gamma j_c \phi^2 = \gamma I_c \phi^2 / D^2$ . Здесь  $\phi$  – характерный размер капли в направлении тока, а параметр  $\gamma$  отражает степень несогласования моментов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$ , а также характер проницаемости границы капля–матрица. Если граница между дефектной каплей и матрицей имеет «антиферромагнитный» характер, т.е. векторы  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$  антипараллельны, как это имело место для кластеров в работе [18], то до момента переключения прозрачность границы капля–матрица пренебрежимо мала. Поэтому после переключения канал протекания тока через каплю полностью открывается, а параметр  $\gamma \sim 1$ . Используя это значение и приведенную выше оценку диаметра контакта  $D$  по значениям  $\Delta I / I_c$  (см. рис. 1, 2), получаем оценку  $\phi \sim 100 \text{ \AA}$  характерного размера «дефектных» включений. Подобная оценка размера «дефектных» ФМ-включений в манганитах приводится в работах, также выполненных в неравновесных условиях [20–22], что указывает на связь этого размера с внутренними параметрами ФМ-фазы манганита. Близкую оценку для размера ФМ-неоднородностей ( $\phi \sim 50 \text{ \AA}$ ) в манганите LCMO дает эффект ЯМР и ряд других «объемных» исследований (см. работу [32] и ссылки в ней). Значение  $\phi \sim 100 \text{ \AA}$  соответствуют магнитным кластерам с макроскопически большой величиной суммарного спина  $S \sim 10^3 - 10^4$  [21,22], что практически исключает возможность объяснения наблюдаемых дискретных скачков (см. рис. 1, 2) квантовыми эффектами [33,34].

*Модель электрического поля.* В работе [35], близкой к нашему эксперименту по методике приготовления контактов, наблюдались скачки сопротивления микроконтактов Cu–Co, которые удалось объяснить образованием нанодомена, перекрывающего всю площадь контакта (размер контактов  $D \sim 50 - 100 \text{ \AA}$ ). До инжекции тока магнитное состояние поверхности контакта Cu–Co предполагалось достаточно однородным. Инжекция тока приводила к образованию домена, намагниченность  $\mathbf{m}$  которого была направлена под определенным углом к магнитному моменту  $\mathbf{M}$  кристалла Co. В результате рассогласования направлений  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{M}$  возникало рассеяние электронов на резкой (порядка атомного размера) границе домен–матрица, поэтому сопротивление контакта возрастало. При реверсе тока давление поляризованных вдоль  $\mathbf{M}$  носителей заряда на резкую доменную границу (см., напр., [36]) заставляло домен «закрываться», в результате сопротивление контакта скачком уменьшалось. Эксперимент [35] дает наглядный пример возможности реализации переключателя наноразмера, управляемого током порядка 1 мА. В нашем случае величина управляющего тока превышала 10 мА, но это имело место на контактах сравнительно большого размера. Для контактов Ag–LCMO размером  $\sim 100 \text{ \AA}$  ожидаемая величина «тока переключения» составляла 1 мА.



Образование нанодомена, перекрывающего всю поверхность контакта, как это имело место в работе [35], в принципе, также может объяснить наблюдаемые множественные скачки тока (см. рис. 1, 2). Предполагаем, что домен образовался и расширяется под действием тока (см., напр., [37]), тогда скачки возникают при срыве границы домена с центров пиннинга. Если при таких срывах граница каждый раз перескакивает примерно на одно и то же расстояние  $\xi$ , то и величина  $\delta I$  скачков тока будет примерно одинаковой:  $\delta I \sim j_c \eta \xi D$ , где  $\eta = \delta\rho/\rho$  – относительное изменение удельного сопротивления манганита при образовании домена. Сопротивлением границы между двумя разными металлическими фазами пренебрегаем, т.е. считаем, что направление намагниченности в домене и матрице примерно одинаково. В таком случае плотность поляризованного тока через контакт сохраняет свое «управляющее» значение, но еще «подключается» потенциал и соответственно большое электрическое поле в области контакта. Согласно рис. 1, 2 при больших потенциалах сопротивление контакта Ag–ЛСМО уменьшается, т.е. с ростом электрического поля повышается проводимость манганита в приконтактной области, где локализовано электрическое поле. В области потенциала  $V \sim 0.5$  V сопротивление контактов уменьшалось более чем в два раза. Это позволяет оценить нижнюю границу параметра  $\eta \sim 0.5$ . Согласно соотношению  $\delta I \sim j_c \eta \xi D$  при  $\eta = 0.5$  наблюдаемая величина скачков тока  $\delta I \sim 0.5$  mA (рис. 1, 2) достигается, когда параметр  $\xi \approx 30$  Å.

Следовательно, модель подвижного домена, граница которого может закрепляться на центрах пиннинга, также качественно объясняет наблюдаемые (рис. 1, 2) скачки тока. Но эта модель оправдана, если в манганите возможен домен более упорядоченной фазы, проводимость которой существенно выше, чем проводимость равновесного состояния манганита ЛСМО. Такую возможность демонстрирует наблюдаемая нелинейность ВАХ. Поэтому предполагаем, что под действием тока (потенциала) в приконтактной области реализуется упорядочение не только магнитных (спинов ионов), но и орбитально-решеточных, а также зарядовых степеней свободы. В результате под влиянием интенсивной инжекции тока в области контакта система как целое покидает равновесную конфигурацию и среди всех других вариантов понижения энергии выбирает новую конфигурацию своих степеней свободы, при которой больше проводимость среды, т.е. меньше диссипация энергии. Выход на такой более «экономный» режим соответствует принципам неравновесной термодинамики [38]. А в результате возникает метастабильный домен упорядоченной фазы, в котором в максимальной степени согласованы орбитальные, зарядовые и решеточные степени свободы системы, причем это согласование реализуется с учетом дефектов структуры манганита (неоднородность распределения допантов, дислокации, плоскости двойникования, нестехиометрия по кислороду и т.д.).

Согласно изложенному принципу организации домена «упорядоченной» фазы граница между доменом и матрицей должна смещаться при увеличении

тока, закрепляясь на дефектах структуры манганита, размер которых должен быть порядка  $\xi \sim 10 \text{ \AA}$ . Поэтому и толщина границы «упорядоченного» домена должна иметь тот же порядок величины. Понятно, что такой домен заведомо не может быть обычным доменом в ферромагнетике, для которого ширина границы составляет сотни ангстрем. Как известно, уменьшение толщины обычной доменной стенки достигается в микроконтактах с ферромагнетиками (см. работу [36] и ссылки в ней). В нашем случае контакты также имеют малый размер. Однако, учитывая склонность манганитов к электронной фазовой сепарации и относительно слабое влияние больших магнитных полей на ВАХ контакта, более естественно предполагать, что подвижный домен не образуется по механизму доменов в обычном ферромагнетике, а является доменом более упорядоченного состояния манганита. Тогда граница подвижного домена, разделяющего «упорядоченную» фазу от менее упорядоченной, организована принципиально иначе. Так, квантовомеханические расчеты, выполненные в последнее время, показывают [18], что с учетом антиферромагнитного слагаемого в гамильтониане и ян-теллеровского взаимодействия с решеткой, в ФМ-состоянии манганита граница между нанодоменами уменьшается до масштаба постоянной решетки манганита ( $\sim 4 \text{ \AA}$ ). Именно это предположение неявно использовалось нами в «токовой» модели, когда предполагалось, что ФМ-капли до момента скачка имели намагниченность  $\mathbf{m}$ , противоположную магнитному моменту матрицы  $\mathbf{M}$  (рис. 4,а). В «потенциальной» модели домен имеет практически то же направление намагниченности, что и матрица, но благодаря большей упорядоченности спины ионов Mn в таком домене предельно выстроены. Упорядочение в домене касается в первую очередь параметров поляронов, поэтому для границы «упорядоченного» домена естественно взять масштаб порядка размера полярона, т.е. величину порядка  $10 \text{ \AA}$  (см. работу [39] и ссылки в ней). Иными словами, размер полярона и есть то минимальное расстояние  $\xi$ , которое может проскочить граница домена более «упорядоченной» фазы, что в потенциальной модели и фиксирует величину наблюдаемых дискретных скачков тока.

*Выводы.* Появление скачков на ВАХ микроконтактов можно объяснить как влиянием поляризованного по спину тока («токовая» модель), так и эффектами электрического поля («потенциальная» модель). Оба подхода предполагают дефектность структуры манганита: «токовая» – в масштабе порядка  $100 \text{ \AA}$ , а «потенциальная» – в масштабе нанометра. «Токовая» модель лучше разработана теоретически и более приемлема для анализа контактов с дефектной структурой поверхности, тогда как «потенциальная» лучше согласуется с наблюдаемой нелинейностью ВАХ и поляронным приближением, но еще не имеет полномасштабного обоснования. Однако обе модели демонстрируют, что наблюдаемые скачки тока на ВАХ контактов Ag–LCMO вполне объяснимы электронными процессами, что имеет принципиальное значение для использования подобных наноконтактов в устройствах записи и считывания информации.

Авторы выражают благодарность В.Н. Криворучко за обсуждение работы и критические замечания.

1. *A.B. Vedyaev*, УФН **172**, 1458 (2002).
2. *J. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma*, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
3. *G. Zhao, Y.H. Wang, G.M. Zhang, B. Zhang, X.P. Zhang, C.X. Yang, P.L. Lang, M.H. Zhu*, Appl. Phys. Lett. **86**, 122502 (2005).
4. *F.X. Hu, J. Gao*, Phys. Rev. **B69**, 212413 (2004).
5. *V. Markovich, E. Rozenberg, Y. Yuzhelevski, G. Jung, G. Gorodetsky, D.A. Shulyatev, Ya.M. Mukovskii*, Appl. Phys. Lett. **78**, 3499 (2001).
6. *C. Beekman, I. Komissarov, M. Hesselberth, J. Aarts*, cond matt 0705, 1962 (2007).
7. *E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo*, Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
8. *M.B. Salamon, M. Jaime*, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
9. *M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnár*, Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
10. *А.И. Дьяченко, В.А. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко*, ФТТ **48**, 407 (2006).
11. *В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко*, ЖЭТФ **120**, 205 (2001).
12. *Ю.В. Шарвин*, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
13. *G. Wexler*, Proc. Phys. Soc. **89**, 927 (1966).
14. *Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин*, УФН **171**, 121 (2001).
15. *В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов*, ФНТ **26**, 231 (2000).
16. *M. Uehara, S. Mori, C.H. Chen, S-W. Cheong*, Nature **399**, 560 (1999).
17. *M. Fäth, S. Freisem, A.A. Menovsky, Y. Tomioka, J. Aarts, J.A. Mydosh*, Science **285**, 1540 (1999).
18. *Cengiz Şen, Gonzalo Alvarez, Elbio Dagotto*, cond-mat/0702426 (2007).
19. *G. Banach, W.M. Temmerman*, Phys. Rev. **B69**, 054427 (2004).
20. *V. Podzorov, B.G. Kim, V. Kiryukhin, M.E. Gershenson, S-W. Cheong*, Phys. Rev. **B64**, 140406 (2001).
21. *B. Raquet, A. Anane, S. Wirth, P. Xiong, S. von Molnár*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4485 (2000).
22. *R.D. Merithew, M.B. Weissman, F.M. Hess, P. Spradling, E.R. Nowak, J. O'Donnell, J.N. Eckstein, Y. Tokura, Y. Tomioka*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3442 (2000).
23. *V. Kiryukhin, B.G. Kim, V. Podzorov, S-W. Cheong, T.Y. Koo, J.P. Hill, I. Moon, Y.H. Jeong*, Phys. Rev. **B63**, 024420 (2001).
24. *J.Z. Sun*, JMMM **202**, 157 (1999).
25. *E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Loule, R.A. Buhrman*, Science **285**, 867 (1999).
26. *M. Tsoi, V.S. Tsoi, P. Wyder*, Phys. Rev. **B70**, 012405 (2004).
27. *J.Z. Sun*, Phys. Rev. **B62**, 570 (2000).
28. *А.К. Звездин*, ЖЭТФ **122**, 879 (2002).
29. *S. Urazhdin*, Phys. Rev. **B69**, 134430 (2004).
30. *N. Krivorotov, N.C. Emley, A.G.F. Garcia, J.C. Sankey, S.I. Kiselev, D.C. Ralph, R.A. Buhrman*, Phys. Rev. Lett. **93**, 166603 (2004).
31. *Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиотт*, Письма в ЖЭТФ **76**, 189 (2002).

32. *M.M. Savosta, P. Novák*, Phys. Rev. Lett. **87**, 137204 (2001).
33. *Б.А. Иванов, В.Е. Куреев*, Письма в ЖЭТФ **81**, 405 (2005).
34. *X. Waintal, O. Parcollet*, Phys. Rev. Lett. **94**, 247206 (2005).
35. *T.Y. Chen, Y. Ji, C.L. Chien, M.D. Stiles*, Phys. Rev. Lett. **93**, 026601 (2004).
36. *Gen Tatara, Hiroshi Kohno*, Phys. Rev. Lett. **92**, 086601 (2004).
37. *M. Muro, R. Street, J.W. Cochrane, G.J. Russell*, Phys. Rev. **B64**, 024423 (2001).
38. *И. Пригожин*, От существующего к возникающему: время и сложность в физических науках, Наука, Москва (1985).
39. *Д.И. Бойченко, В.А. Бойченко, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко*, ФТВД **16**, №3, 76 (2006).

*D.I. Boychenko, A.I. Dyachenko, V.Yu. Tarenkov, V.A. Boychenko*

## EFFECTS OF ELECTRIC FIELD AND CURRENT IN LANTHANUM MANGANITES

Injection of high-density current has been used to study the influence of high electric fields on charge dynamics in the  $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$  manganite ( $T_C \sim 265$  K). Junctions of  $\sim 500$  Å diameter have been investigated. Metallic character of the junctions was tested by the reaction of resistance to high hydrostatic pressure  $P = 10$  kbar. For current density  $j_c \sim 10^9$  A/cm<sup>2</sup> and potential of  $\sim 1$  V on the current-voltage characteristic (CVC) of the junction there occur discrete current steps of characteristic value  $\Delta I \sim 0.3\text{--}0.8$  mA. Such steps may originate from nonuniform state of manganite surface occurring, in particular, under electric field and (or) high-density current effect.

**Fig. 1.** Appearance of jumps in current (small arrows) on CVC for two different Ag-LCMO junctions ( $T = 77.2$  K). Large arrows show the direction of recording. In the insert of Fig. 1, *a* – microjunction scheme

**Fig. 2.** Dependence of the fine structure of CVC on magnetic field  $H$ , T: *a* – 0, *b* – 5 for Ag-LCMO junction

**Fig. 3.** Changes in the character of current flow (dash line) in the medium from ferromagnetic inclusions in conducting matrix. The dark-colored are «defective» FM inclusions: *a* – current lower and *b* – higher than the critical one

**Fig. 4.** Scheme of stable and unstable states for ferromagnetic defect magnetization during the injection of spin-polarized current: *a*, *b* – unstable configurations of magnetic moments for defect **m** and matrix **M**; *c*, *d* – stable states