

PACS: 73.43.Cd, 73.50.-h, 77.80.Fm

И.В. Бойло

## ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ГИСТЕРЕЗИСА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ЛАНТАН-КАЛЬЦИЕВОГО МАНГАНИТА

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2019 года

*Представлено моделирование эффекта резистивных переключений в гетероструктурах на основе допированного кальцием манганита лантана. Исследована частотная зависимость площади петли гистерезиса электрический ток–напряжение, определяющей величину эффекта памяти в электронных устройствах. Обнаружено различие в частотной зависимости положительной и отрицательной площадей петли гистерезиса. Показана взаимосвязь между пространственным распределением концентрации кислородных вакансий и величиной эффекта памяти.*

**Ключевые слова:** резистивные переключения, манганиты, эффект памяти, кислородные вакансии, гистерезис

### Введение

Быстрое, обратимое и существенное изменение электрического сопротивления гетероструктур при переключении между двумя долгоживущими состояниями с разным сопротивлением – необходимое условие для эффективной работы резистивной памяти с произвольным доступом. Разные состояния при этом соответствуют информации, хранимой в ячейке памяти, – логическим 1 или 0. Перспективными материалами для создания таких ячеек являются манганиты, в частности допированные кальцием манганиты лантана при достаточно высоких (комнатных) температурах [1–4].

Лантан-кальциевый манганит  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LCMO), в котором трехвалентный ион La замещается двухвалентным Ca, – яркий представитель семейства манганитов редких земель, исследуемый начиная с 1960-х годов. В нем имеются трехвалентный марганец  $\text{Mn}^{3+}$  и четырехвалентный марганец  $\text{Mn}^{4+}$ , который появляется в результате замены трехвалентного иона La двухвалентным ионом Ca. Общая проводимость соединения состоит из двух частей. Первая представляет собой металлическую проводимость, обусловленную двойным обменом между  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  через ионы кислорода [5–7], имеющим место при достаточно большом количестве ионов четырехвалентного марганца. Наличие вакансий кислорода ослабляет металлическую проводимость за счет уменьшения количества ионов  $\text{Mn}^{4+}$  из соображений ло-

кальной электронейтральности. Вторая часть проводимости – полупроводниковая. Ее механизм прыжковый, при этом носителями заряда являются малые поляроны [8–10].

Взаимодействие двойного обмена и поляронная проводимость, из которых складывается проводимость лантан-кальциевого манганита, определяют полное электрическое сопротивление гетероструктуры на основе LCMO, переключающееся из высокорезистивного состояния в низкорезистивное в процессе циклического изменения приложенного электрического сигнала.

Охарактеризовать эффект памяти можно площадью петли гистерезиса электрический ток–напряжение. Эта площадь выражается в единицах мощности. В силу закона Ома нулевому приложенному напряжению соответствует нулевой ток, а значит, петля гистерезиса представляет собой наклонную восьмерку. Площади ее половинок можно приписать знак. При периодическом изменении тока через гетероструктуру положительная половинка петли (при положительных значениях тока и напряжения) обходится по часовой стрелке, а отрицательная – против (ее площадь также отрицательна). Необходимо отметить точные аналитические выражения для площади петли, полученные с помощью дифференциального уравнения Бернулли [11] в модели мемристора, предложенной в работе [12]. Для идеального мемристора [13] площадь петли гистерезиса пропорциональна квадрату частоты электрического сигнала [14,15]. Однако поведение реальной гетероструктуры, например, манганита с подложкой из алюминия, который легко окисляется [16], и проницаемым для кислорода платиновым электродом [17] будет существенным образом отличаться.

Интенсивные исследования последних десятилетий в области резистивных переключений показали, что основной причиной эффекта памяти в гетероструктурах на основе редкоземельных манганитов является электромиграция вакансий кислорода [18–21], которые в оксидах переходных металлов более подвижны, чем металлические катионы [22]. В настоящей работе предлагается моделирование площади петли гистерезиса электрический ток–напряжение в гетероструктурах на основе допированного манганита лантана в рамках предположения об электромиграции кислородных вакансий, формирующих ударную волну концентрации вакансий в пленке манганита [23].

### **1. Моделирование пространственного распределения кислородных вакансий в пленке лантан-кальциевого манганита**

Концентрация вакансий  $c$  подчиняется уравнению непрерывности  $\partial_t c(t, x) + \nabla j(t, x) = 0$ , где полный поток  $j$  вакансий кислорода, каждая из которых несет заряд  $q$ , включает в себя диффузию и дрейф подвижных вакансий кислорода. Среднюю скорость кислородных вакансий, движущихся вдоль пространственной координаты  $x$  во времени  $t$  в пленке лантан-кальциевого манганита толщиной  $d$  под действием электрического поля  $E$ , можно представить как [24,25]:

$$v = av \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{qaE}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где  $v$  – частота попыток преодолеть барьер с энергией активации  $E_A$  и переместиться на расстояние  $a$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура, К.

Дрейфовый поток вакансий имеет вид  $j_{\text{drift}} = c(c_{\text{max}} - c)v$ , так как он пропорционален концентрации вакансий  $c$  и количеству мест в решетке, которые может занять вакансия:  $(c_{\text{max}} - c)$ , где  $c_{\text{max}}$  – максимальная концентрация подвижных вакансий. Для лантан-кальциевого манганита  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$  характерно наличие четырехвалентного Mn, число ионов которого определяется количеством двухвалентных ионов Ca и ионов кислорода  $\text{O}^{2-}$ . Поэтому максимальная концентрация кислородных вакансий  $\delta_{\text{max}} = c_{\text{max}} + c_{\text{metal}}$ , необходимая для восстановления электронейтральности, составляет половину количества ионов  $\text{Ca}^{2+}$ , т.е. 0.15 на формульную единицу [26]. Соответственно максимальная концентрация подвижных вакансий кислорода  $c_{\text{max}} = 0.15 - c_{\text{metal}}$  на формульную единицу. Следуя работе [23], для демонстрации формирования ударной волны концентрации кислородных вакансий в пленке манганита множителем  $(c_{\text{max}} - c)$  в дрейфовом потоке можно пренебречь [24,25]. Но при моделировании процессов переключения на низких частотах, когда концентрация вакансий вблизи интерфейса металл/LCMO существенно возрастает и достигает максимальной величины, указанный множитель необходимо учитывать.

Диффузионный поток вакансий  $j_{\text{diff}}$  с коэффициентом диффузии  $D$  для данного материала (при температуре  $T$ ) определяется с помощью первого закона Фика:  $j_{\text{diff}} = -D\partial_x c$ .

Электрический ток  $I$ , вызывающий пространственное перераспределение кислородных вакансий, представляет собой периодическую во времени  $t$  функцию с периодом  $T_0$ . Его удобно определить при помощи эллиптической функции Якоби  $\text{sn}(u|m)$  как  $I(t) = I_{\text{max}} \text{sn}\left(4(t/T_0)K(m)|m\right)$ , где  $K(m)$  – полный эллиптический интеграл первого рода,  $I_{\text{max}}$  – амплитуда электрического тока. Параметр  $m$  при этом позволяет плавно варьировать форму сигнала от синусоидальной до прямоугольной. В рассматриваемом случае  $m = 0.999$  такие сигналы интересны в плане практических исследований [27,28].

Локальная напряженность электрического поля  $E$  и электрический ток  $I$  связаны законом Ома:  $E = \rho(c)I$ , где  $\rho$  – локальное значение удельного сопротивления образца. Вводя безразмерные переменные  $t \rightarrow t/T_0$ ,  $x \rightarrow x/d$ ,  $I(t) \rightarrow I(t)/I_{\text{max}}$ , уравнение непрерывности (в случае малых электрических полей  $qaE \ll k_B T$ ) можем преобразовать в следующее безразмерное выражение для концентрации  $c \rightarrow c/c_{\text{max}}$ :

$$\partial_t c + 2\gamma_1 \gamma_2 I(t) f(c) \partial_x c = \gamma_1 \partial_{xx} c, \quad (2)$$

где  $f(c) = c_{\max} \partial_x (c(1-c)\rho(c))$ ,  $\gamma_1 = DT_0 / d^2$ ,  $\gamma_2 = dq\rho_0 I_{\max} / k_B T$ ,  $\rho \rightarrow \rho / \rho_0$ ,  $\rho_0$  – сопротивление образца при  $\delta = 0$ .

Функцию  $\rho(c)$  можно построить по данным исследований температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho$  образцов  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$  с концентрацией кислородных вакансий  $\delta = 0, 0.01, 0.025$  [10]. Однако для моделирования переключений сопротивления гетероструктуры локальное сопротивление необходимо знать во всей области значений концентрации вакансий, поэтому требуется экстраполяция в область малых и больших величин концентрации.

Так как транспортные свойства манганита определяются не только прыжковой проводимостью, вклад взаимодействия двойного обмена будет понижать сопротивление материала. При концентрациях кислородных вакансий  $\delta$  ниже точки  $c_{\text{metal}}$ , определенной экстраполяцией кривой  $\rho(c)$  до пересечения с осью концентрации, проводимость имеет металлический характер. В настоящее время полагают, что переход металл–изолятор имеет ключевое значение для процесса переключения электрического сопротивления в наноустройствах [29]. Наличие подвижных кислородных вакансий  $c = \delta - c_{\text{metal}}$  меняет характер проводимости. Причина такого поведения объясняется тем, что появление вакансий кислорода влияет на содержание четырехвалентного марганца в легированном кальцием манганите лантана, уменьшающееся с ростом  $c$ . Таким образом, с увеличением содержания вакансий кислорода становится меньше цепочек  $\text{Mn}^{3+}\text{--O}^{2-}\text{--Mn}^{4+}$ , которые определяют транспортные свойства материала. При  $\delta \sim \delta_{\max}$  у состава  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$  весь избыточный заряд компенсирован вакансиями кислорода, образец находится в изолирующем состоянии и вклад от металлической проводимости отсутствует.

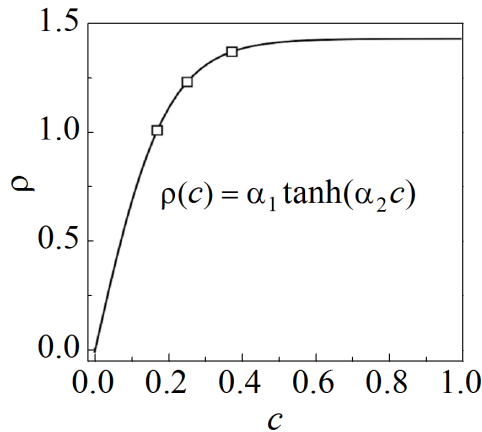
Действительно, в манганитах с максимальным значением концентрации кислородных вакансий сопротивление существенно больше, чем в образцах без дефицита кислорода [30]. В составах с дефицитом кислорода, где заряд частично компенсирован кислородными вакансиями, а частично – ионами  $\text{Mn}^{4+}$ , преобладает полупроводниковый тип проводимости. Сходный характер поведения сопротивления в кобальтитах [31], включающих ионы кобальта разной валентности, поможет функции  $\rho(c)$  приобрести законченный вид, позволяя экстраполировать экспериментальные данные [10] в область больших значений концентрации  $c$ .

Для моделирования конкретной зависимости, которая обладает описанными выше свойствами линейности при малых концентрациях вакансий и насыщается при больших концентрациях, воспользуемся функцией гиперболического тангенса

$$\rho(c) = \alpha_1 \tanh(\alpha_2 c), \quad (3)$$

где константы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  определяются из эксперимента [10],  $\alpha_1 \sim 1.4$ ,  $\alpha_2 \sim 5.2$ .

Влияние вакансий кислорода на транспортные свойства лантан-кальциевого манганита представлено на рис. 1. Точки на кривой соответствуют экспериментальным данным [10], которые использованы для построения полной зависимости локального сопротивления от концентрации кислородных вакансий.



**Рис. 1.** Зависимость локального сопротивления  $\rho$  (в единицах  $\rho_0$ ) от концентрации подвижных вакансий  $c$  (в единицах  $c_{\max}$ ). Точками показаны экспериментальные значения для  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$  [10]

Такое поведение  $\rho(c)$  согласуется с существующими представлениями о смешанном механизме проводимости, связанном с двойным обменом, и переходе к чисто поляронной проводимости с повышением концентрации кислородных вакансий.

Уравнение (2), описывающее распределение концентрации подвижных кислородных вакансий в пленке манганита в различные моменты времени со значением  $c_0$  в начальный момент времени ( $t = 0$ ), необходимо дополнить граничными условиями. Представим их в следующем виде:

$$j(t, x)|_{x=0} = 0, \quad (4)$$

$$c(t, x)|_{x=d} = c_0. \quad (5)$$

Первое условие задает равный нулю поток вакансий кислорода на границе между LCMO и подложкой из металла, который легко окисляется (в частности, алюминия [16]), тогда как второе условие определяется характером десорбции-сорбции кислорода на поверхности лантан-кальциевого манганита, граничащей с проникаемым для кислорода металлом – платиной [17,19].

Численное решение поставленной выше задачи в области малых значений концентрации вакансий кислорода представлено в [24]. В данной работе численный расчет уравнения (1) выполнен методом адаптивных сеток с помощью программы для системы одномерных дифференциальных уравнений в частных производных [32]. Методика расчета подробно изложена в работе [32], где применяются малые пространственные шаги расчетной сетки там, где это необходимо. Дело в том, что в нашем случае решением уравнения являются ударные волны [23,24] и большие градиенты концентрации не всегда позволяют получить достаточно точное решение. Адаптивная сетка позволяет локально уменьшить пространственный шаг в той области, где концентрация

кислородных вакансий существенно возрастает, за счет увеличения его в основном пространстве, где концентрация вакансий изменяется незначительно.

## 2. Частотная зависимость площади петли гистерезиса в гетероструктурах на основе лантан-кальциевого манганита

Полученное с помощью метода адаптивных подвижных сеток [32] пространственно-временное распределение концентрации вакансий кислорода позволяет выполнить численный расчет площади петли гистерезиса электрический ток ( $I$ )– напряжение ( $V$ ). При этом полное сопротивление определяется следующим интегралом:

$$R(t) = \int_0^d \rho(c(t, x)) dx. \quad (6)$$

Положительную площадь, заключенную внутри петли гистерезиса, контур которой обходится по часовой стрелке, можно представить в виде

$$S(t) = \int_0^{V_{\max}} I(t) dV, \quad (7)$$

где  $V_{\max}$  – напряжение порядка нескольких вольт, при котором наблюдается эффект резистивных переключений в допированном кальцием манганите лантана при комнатной температуре [2–4].

Последнее выражение допускает следующее преобразование:

$$S(t) = \int_0^{T_0/2} I(t) \frac{dV}{dt} dt. \quad (8)$$

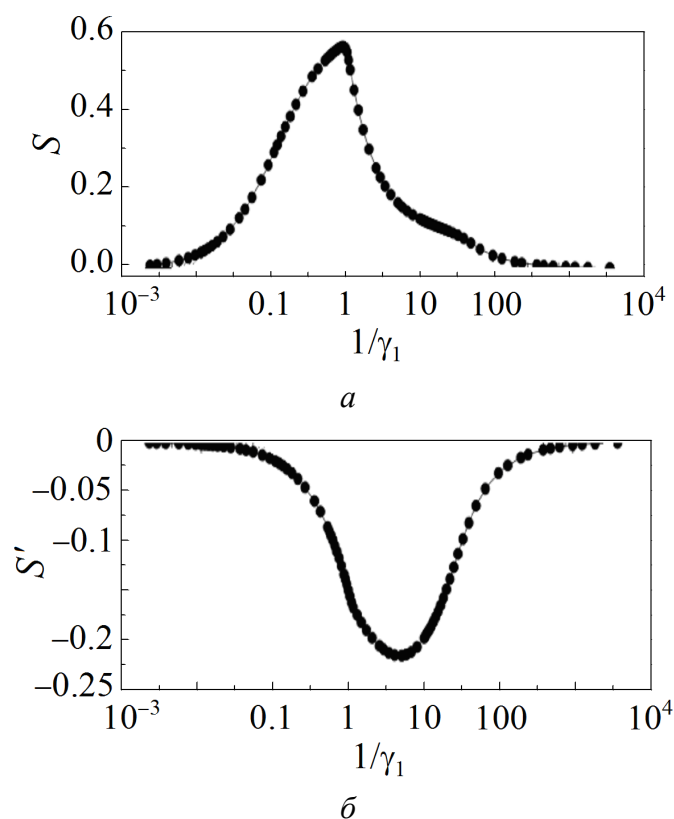
При обходе петли гистерезиса против часовой стрелки происходит изменение знака площади:

$$S'(t) = \int_{T_0/2}^{T_0} I(t) \frac{dV}{dt} dt. \quad (9)$$

На рис. 2 показана частотная зависимость площади петли гистерезиса электрический ток–напряжение. Благодаря применению метода [32] удалось исследовать всю область значений  $\gamma_1$ . Учитывая большой диапазон изменения параметра  $\gamma_1 = DT_0 / d^2$ , по горизонтали используем логарифмическую шкалу.

Характерной особенностью частотной зависимости площади, как видно из рис. 2, является наличие одного максимума: при малых и достаточно больших частотах величина площади уменьшается до нуля, а значит, эффект памяти исчезает. При  $\gamma_1 = 1.15$  наблюдается максимальное значение положительной площади петли. По мере дальнейшего увеличения параметра  $\omega \sim 1/\gamma_1$  частотная зависимость площади претерпевает небольшой излом при значениях  $0.02 \leq \gamma_1 \leq 0.03$ . Кривая на рис. 2,б имеет форму колокола. Площадь петли гистерезиса отрицательна, ее модуль достигает максимума в районе

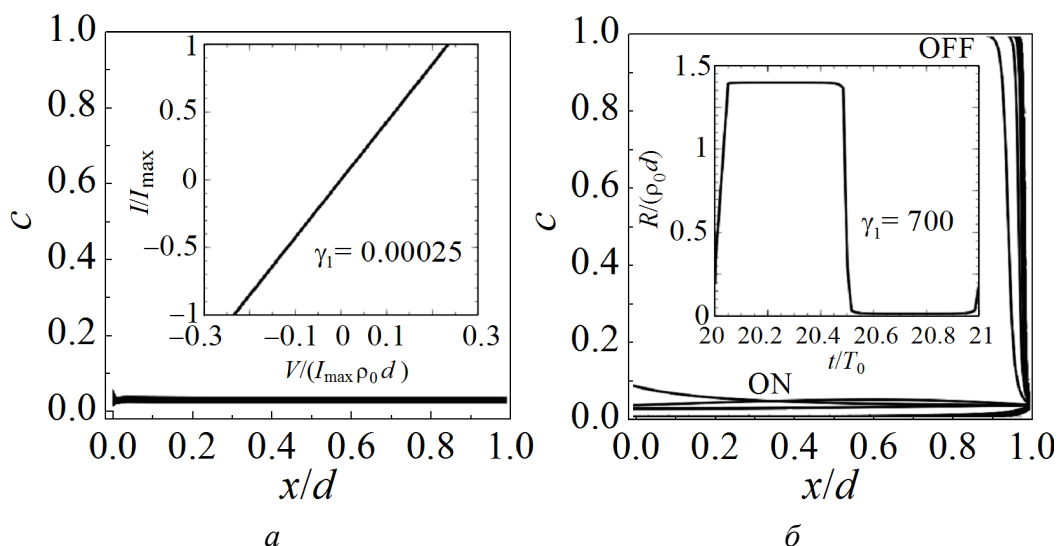
точки  $\gamma_1 = 0.2$  с последующим снижением. Величина площади положительной петли в несколько раз больше, чем отрицательной, в частности отношение максимальных значений положительной и отрицательной площадей составляет  $S/S' \sim 0.56/0.22 \sim 2.5$ . Причиной такого отличия, по-видимому, является непрозрачная для кислородных вакансий граница манганита с подложкой, с одной стороны, и прозрачность верхней границы – с другой. Во время первых полупериодов от границы с подложкой движется ударная волна концентрации кислородных вакансий, а во время вторых – изменения концентрации вакансий происходят преимущественно в области открытой верхней границы.



**Рис. 2.** Зависимость положительной  $S$  (а) и отрицательной  $S'$  (б) площадей петли гистерезиса от параметра  $1/\gamma_1 \sim \omega$

Взаимосвязь между пространственным распределением кислородных вакансий и величиной эффекта памяти представлена на рис. 3 для двух предельных случаев – очень больших и очень малых частот. Отсутствие гистерезиса в обоих случаях объясняется профилем концентрации вакансий.

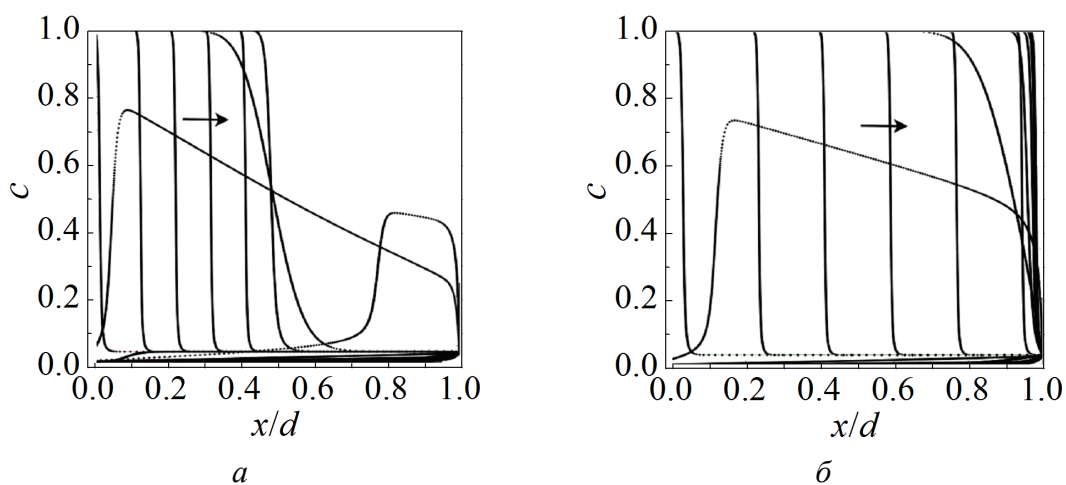
Из рисунка видно, что при  $\gamma_1 = 0.00025$  (что соответствует высокой частоте подаваемого сигнала) распределение концентрации вакансий практически полностью однородно, как в начальный момент времени ( $t = 0$ ). При  $\gamma = 700$  (что соответствует исчезающе малой частоте) наблюдается следующая картина: два пространственных распределения концентрации вакансий соответ-



**Рис. 3.** Пространственное распределение концентрации вакансий в течение одного периода для случаев  $\gamma_1 = 0.00025$  (а) и 700 (б). На вставках: а – вольт-амперная характеристика гетероструктуры, б – изменение полного сопротивления гетероструктуры

ствуют двум резистивным состояниям – высоко- (OFF) и низкорезистивному (ON). В первом случае система находится в одном резистивном состоянии. Во втором наблюдается высокорезистивное состояние системы в первой половине периода, тогда как во второй половине гетероструктура находится в состоянии с низким сопротивлением. Таким образом, существенное различие между вольт-амперными характеристиками тесно связано с особенностями пространственного распределения вакансий в пленке лантан-кальциевого манганита.

Максимум в частотной зависимости площади естественно также связать с пространственным распределением концентрации. Возрастание  $S$  с повышением



**Рис. 4.** Пространственное распределение концентрации вакансий в течение одного периода для случаев  $\gamma_1 = 0.5$  (а) и 1.15 (б). Стрелки показывают направление движения волны



частоты происходит вплоть до максимального значения, которое наблюдается при  $\gamma_1 = 1.15$ . Сравним пространственные распределения концентрации кислородных вакансий, соответствующие значениям параметров  $\gamma_1 = 0.5$  и  $1.15$ . Динамика изменений приведена на рис. 4.

Как видим, при  $\gamma_1 = 1.15$  наблюдается проникновение ударной волны концентрации вакансий практически полностью в пленку манганита (за исключением небольшой области). С дальнейшим увеличением частоты  $\omega \sim 1/\gamma_1$  уменьшается толщина слоя, обедненного кислородом. В случае  $\gamma_1 = 0.5$  вакансии формируют движущуюся вглубь ударную волну концентрации, однако при этом они располагаются преимущественно вблизи непрозрачной границы металл/манганит. Максимальное значение площади петли гистерезиса  $S$  (рис. 2,а) больше примерно в 6 раз, чем, например, в случае  $\gamma_1 = 0.5$ , когда ударная волна вакансий не проникает в глубь образца. Величина площади при  $\gamma_1 = 0.5$  всего  $S \sim 0.1$ . Соответственно площадь петли гистерезиса определяется пространственным перераспределением концентрации вакансий кислорода в образце.

### Заключение

Все полученные выше результаты указывают на то, что величина эффекта памяти тесно связана с пространственным распределением кислородных вакансий в пленке манганита.

Результаты численных расчетов свидетельствуют, что площадь петли гистерезиса растет с увеличением частоты электрического сигнала, достигает максимального значения, определяемого пространственным распределением вакансий, а затем уменьшается. Рассмотрены условия формирования максимальной петли гистерезиса. Оказалось, что необходимым условием максимальной величины площади петли является практически полное проникновение ударной волны концентрации кислородных вакансий в пленку манганита.

Структура частотной зависимости положительной и отрицательной площадей петли гистерезиса в лантан-кальциевых манганитах отличается так же, как и максимальная величина эффекта. Различие обусловлено тем, что один из металлов в гетероструктуре металл–манганит–металл непроницаем для кислорода (подложка), а другой является прозрачным для него.

Установлено, что величина эффекта памяти определяется пространственным распределением концентрации кислородных вакансий в пленке лантан-кальциевого манганита, которое меняется в зависимости от частоты электрического сигнала. Отсутствие перераспределения концентрации вакансий в пленке свидетельствует об отсутствии эффекта памяти. Последнее имеет место в пределе низких и высоких частот электрического сигнала. Различие вольт-амперных характеристик в двух представленных случаях обусловлено пространственным распределением вакансий кислорода. При высоких частотах распределение концентрации слабо отклоняется от начального распределения вакансий в пленке манганита. При низких частотах наблюдается два ус-

тойчивых пространственных распределения вакансий, которые соответствуют двум резистивным состояниям. При этом подаваемый ток изменяется настолько медленно, что распределение вакансий в каждый момент времени уравнивается за счет эффекта диффузии, а значит, гистерезис отсутствует.

Таким образом, исследованы особенности частотной зависимости площади петли гистерезиса в лантан-кальциевом манганите  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$ . Эта зависимость позволяет осуществить контроль за эффектом памяти и добиться максимальной его величины в гетероструктурах на основе данного манганита.

1. D.S. Shang, L.D. Chen, Q. Wang, W.Q. Zhang, Z.H. Wu, X.M. Li, Appl. Phys. Lett. **89**, 172102 (2006).
2. R. Dong, W.F. Xiang, D.S. Lee, S.J. Oh, D.J. Seong, S.H. Heo, H.J. Choi, M.J. Kwon, M. Chang, M. Jo, M. Hasan, H. Hwang, Appl. Phys. Lett. **90**, 182118 (2007).
3. R. Yang, X.M. Li, W.D. Yu, X.D. Gao, D.S. Shang, L.D. Chen, J. Appl. Phys. **107**, 063703 (2010).
4. X.J. Liu, X.M. Li, Q. Wang, R. Yang, X. Cao, W.D. Yu, L.D. Chen, Phys. Status Solidi **A207**, 1204 (2010).
5. C. Zener, Phys. Rev. **82**, 403 (1951).
6. P.-G. de Gennes, Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
7. I.O. Troyanchuk, D.D. Khalyavin, S.V. Trukhanov, G.N. Chobot, H. Szymczak, Письма в ЖЭТФ **70**, 583 (1999).
8. D. Adler, Radiation Effects **4**, 123 (1970).
9. X.F. Song, G.J. Lian, G.C. Xiong, Phys. Rev. **B71**, 214427 (2005).
10. L. Malavasi, M.C. Mozzati, P. Ghigna, G. Chiodelli, C.B. Azzoni, G. Flor, «Role of Point Defects on the Properties of Manganites» (2004), arXiv:cond-mat. Mtrlsci/0412606.
11. P.S. Georgiou, S.N. Yaliraki, E.M. Drakakis, M. Barahona, Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences **468**, 2210 (2012).
12. D.B. Strukov, G.S. Snider, D.R. Stewart, R.S. Williams, Nature **453**, 80 (2008).
13. L. Chua, IEEE Transactions on Circuit Theory **18**, 507 (1971).
14. Z. Biolek, D. Biolek, V. Biolková, IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs **59**, 607 (2012).
15. Z. Biolek, D. Biolek, V. Biolková, Z. Kolka, International Journal of Circuit Theory and Applications **44**, 1202 (2016).
16. B.J. Choi, D.S. Jeong, S.K. Kim, C. Rohde, S. Choi, J.H. Oh, H.J. Kim, C.S. Hwang, K. Szot, R. Waser, B. Reichenberg, S. Tiedke, J. Appl. Phys. **98**, 033715 (2005).
17. A. Grill, W. Kane, J. Viggiano, M. Brady, R. Laibowitz, Journal of Materials Research **7**, 3260 (1992).
18. A. Sawa, Mater. Today **11**, 28 (2008).
19. B. Bryant, C.H. Renner, Y. Tokunaga, Y. Tokura, G. Aeppli, Nat. Commun. **2**, 212 (2011).
20. Y.B. Nian, J. Strozier, N.J. Wu, X. Chen, A. Ignatiev, Phys. Rev. Lett. **98**, 146403 (2007).
21. Z.-H. Wang, Y. Yang, L. Gu, H.-U. Haberman, R.-C. Yu, T.-Y. Zhao, J.-R. Sun, B.-G. Shen, Nanotechnology **23**, 265202 (2012).
22. R. Waser, R. Dittmann, G. Staikov, K. Szot, Advanced Materials **21**, 2632 (2009).

23. S. Tang, F. Tesler, F.G. Marlasca, P. Levy, V. Dobrosavljević, M. Rozenberg, Phys. Rev. **X6**, 011028 (2016).
24. I.V. Boylo, Phys. Status Solidi **B254**, 1600698 (2017).
25. И.В. Бойло, ФТВД **28**, № 1, 96 (2018).
26. Z.L. Wang, J.S. Yin, Y.D. Jiang, J. Zhang, Appl. Phys. Lett. **70**, 3362 (1997).
27. S. Kim, S.-J. Kim, K.M. Kim, S.R. Lee, M. Chang, E. Cho, Y.-B. Kim, C.J. Kim, U -In Chung, In-Kyeong Yoo, Sci. Rep. **3**, 1680 (2013).
28. S. Larentis, F. Nardi, S. Balatti, D.C. Gilmer, D. Ielmini, IEEE Transactions on Electron Devices **59**, 2468 (2012).
29. J. del Valle, P. Salev, F. Tesler, N.M. Vargas, Y. Kalcheim, P. Wang, J. Trastoy, M.-H. Lee, G. Kassabian, J.G. Ramirez, M.J. Rozenberg, I.K. Schuller, Nature (2019).
30. I.O. Troyanchuk, S.V. Trukhanov, H. Szymczak, K. Baerner, J. Phys.: Condens. Matter **12**, L155 (2000).
31. J.R. Sun, H.W. Yeung, H. Li, K. Zhao, H.N. Chan, H.K. Wong, J. Appl. Phys. **90**, 2831 (2001).
32. J.G. Blom, P.A. Zegeling, ACM Transactions on Mathematical Software **20**, 194 (1994).

I.V. Boylo

## FREQUENCY DEPENDENCE OF CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC HYSTERESIS IN HETEROSTRUCTURES BASED ON LANTHANUM-CALCIUM MANGANITE

In the paper, modeling of resistive switching in heterostructures based on doped lanthanum-calcium manganite is presented. The frequency dependence of the area of the current-voltage hysteresis loop is investigated, which determines the magnitude of the memory effect in electronic devices. It is found that the frequency dependence of the negative and the positive areas of the hysteresis loop are different. The relationship between the spatial distribution of the oxygen-vacancy concentration and the magnitude of the memory effect is shown.

**Keywords:** resistive switchings, manganites, memory effect, oxygen vacancy, hysteresis

**Fig. 1.** Local resistance  $\rho$  (in the units of  $\rho_0$ ) vs the concentration of mobile vacations  $c$  (in the units of  $c_{\max}$ ). The points indicate the experimental data for  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$  [10]

**Fig. 2.** The  $1/\gamma_1 \sim \omega$  parameter dependence of the positive area of the hysteresis loop  $S$  ( $a$ ) and the negative one  $S'$  ( $b$ )

**Fig. 3.** Spatial distribution of the vacancy concentration for a period in the cases of  $\gamma_1 = 0.00025$  ( $a$ ) and 700 ( $b$ ). In the insets:  $a$  – current-voltage characteristics of the heterostructure,  $b$  – change in the total resistance of the heterostructure

**Fig. 4.** Spatial distribution of the vacancy concentration for a period in the cases of  $\gamma_1 = 0.5$  ( $a$ ) and 1.15 ( $b$ ). The arrows indicate the direction of the wave movement