

06;07;12

Емкость межфазной границы $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$, индуцированная проникновением электрического поля в манганитный электрод

© Ю.А. Бойков, В.А. Данилов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: yu.boikov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 13 октября 2004 г.)

Методом лазерного испарения выращены трехслойные гетероструктуры $(001)\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3 \parallel (001)\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3 \parallel (001)\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ ($x = 0, 0.25$) на монокристаллических подложках $(001)\text{La}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{Al}_{0.65}\text{Ta}_{0.35}\text{O}_3$. В широком ($\sim 150\text{K}$) интервале температур эффективная диэлектрическая проницаемость ε выращенных пленок $(1000\text{nm})\text{Ba}_{0.25}\text{Sr}_{0.75}\text{TiO}_3$ и $(1000\text{nm})\text{SrTiO}_3$ следовала соотношению $\varepsilon \sim (T - T_{CW})^{-1}$, где T_{CW} — температура Кюри-Вейса для соответствующих объемных кристаллов. Используя экспериментальные зависимости $\varepsilon(T)$, оценена величина емкости ($C_{\text{int}} \approx 4\text{fF/cm}^2$) межфазных границ $(001)\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/(001)\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ и $(001)\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/(001)\text{SrTiO}_3$, обусловленной проникновением электрического поля в манганитный электрод. При использовании напряжения смещения $\pm 2.5\text{V}$ перенастраиваемость диэлектрической проницаемости слоев STO и BSTO в исследованных гетероструктурах достигала 25 и 45% соответственно.

Введение

В последние годы активно исследуются [1,2] особенности роста и параметры многослойных гетероструктур, включающих тонкие слои проводящих перовскитоподобных манганитов $\text{La}_{1-y}(\text{Sr,Ca})_y\text{MnO}_3$ и эпитаксиальные прослойки нелинейных сегнетоэлектриков $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$. Такие гетероструктуры перспективны для применений в перенастраиваемых (электрическим [3] и магнитным [4] полями) емкостных элементах. При температурах ниже температуры Кюри T_{Curie} концентрация делокализованных дырок в твердых растворах $\text{La}_{0.67}(\text{Sr,Ca})_{0.33}\text{MnO}_3$ достигает $6 \cdot 10^{21}\text{cm}^{-3}$, а электропроводность сопоставима с соответствующими данными для „грязных“ металлов. T_{Curie} для $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ LSMO равна примерно 360K [5], и при комнатной температуре указанное соединение обладает высокой электропроводностью. Фундаментальные аналогии в структуре $\text{La}_{0.67}(\text{Sr,Ca})_{0.33}\text{MnO}_3$ и $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ и их удовлетворительная химическая совместимость ($T < 800^\circ\text{C}$) создают предпосылки для формирования высококачественных эпитаксиальных гетероструктур, в которых манганитные слои находятся в контакте с диэлектрическими (сегнетоэлектрическими) прослойками.

До настоящего времени в литературе имеются лишь отрывочные данные [6,7] об электронных параметрах границ, разделяющих проводящие оксидные электроды и сегнетоэлектрические пленки в многослойных эпитаксиальных системах. Влияние механических напряжений и нарушений стехиометрии на свойства указанных межфазных границ практически не изучалось.

В данной статье приведены результаты исследования структуры и диэлектрической проницаемости пленок SrTiO_3 STO и $\text{Ba}_{0.25}\text{Sr}_{0.75}\text{TiO}_3$ BSTO в плоскопараллельных конденсаторных гетероструктурах с электродами

LSMO. Полученные экспериментальные результаты были использованы для оценки емкости, индуцированной проникновением электрического поля в манганитный электрод.

Эксперимент

Манганитные и сегнетоэлектрические слои формировались на поверхности подложки $(001)\text{La}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{Al}_{0.65}\text{Ta}_{0.3}\text{LSATO}$ методом лазерного испарения (ComPex 205, KrF, $\lambda = 248\text{nm}$, $\tau = 30\text{ns}$) в последовательности LSMO \Rightarrow BSTO (STO) \Rightarrow LSMO. Промежуточный слой BSTO (STO) имел толщину $d = 1000\text{nm}$, а толщина верхнего и нижнего манганитных электродов равнялась $d_1 = 120\text{nm}$. В процессе роста трехслойных гетероструктур манганит/сегнетоэлектрик/манганит температура подложки поддерживалась равной 770°C , а давление кислорода в камере составляло 0.3mbar .

Фазовый состав сформированных пленочных систем LSMO/STO/LSMO и LSMO/BSTO/LSMO, параметры кристаллических решеток в манганитных и сегнетоэлектрических слоях и их ориентация исследовались с использованием рентгеновской дифракции (Philips X'pert MRD, $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканы, кривые качания). Чтобы измерить параметры кристаллических решеток выращенных пленок в плоскости подложки и вдоль нормали к ее поверхности, $\omega/2\theta$ -сканы были визуализированы в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (001) или (101) LSATO.

Морфология поверхности выращенных пленок исследовалась с помощью микроскопа атомных сил (NanoScope-IIIa).

Квадратные контактные площадки ($S = 200 \times 200 \mu\text{m}$) в верхнем манганитном слое и „окна“ в диэлектрической пленке (для контакта с общим нижним электродом LSMO) были сформированы с использованием фотолитографии и ионного травления (Ar, 500 V, 0.2 mA).

Емкость C и тангенс угла диэлектрических потерь $\tan\delta$ сформированных пленочных плоскопараллельных конденсаторов измерялись с помощью прибора hp LCR 4263 A meter ($f = 1-100 \text{ kHz}$) при подаче на манганитные электроды напряжения смещения $V_b = \pm 2.5 \text{ V}$ и без него. Диэлектрическая проницаемость ϵ промежуточного диэлектрического слоя рассчитывалась с использованием соотношения $\epsilon = Cd/S$. Положительным напряжением смещения считалось в том случае, когда „+“ подавался на верхний электрод. Сопротивление R манганитных электродов измерялось в геометрии van der Pauw с помощью того же LCR meter ($f = 100 \text{ Hz}$), а удельное сопротивление ρ рассчитывалось с использованием соотношения $\rho = Rd_1\pi/\ln 2$ [8].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Рассогласование в параметрах кристаллических решеток m LSMO (псевдокубическая элементарная ячейка, $a_1 = 3.871 \text{ \AA}$ [9]) и LSATO (псевдокубическая ячейка, $a_2 = 3.868 \text{ \AA}$ [10]) составляет менее 0.1% ($m = (a_S - a_L)/a_S$, где a_S и a_L — параметры решетки подложки и пленки соответственно). Это определило выбор LSATO в качестве подложки для гетероструктур LSMO/сегнетоэлектрик/LSMO. Параметр кристаллической решетки $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ возрастает с x , вследствие чего рассогласование в параметрах кристаллических решеток для комбинации LSMO–BSTO ($m \approx 1.5\%$) почти вдвое превышает соответствующее значение для системы LSMO–STO ($m \approx 0.8\%$). Температурные коэффициенты линейного расширения для LSMO, BSTO LSATO имеют близкие значения [11,12].

а) Структура выращенных манганитных и сегнетоэлектрических слоев. На рентгеновских дифрактограммах от выращенных гетероструктур LSMO/STO/LSMO/(001) LSATO и LSMO/BSTO/LSMO/(001) LSATO присутствовали только пики от подложки, промежуточного сегнетоэлектрического слоя и манганитных электродов (рис. 1, *a* и *b*). Таким образом, выращенные трехслойные гетероструктуры были свободны от макровключений вторичных фаз. Из полученных рентгеновских $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканов следует, что сегнетоэлектрический и манганитные слои в выращенных гетероструктурах были четко ориентированы как азимутально, так и относительно нормали к плоскости подложки. При последующем обсуждении нижний манганитный слой в гетероструктуре манганит/сегнетоэлектрик/манганит будет обозначаться как LSMO-1, а верхний — как LSMO-2.

Параметры элементарной ячейки в слое LSMO-1 гетероструктуры LSMO/STO/LSMO, измеренные в плоскости подложки $a_{1p} = 3.870 \pm 0.005 \text{ \AA}$ и вдоль нормали

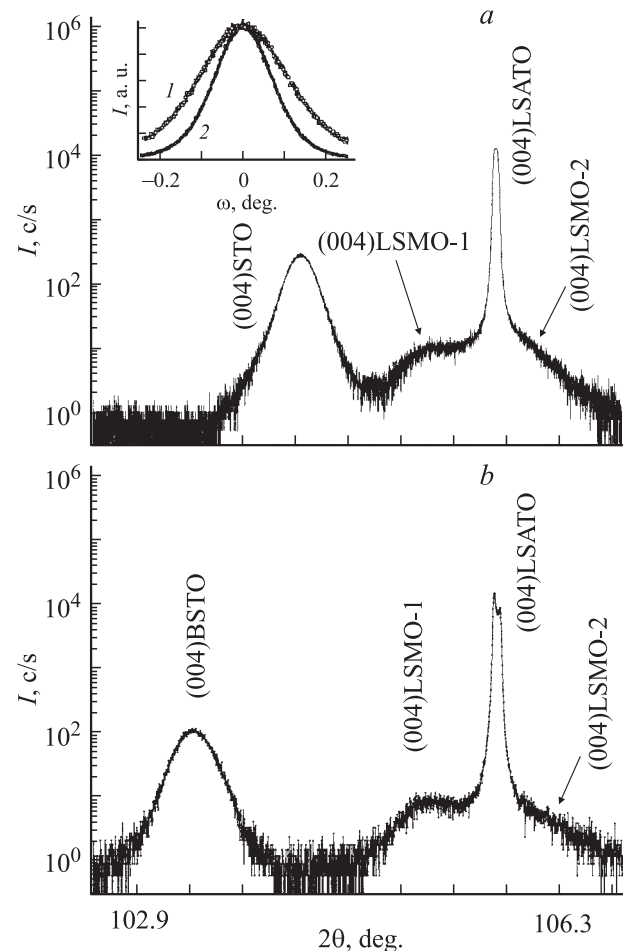


Рис. 1. *a* — дефект рентгеновской дифрактограммы ($\text{CuK}\alpha_1$, $\omega/2\theta$ — скан) для эпитаксиальной гетероструктуры (001) LSMO|| (001)STO|| (001) LSMO|| (001) LSATO, полученный, когда падающий и отраженный пучки находились в плоскости, перпендикулярной плоскости подложки. На вставке — кривые качания $\omega-2\theta$ для рентгеновского рефлекса (002) от промежуточных слоев BSTO (1) и STO (2) в гетероструктурах LSMO/BSTO/LSMO/LSATO и LSMO/STO/LSMO/LSATO. *b* — фрагмент рентгеновской дифрактограммы для эпитаксиальной гетероструктуры (001) LSMO|| (001) BSTO|| (001) LSMO|| (001) LSATO, полученный в тех же условиях.

к ее поверхности $a_{1n} = 3.878 \pm 0.005 \text{ \AA}$, практически совпадали с соответствующими параметрами, измеренными для нижнего манганитного слоя в гетероструктуре LSMO/BSTO/LSMO. Слой LSMO-1 в сформированных гетероструктурах был выращен когерентно на поверхности подложки, на это указывает равенство параметра a_{1p} параметру элементарной ячейки LSATO. Небольшая разница в значениях a_{1p} и a_{1n} , полученных для слоя LSMO-1, может быть обусловлена двухосными сжимающими механическими напряжениями, действующими в плоскости подложки. Эффективный объем элементарной ячейки $V_{\text{eff}} = a_{1p}^2 \times a_{1n} = 58.0.8^\circ \text{ \AA}^3$ в нижнем манганитном электроде был близок к соответствующему

значению для массивных стехиометрических образцов LSMO ($\sim 58.01 \text{ \AA}^3$ [9]).

Параметры кристаллической решетки в слое (1000 nm) STO в выращенных гетероструктурах LSMO/STO/LSMO, измеренные в плоскости подложки $a_{\parallel} = 3.903 \pm 0.003 \text{ \AA}$ и вдоль нормали к ее поверхности $a_{\perp} = 3.908 \pm 0.003 \text{ \AA}$, незначительно отличались друг от друга и от параметра кристаллической решетки для стехиометрических объемных образцов STO. Также практически идентичные значения ($\sim 3.932 \pm 0.003 \text{ \AA}$) были получены для параметров элементарной ячейки, измеренных в плоскости подложки и вдоль нормали к ее поверхности в слое (1000 nm) BSTO в гетероструктурах LSMO/STO/LSMO. При толщине промежуточного сегнетоэлектрической слоя $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ 1000 nm механические напряжения в нем в значительной степени релаксируют в процессе осаждения и насыщения кислородом.

Ширина кривой качания FWHM, измеренная на половине высоты, для рентгеновского пика (002) BSTO от гетероструктуры LSMO/BSTO/LSMO имела значение 0.26° , что примерно на 50% больше соответствующей ширины для пика (002) STO от гетероструктуры LSMO/STO/LSMO. Полученные значения FWHM для пленок STO на BSTO в выращенных гетероструктурах хорошо согласуются с соответствующими данными для эпитаксиальных сегнетоэлектрических слоев, выращенных на поверхности оксидных электродов [11]. Одной из причин деградации микроструктуры пленки BSTO по сравнению с пленкой STO в указанных гетероструктурах является заметно большее рассогласование в параметрах решеток с подложкой (LSATO с выращенным слоем LSMO).

Вследствие разницы в параметрах кристаллических решеток LSMO и BSTO (STO) слой LSMO-2, выращенный на поверхности STO/LSMO/LSATO или BSTO/LSMO/LSATO, находился под действием растягивающих в плоскости подложки механических напряжений. Параметр элементарной ячейки, измеренный вдоль нормали к плоскости подложки в слоях LSMO-2 в гетероструктурах STO/LSMO/LSATO и BSTO/LSMO/LSATO, имел значения интервале $3.85\text{--}3.86 \text{ \AA}$, т.е. был заметно меньше, чем a_1 . Из-за перекрытия пиков ($n0n$) LSMO-2 на рентгеновских сканах с интенсивными пиками от подложки определение параметра элементарной ячейки в слое LSMO-2 в плоскости подложки оказалось затруднительным.

б) Электросопротивление пленочных электродов LSMO. Температурная зависимость электросопротивления пленки (120 nm) LSMO, выращенной на (001) LSATO, приведена на рис. 2. ρ пленки LSMO/(001) LSATO увеличивалось с повышением температуры в интервале 77–400 K, причем наиболее резкий его рост происходил при $330 < T < 360 \text{ K}$. Это хорошо согласуется с данными по электропроводности объемных стехиометрических образцов LSMO [5]. ρ манганитной пленки оставалось практически неизменным

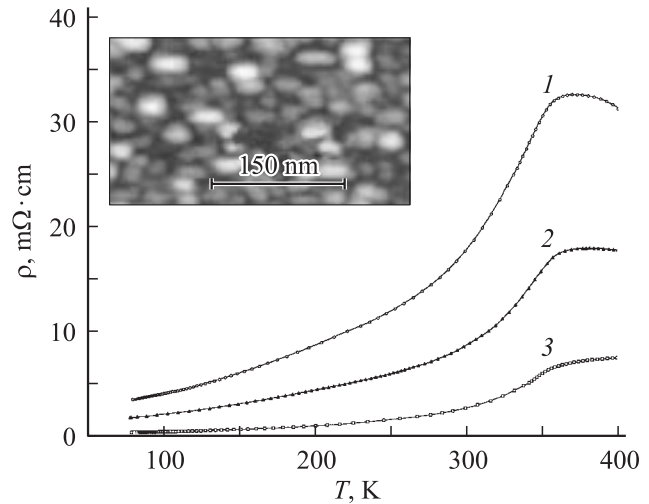


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивления ρ пленок (120 nm) LSMO, выращенных на (001) BSTO|| (001) LSMO|| (001) LSATO (1), (001) STO|| (001) LSMO|| (001) LSATO (2) и (001) LSATO (3). На вставке — свободная поверхность пленки (120 nm) LSMO|| (001) STO|| (001) LSMO|| (001) LSATO. Изображение получено с помощью микроскопа атомных сил.

после формирования на ее поверхности слоя сегнетоэлектрика BSTO (STO) толщиной 1000 nm (для измерения электросопротивления пленки LSMO в гетероструктурах BSTO/LSMO/LSATO и STO/LSMO/LSATO на поверхность диэлектрического слоя наносились четыре серебряных электрода, между манганитным слоем и указанными электродами имела связь).

Резкое падение электросопротивления пленок LSMO, выращенных на BSTO/LSMO/(001) LSATO, STO/LSMO/(001) LSATO и (001) LSATO, происходило примерно при одних и тех же температурах (рис. 2). Это указывает на то, ферромагнитное упорядочение спинов в электродах LSMO-1 и LSMO-2 начиналось примерно при одних и тех же температурах. Электросопротивление электродов LSMO-2 в гетероструктурах LSMO/BSTO/LSMO и LSMO/STO/LSMO в 2–5 превышало величину ρ для электродов LSMO-1 (рис. 2). Это отчасти связано с наличием в пленках LSMO межкристаллитных границ (вставка на рис. 2). Как следует из данных, представленных на указанной вставке, средний латеральный размер зерен в пленке LSMO-2 составлял порядка 30 nm. Из-за высокой плотности дефектов структуры (прежде всего вакансии кислорода) и нарушения стехиометрии электросопротивления межкристаллитных прослоек в манганитных пленках может существенно превышать величину ρ в объеме кристаллитов [13].

в) Диэлектрическая проницаемость пленок STO и BSTO. Температурные зависимости ϵ для пленок (1000 nm) STO и (1000 nm) BSTO в гетероструктурах LSMO/BSTO/LSMO и LSMO/STO/LSMO

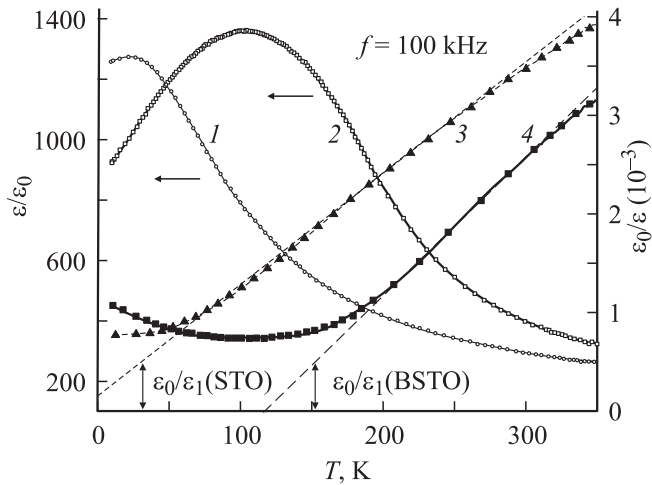


Рис. 3. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости $\varepsilon/\varepsilon_0$ (1, 2) и $\varepsilon_0/\varepsilon$ (3, 4) пленок (1000 nm) STO (1, 3) и (1000 nm) BSTO (2, 4) в плоскопараллельных конденсаторных структурах с LSMO электродами. $\varepsilon_0/\varepsilon_1$ для указанных пленок отмечены двойными стрелками. Пунктир — касательные к кривым $\varepsilon_0/\varepsilon(T)$ при температурах, когда $\varepsilon \sim (T - T_{CW})$.

приведены на рис. 3. Максимальные значения диэлектрической проницаемости пленок STO ($\sim 1300\varepsilon_0$) и BSTO ($\sim 1350\varepsilon_0$) достигались при температурах $T_M \approx 20$ и 100 K соответственно. На том же рисунке показаны зависимости $\varepsilon_0/\varepsilon(T)$, полученные для слоев STO и BSTO при $f = 100$ kHz и $V_b = 0$. В широком (~ 150 K) интервале температуры кривые $\varepsilon_0/\varepsilon(T)$ для промежуточных диэлектрических слоев в гетероструктурах LSMO/BSTO/LSMO и LSMO/STO/LSMO следовали соотношению

$$\varepsilon_0/\varepsilon = C_0^{-1}(T - T_{CW}) + \varepsilon_0/\varepsilon_1, \quad (1)$$

где параметр T_{CW} совпадал с температурой Кюри–Вейса для монокристаллов STO (~ 30 K [14]) и BSTO (~ 145 K [15]), а коэффициент C_0 равнялся $\sim 0.9 \cdot 10^5$ K для пленок STO и $\sim 0.7 \cdot 10^5$ K для пленок BSTO (ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума).

Полученные из наклона касательных (показаны пунктиром на рис. 3) к экспериментально полученным зависимостям $\varepsilon_0/\varepsilon(T)$ для пленок STO и BSTO значения C_0 хорошо согласуются с постоянными Кюри для соответствующих объемных кристаллов [15]. На рис. 3, $\varepsilon_0/\varepsilon_1$ для обоих типов диэлектрических пленок отмечены двухсторонними стрелками. ε_1 для гетероструктур LSMO/STO/LSMO и LSMO/BSTO/LSMO не зависели от температуры и имели значения $2200\varepsilon_0$ и $2300\varepsilon_0$ соответственно.

Первое слагаемое в правой части соотношения (1) естественно связать с вкладом промежуточного диэлектрического слоя в эффективную емкость гетероструктуры, а второе — с вкладом межфазных границ. Появление второго слагаемого обусловлено проникновением электрического поля в манганитный электрод [16]. Рассчитанная на единицу площади межфазных

границ SMO/LSMO и BSTO/LSMO емкость $C_{Int} = 2\varepsilon_1/d$, обусловленная проникновением электрического поля в манганитный электрод, составила 3.9 и $4.1 \mu\text{F}/\text{cm}^2$ соответственно. Полученные значения C_{Int} для границ STO/LSMO и BSTO/LSMO примерно на 30–50% меньше емкости, индуцированной проникновением электрического поля в благородный металл (Ag, Au) [16]. Механизмы, ответственные за относительно низкие значения емкости межфазных границ сегнетоэлектрик–манганит, проанализированы нами в [4].

При $T = 250$ – 350 K значения $\tan \delta$ ($f = 100$ kHz) для пленок (1000 nm) STO и (1000 nm) BSTO в исследованных гетероструктурах практически совпадали и находились в пределах $5 \cdot 10^{-3}$ – $1 \cdot 10^{-2}$ (вставка на рис. 4). Следует отметить, что в указанном температурном интервале пленки STO, так же как и BSTO, находились в параэлектрической фазе. Наблюдавшийся рост $\tan \delta$ с температурой для слоев BSTO и STO обусловлен увеличением их проводимости вследствие эмиссии Пула–Френкеля [17]. С уменьшением частоты относительный вклад проводимости в $\tan \delta$ пленок STO и BSTO становился определяющим (вставка на рис. 4).

При $T < 200$ K тангенс угла диэлектрических потерь пленок BSTO был существенно больше, чем $\tan \delta$ для пленок STO (вставка на рис. 4). Разница в значениях $\tan \delta$, измеренных для двух указанных типов пленок, обусловлена тем обстоятельством, что основная часть объема тонких слоев BSTO при $T < 145$ K состояла из сегнетоэлектрических доменов, а в слоях тината стронция и при низких температурах спонтанная поляризация отсутствовала. Релаксация доменных стенок вносит существенный вклад в диэлектрические потери

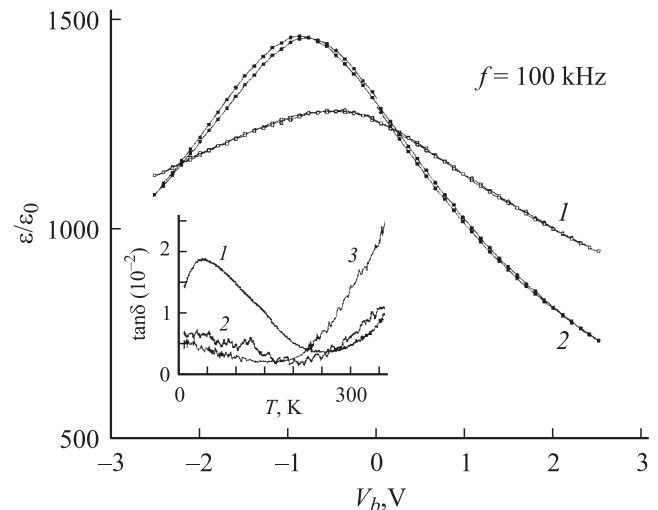


Рис. 4. 1 — Зависимости диэлектрической проницаемости пленок (1000 nm) STO (1) и (1000 nm) BSTO (2) в гетероструктурах LSMO/STO/LSMO и LSMO/BSTO/LSMO от напряжения смещения, приложенного к электродам LSMO. 1 — 10, 2 — 135 K. На вставке — температурные зависимости $\tan \delta$ для пленок STO (1000 nm) STO (2, 3) и (1000 nm) BSTO (1) в указанных выше конденсаторных структурах, измеренные при $f = 100$ (1, 2) и 10 kHz (3).

сегнетоэлектрической фазы. Формирование отдельных сегнетоэлектрических доменов в объеме двухосно механически напряженной гетероэпитаксиальной пленки BSTO может происходить при температурах, на десятки градусов выше температуры фазового сегнетоэлектрического перехода в соответствующих объемных монокристаллах. По этой причине рост $\tan \delta$ для пленок BSTO с понижением температуры становится заметным уже при $T \approx 200$ К.

На зависимостях $\varepsilon(V_b)$ для сегнетоэлектрических пленок в гетероструктурах LSMO/STO/LSMO и LSMO/BSTO/LSMO имелся четко выраженный максимум (рис. 4). Максимум был сдвинут в сторону отрицательных значений напряжения смещения относительно точки $V_b = 0$. Данный факт указывает на присутствие в пленках STO и BSTO внутреннего электрического поля, которое направлено от верхнего электрода к нижнему. Наиболее полная компенсация внутреннего электрического поля в пленках STO и BSTO достигалась при $V_b \approx -0.5-0.8$ В. Появление внутреннего электрического поля обусловлено различиями в микроструктуре и электронных параметрах нижней и верхней межфазных границ в выращенных трехслойных пленочных системах. При температурах, близких к T_M , перенастраиваемость $[\varepsilon(V_b = 0) - \varepsilon(V_b = 2.5 \text{ В})]/\varepsilon(V_b = 0)$ диэлектрической проницаемости пленок BSTO составляла порядка 45%, а для пленок STO — около 25%. При $T < 150$ К увеличение положительного напряжения смещения приводило к уменьшению тангенса угла диэлектрических потерь.

В заключение мы хотели бы отметить, что использование манганитных электродов LSMO позволяет формировать трехслойные конденсаторные структуры с высокосовершенным эпитаксиальным промежуточным слоем BSTO или STO. Емкость, индуцированная проникновением электрического поля в манганитный электрод в гетероструктурах LSMO/STO/LSMO и LSMO/BSTO/LSMO, составляет порядка $4 \mu\text{F}/\text{cm}^2$. Указанная емкость может оказывать существенное влияние на экспериментальные зависимости $\varepsilon(T, V_b)$ для промежуточного сегнетоэлектрического слоя в конденсаторных структурах. Влияние C_{int} на эффективную диэлектрическую проницаемость промежуточного сегнетоэлектрического слоя возрастает с уменьшением толщины последнего.

Финансовая поддержка для проведения данной работы была частично получена из проекта 04-02-16738 Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Tachiki M., Noda M., Yamada K., Kobayashi T. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 10. P. 5351.
- [2] Бойков Ю.А., Клаесон Т. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 7. С. 1231.
- [3] Hong J.P., Lee J.S. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. N 21. P. 3034.
- [4] Boikov Yu.A., Claeson T. // Phys. Rev. B. To be published.

- [5] Snyder G.J., Hiskes R., DiCarolis S., Beasley M.R., Geballe T.H. // Phys. Rev. B 53. N 21. P. 14 434.
- [6] Boikov Yu.A., Claeson T. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. N 24. P. 4603.
- [7] Бойков Ю.А., Данилов В.А. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 9. С. 26.
- [8] Kamins T.I. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 11. P. 4357.
- [9] Wiedenhorst B., Hofener C., Lu Y., Klein J., Alff L., Gross R., Freitag B.H., Mader W. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 74. N 24. P. 3636.
- [10] Спецификация компании Crystec, поставившей подложки ISATO.
- [11] Boikov Yu.A., Claeson T. // Physica. 2002. Vol. B 311. N 3–4. P. 250.
- [12] Wollan E.O., Koehler W.C. // Phys. Rev. 1955. Vol. 100. N 2. P. 545.
- [13] Boikov Yu.A., Erts D., Claeson T. // Mater. Sci. Engin. 2001. Vol. B 79. N 2. P. 133.
- [14] Neville R.C., Hoeneisen B., Mead C.A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 5. P. 2124.
- [15] Hilton A.D., Ricketts B.W. // J. Phys. D. 1996. Vol. 29. N 5. P. 1321.
- [16] Ku H.Y., Ullman F.G. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. N 4. P. 265.
- [17] Boikov Yu.A., Claeson T. // Supercond. Sci. Technol. 1999. Vol. 12. N 10. P. 654.