

06

Зависимость свойств эпитаксиальных тонких пленок титаната бария-стронция при изменении толщины

© В.Б. Широков^{1,2}, Ю.И. Головкин¹, В.М. Мухортов^{1,2}, Ю.И. Юзюк², Р.Е. Janolin³, В. Dkhil³

¹ Южный научный центр РАН,
Ростов-на-Дону, Россия

² Южный федеральный университет,
Ростов-на-Дону, Россия

³ LSPMS, Ecole Centrale Paris,
Paris, France

E-mail: shirokov-vb@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 8 декабря 2014 г.

В окончательной редакции 3 февраля 2015 г.)

Проведены исследования гетероэпитаксиальных тонких пленок $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ различной толщины в параэлектрической фазе при температуре 600°C . Параметры решетки пленки показывают нелинейную зависимость от толщины. С уменьшением толщины происходит увеличение вынужденной деформации и увеличивается объем элементарной ячейки. Поведение вынужденной деформации при изменении толщины хорошо описывается в модели двойного электрического слоя, образовавшегося в процессе синтеза пленки на границе с подложкой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 13-02-00251а, 13-02-12085-ОФИ_М и 13-01-90619 Арм_а).

1. Введение

В настоящее время интенсивно исследуются диэлектрические свойства тонких пленок $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ (BST), так как предполагается их использование в управляемых электронных устройствах передачи информации миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [1–6], а также в оптических сверхбыстрых аналоговых модуляторах [3]. Экспериментально показано, что в таких устройствах свойства тонких сегнетоэлектрических пленок значительно отличаются от соответствующих свойств объемного материала [1–4]. Обычно пленки имеют меньшую диэлектрическую проницаемость и высокие диэлектрические потери, что приводит к ухудшению характеристик устройств [1–4]. Предполагаемыми причинами такого отличия пленок от объемных материалов являются дефектность кристаллического строения [3], изменение стехиометрии по катионам [7], влияние границы раздела (или размерный эффект) [8], остаточные напряжения [3,5,8–10] из-за несоответствия решеток, различие коэффициентов теплового расширения, возникновение спонтанной деформации при фазовом переходе из парафазы в сегнетофазу и механизмы роста. Большие остаточные механические напряжения и, как следствие, вынужденные деформации (misfit strain) приводят к принципиально иным фазовым состояниям и влияют на процессы переключения спонтанной поляризации в сегнетоэлектрических гетероэпитаксиальных структурах. Следовательно, характеристика вынужденных деформаций является важной для понимания как причин их возникновения, так и их влияния на диэлектрические и сегнетоэлектрические свойства BST и других ди-

электрических материалов в виде пленок. В настоящей работе приведены результаты исследования вынужденных деформаций в гетероструктурах BST на подложках MgO (100). Для исключения деформаций, возникающих при фазовом переходе из парафазы в сегнетофазу, измерения проводились при температуре, значительно превышающей температуру фазового перехода.

2. Экспериментальные результаты

Для осаждения пленок BST использовался метод высокократного высокочастотного распыления стехиометрических керамических мишеней $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$ (BST08) при повышенных давлениях кислорода. Используемая нами методика осаждения обеспечивала рост пленок по слоевому механизму. Подводимая высокочастотная мощность 70 W/cm^2 , специальная геометрия электродов, высокое давление кислорода (0.5 Torr) позволяли создавать в плазме наночастицы исходного оксида, которые служили паровой фазой для растущей пленки. Слоевой механизм роста с атомарно-гладкой поверхностью был подтвержден исследованиями поверхности пленок методами электронной и атомно-силовой микроскопии. Более подробно данная методика осаждения пленок сложных оксидов со структурой перовскита изложена в [11–13]. В процессе роста пленки BST температура подложки поддерживалась равной 680°C . После осаждения образцы медленно охлаждались до комнатной температуры в атмосфере кислорода. Измерение состава мишени и пленок проводилось с использованием анализатора COMEBAX-micro. Толщина пленок определялась

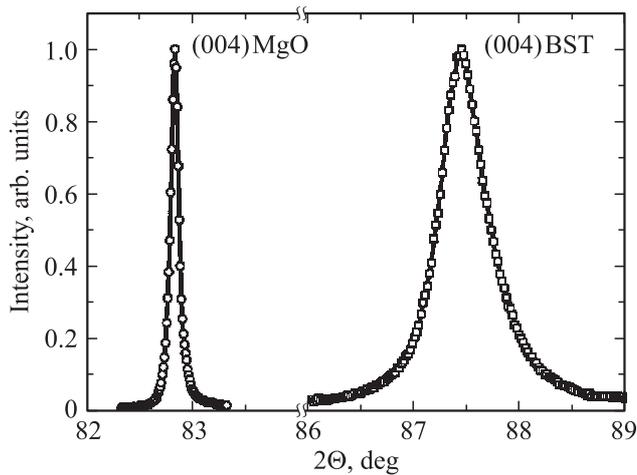


Рис. 1. Профили дифракционных пиков (004) ($\Theta-2\Theta$ -метод, $\text{Cu } K\beta$ -излучение) для подложки MgO и пленки BST. Толщина пленки 980 nm.

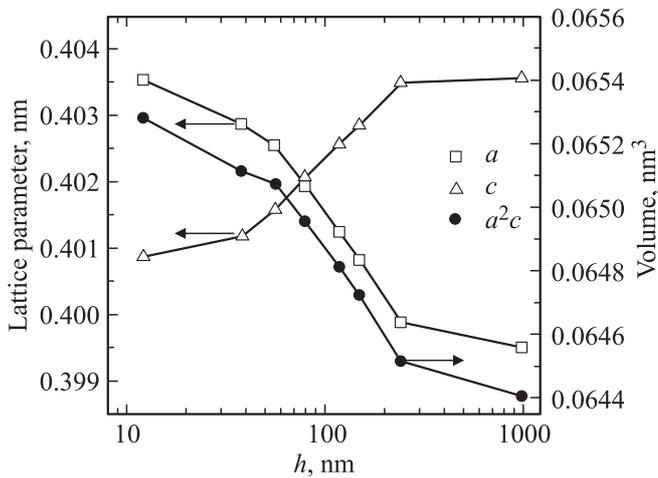


Рис. 2. Зависимости от толщины h параметров решетки c , a и объема a^2c элементарной ячейки пленок BST при температуре 600°C .

по времени напыления и уточнялась по глубине канавки травления, измеренной на атомном силовом микроскопе „Интегра“ фирмы НТ-МДТ. Структурное совершенство пленок, параметры элементарной ячейки в направлении нормали к плоскости подложки и в плоскости подложки, а также ориентационные соотношения между пленкой и подложкой при температуре 500°C устанавливались рентгенографированием на дифрактометре „ДРОН-4-07“ ($\Theta-2\Theta$ - и φ -методы, съемка симметричных и асимметричных брэгговских отражений, $\text{Cu}K\alpha$ -излучение). В настоящей работе нами выбрана система координат, в которой нормальная к поверхности пленки ось обозначена как ось c . Предполагается, что остаточные напряжения вызывают тетрагональное искажение кубической решетки и что деформации однородны по всей пленке.

На рис. 1 представлены измеренные профили дифракционных отражений (004) (точки) и аппроксима-

ционные кривые (сплошные линии) для пленок BST толщиной 980 nm. Уширение дифракционных линий от пленок BST по сравнению с дифракционными линиями от подложки MgO (рис. 1) свидетельствует о наличии дислокаций несоответствия и винтовых дислокаций, возникающих из-за несоответствия параметров решетки на границе раздела пленки и подложки [14,15]. Полная ширина пика (004) на половине максимума для подложек MgO равна 0.04° , а для пиков (004) пленки BST — 0.25° .

На рис. 2 приведены зависимости от толщины пленок параметров решетки c (вдоль нормали к подложке) и a (в плоскости подложки) для пленок BST толщиной от 12 до 980 nm при температуре 600°C , которая выше температуры фазового перехода из парафазы в сегнетофазу. Ошибки в измерениях составляли 0.0003 и 0.0005 nm для параметров c и a соответственно. Здесь же показана зависимость от толщины пленок объема a^2c элементарной ячейки.

3. Деформация пленок при 600°C

Согласно теоретическим [16] и экспериментальным данным [17], при температуре 600°C пленки находятся в высокосимметричной параэлектрической тетрагональной фазе. Рассмотрим феноменологический потенциал BST08 в виде

$$\begin{aligned}
 F = & f(p) - Q_{11}(t_1 p_1^2 + t_2 p_2^2 + t_3 p_3^2) \\
 & - Q_{12}[t_1(p_2^2 + p_3^2) + t_2(p_1^2 + p_3^2) + t_3(p_1^2 + p_2^2)] \\
 & - Q_{44}(t_4 p_2 p_3 + t_5 p_1 p_3 + t_6 p_1 p_2) - \frac{1}{2} s_{11}(t_1^2 + t_2^2 + t_3^2) \\
 & - s_{12}(t_1 t_2 + t_1 t_3 + t_2 t_3) - \frac{1}{2} s_{44}(t_4^2 + t_5^2 + t_6^2), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $f(p)$ — потенциал по поляризации. Согласно [16], коэффициенты потенциала (1) вычисляются по известным коэффициентам потенциалов BaTiO_3 (BT) и SrTiO_3 (ST) (см. также [18]). При концентрации Ba $x = 0.8$, как следует из [16], можно рассматривать только один параметр порядка — поляризацию. Для эпитаксиальной пленки, расположенной на (001) поверхности кубической подложки, условия для деформаций

$$u_1 = u_2 = u_m, \quad u_6 = 0 \quad (2)$$

должны выполняться и при отсутствии напряжений на поверхности, т.е. $t_3 = 0, t_4 = 0, t_5 = 0$. Условия (2) определяются симметрией подложки, деформацией u_m , связанной с различием теплового расширения пленки и подложки и особенностями технологии изготовления пленки. Система уравнений

$$u_m = -\frac{\partial F}{\partial t_1}, \quad u_m = -\frac{\partial F}{\partial t_2}, \quad \frac{\partial F}{\partial t_6} = 0 \quad (3)$$

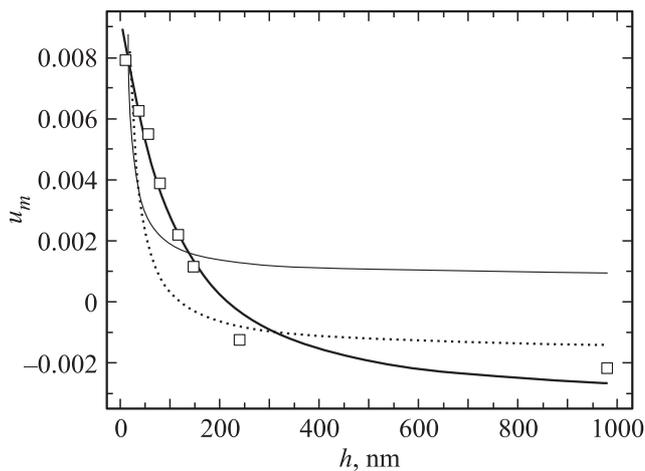


Рис. 3. Зависимость вынужденной деформации u_m пленки BST08 от толщины h при температуре 600°C . Точки — эксперимент, тонкая сплошная линия — подгонка методом наименьших квадратов $u_m = 0.87 \cdot 10^{-3} + 0.1029/h$, пунктир — подгонка методом наименьших квадратов с введением дополнительных значений в промежутках $u_m = -1.58 \cdot 10^{-3} + 0.1914/h$. Жирная сплошная линия — подгонка методом наименьших квадратов $u_m = -3.44 \cdot 10^{-3} + 0.7654 \times (1 - \exp(-h/59.1))/h$.

вместе с (2) полностью характеризует деформацию пленки при фиксированной температуре:

$$\begin{aligned} u_1 &= u_m, \\ u_2 &= u_m, \\ u_3 &= -\frac{2s_{12}}{s_{11} + s_{12}} u_m + \left(Q_{12} - \frac{s_{12}(Q_{11} + Q_{12})}{s_{11} + s_{12}} \right) (p_1^2 + p_2^2) \\ &\quad + \left(Q_{11} - \frac{2s_{12}Q_{12}}{s_{11} + s_{12}} \right) p_3^2, \\ u_4 &= Q_{44}p_2p_3, \\ u_5 &= Q_{44}p_1p_3, \\ u_6 &= 0. \end{aligned} \tag{4}$$

Упругие модули твердого раствора, согласно феноменологической модели [16,19], определяются формулами

$$\begin{aligned} s_{11} &= \frac{(3(1-x)\tau s_{11,ST} + 2x(s_{11,ST} - s_{12,ST}))\theta + x\tau(s_{11,ST} + 2s_{12,ST})}{3((1-x)\theta + x)((1-x)\tau + x)}, \\ s_{12} &= \frac{(3(1-x)\tau s_{11,ST} - x(s_{11,ST} - s_{12,ST}))\theta + x\tau(s_{11,ST} + 2s_{12,ST})}{3((1-x)\theta + x)((1-x)\tau + x)}, \end{aligned}$$

где

$$\tau = \frac{s_{11,BT} + 2s_{12,BT}}{s_{11,ST} + 2s_{12,ST}}, \quad \theta = \frac{s_{11,BT} - s_{12,BT}}{s_{11,ST} - s_{12,ST}},$$

Для BST08 упругие модули можно взять из [20]. Деформации пленки по определению связаны с параметрами

решетки

$$\begin{aligned} a &= a_0(1 + u_1), \\ c &= a_0(1 + u_3), \end{aligned} \tag{5}$$

где деформации u_1, u_3 следует взять из (4) без учета тепловых эффектов, т.е. при той же температуре, при которой определен параметр решетки объемного материала a_0 . Параметр решетки объемного BST08 при температуре 600°C можно вычислить из данных [16,19] по параметрам решетки BT и ST при той же температуре либо с учетом температурного расширения по тем же формулам. Это дает $a_0 = 4.0037 \text{ \AA}$. Вычисленная по результатам экспериментов с этим значением вынужденная деформация u_m в плоскости пленки BST08 приведена на рис. 3 (точки).

Описание зависимости вынужденной деформации от толщины пленки в [21–23] основано на релаксации упругих напряжений вследствие генерации дислокаций. Дислокации формируются при высоких температурах при синтезе пленки. Затем изменение упругих напряжений происходит только из-за различий величины теплового расширения пленки и подложки. Зависимость от толщины дается следующими формулами [23]:

$$\begin{aligned} a_s^{\text{eff}} &= \frac{a_s(T)}{\rho a_s(T) + 1}, \\ \rho &= \frac{u_m^0}{a_0} \left(1 - \frac{h_p}{h} \right), \\ u_m &(a_s^{\text{eff}} - a_0)/a_s^{\text{eff}}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что зависимость вынужденной деформации от толщины пленки должна иметь вид $u_m \sim a + b/h$. Обработка результатов измерения параметра решетки a пленки в плоскости подложки (рис. 2) согласно (5) при данной зависимости деформации от толщины приведена на рис. 3. На рис. 3 точками показана деформация пленки u_m в плоскости подложки при $a_0 = 0.40037 \text{ nm}$. Тонкая сплошная линия на этом рисунке — кривая $u_m = 0.87 \cdot 10^{-3} + 0.1029/h$, полученная при обработке экспериментальных данных по методу наименьших квадратов. Несоответствие для больших толщин связано с малым числом экспериментальных точек. Введение промежуточных точек (по прямой, соединяющей две ближайшие точки) с равномерным шагом дает кривую $u_m = -1.58 \cdot 10^{-3} + 0.1914/h$, обозначенную на рис. 3 пунктирной линией. В обоих случаях заметно несоответствие с экспериментом, особенно в области малых толщин.

4. Двойной электрический слой

Особенностью рассматриваемых пленок является то, что параметр решетки a в плоскости пленки меньше параметра c , для толщин более 80 nm (рис. 2), т.е. пленки сжаты в плоскости и вытянуты в направлении нормали к

плоскости пленки. Согласно рентгеноструктурным данным [17], пленки являются эпитаксиальными. Параметр решетки подложки MgO при температуре 600°C равен $a_s = 0.4244$ nm [24], что значительно больше параметра решетки BST08, равного $a_0 = 0.40037$ nm при этой температуре. Такое несоответствие размеров должно приводить к растяжению пленки в плоскости и, согласно теории упругости, к сжатию по нормали к плоскости. Дислокационная модель, как отмечено выше, описывает увеличение деформации при уменьшении толщины, но имеются количественные расхождения с экспериментом.

По нашему мнению, основная причина такого поведения — распределение заряженных дефектов по объему пленки. Например, если в то место, где должен находиться ион кислорода O^{2-} , поместить электрон e^- , перовскитная ячейка приобретет положительный заряд, а ослабленные связи приведут к увеличению объема. Само распределение зарядов по пленке является диффузной частью двойного электрического слоя на границе раздела пленка–подложка. Существование отрицательного заряда на границе раздела (точнее, на границе со стороны подложки) связано с квантово-механическим поведением электронов. Это становится понятным, если представить примыкающие к границе раздела области подложки и пленки как два разных потенциальных ящика для электронов. Глубина ящика со стороны подложки будет определяться величиной края поглощения подложки, а точнее, энергией основного перехода, формирующего край поглощения для макроскопической области вблизи границы раздела. Для MgO эта энергия равна 7.9 eV [25]. Для пленок BST эта энергия лежит в пределах 3.9–5.1 eV [26], т.е. различие по глубине потенциальных ящиков составляет величину порядка 3–4 eV. Благодаря туннелированию электроны будут „перетекать“ в более глубокую потенциальную яму до тех пор, пока края зон не выравняются на величину появившейся электростатической энергии. Такое явление на границе хорошо известно в полупроводниках [27]. Появление заряда на подложке будет стимулировать при высокой температуре образование заряженных кислородных вакансий. Исследование появления и накопления на границе кислородных вакансий под действием электрического поля в титанате бария [28] подтверждает существование подобного механизма.

На основе приведенных выше измерений нельзя установить, где и как расположен заряд в подложке, однако характер распределения заряда в пленке можно оценить из измерений вынужденной деформации пленки. Предположим, что изменение величины параметра решетки пропорционально количеству дефектов. Тогда в предположении, что каждый дефект заряжен, величина деформации будет пропорциональна величине заряда. Будем считать, что в процессе формирования пленки из плазмы заряженные дефекты обладают подвижностью, достаточной для установления равновесного распределения зарядов. Равновесное распределение в теории двойного

слоя Гуи–Чепмена описывается уравнением Пуассона–Больцмана, в котором локальное значение заряда заменено его средним значением, характеризующимся распределением Больцмана [29]. В линеаризованном случае уравнение Пуассона–Больцмана переходит в уравнение Дебая–Хюккеля, решением которого в плоском случае является

$$\varphi = \varphi_0 \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right), \quad (6)$$

где $r_D = \left[\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_c k T}{2e^2 N}\right]^{1/2}$ — дебаевский радиус, e — заряд электрона, N — концентрация однозарядных дефектов, k — постоянная Больцмана. Диэлектрическая проницаемость ε в (6) считается постоянной, что оправдано высокой температурой синтеза пленки. Для распределения заряда имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \sigma &= -\varepsilon_0 \varepsilon_c \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_c \varphi_0}{r_D} \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right) \\ &= \sigma_0 \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Будем считать, что в каждом слое при фиксированном z дефекты распределены равномерно. Тогда каждый слой с числом дефектов в слое $n(z) = \sigma(z)/e$ будет приводить к увеличению объема на величину, пропорциональную $n(z)$. Будем считать, оставаясь в рамках линейной теории упругости, что и параметр решетки в плоскости пленки изменяется на величину $\delta a(z)$, пропорциональную $n(z)$:

$$\delta a(z) \sim \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right).$$

Для вынужденной (неоднородной) деформации в плоскости пленки получим дополнительное слагаемое, пропорциональное $u_m(z) \sim \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right)$. В рентгеноструктурном эксперименте для толщин, меньших глубины проникновения рентгеновского излучения, измеряется усредненное по толщине значение параметра решетки. Усредняя это выражение по толщине пленки, получим

$$\bar{u}_m \sim \frac{1}{h} \int_0^h \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right) dz = \frac{r_D}{h} \left(1 - \exp\left(-\frac{h}{r_D}\right)\right).$$

Таким образом, зависимость вынужденной деформации от толщины пленки, полученную из рентгеноструктурных измерений, следует оценивать по формуле

$$\bar{u}_m = u_0 + \frac{\delta}{h} \left(1 - \exp\left(-\frac{h}{r_D}\right)\right). \quad (8)$$

Результат обработки данных рентгеноструктурных измерений по формуле (8) методом наименьших квадратов дает следующие значения: $u_0 = -3.44 \cdot 10^{-3}$, $\delta = 0.765$ nm, $r_D = 59.1$ nm. Изменение знака деформации происходит при 217 nm. Зависимость (8) с приведенными выше параметрами показана на рис. 3 жирной

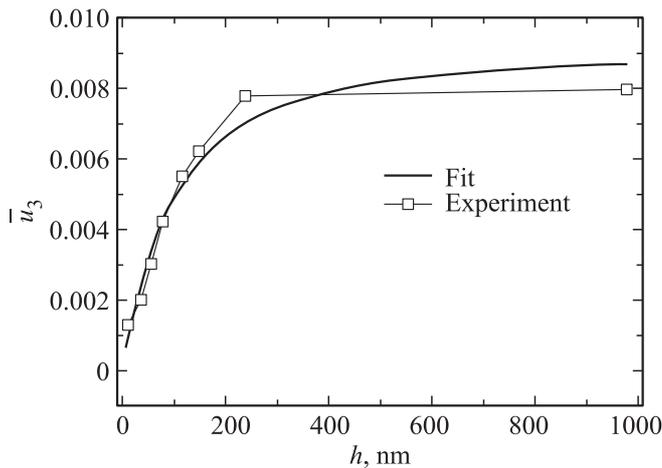


Рис. 4. Зависимость от толщины h деформации \bar{u}_3 вдоль нормали к поверхности пленки BST08 при 600°C . Точки — эксперимент, жирная сплошная линия — подгонка методом наименьших квадратов (см. текст).

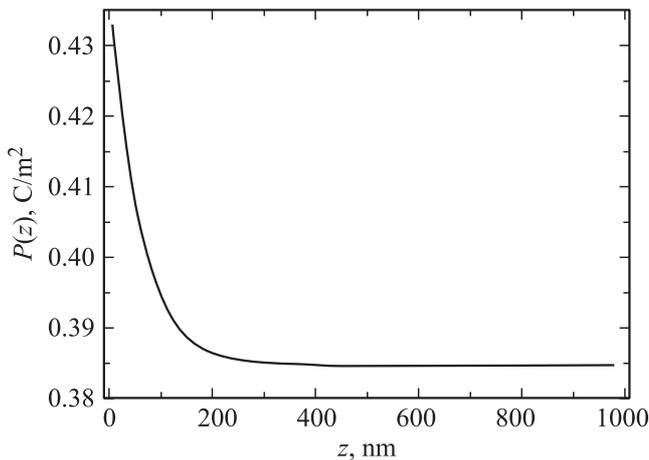


Рис. 5. Распределение поляризации по толщине пленки.

кривой. Видно, что эта кривая является лучшим приближением эксперимента.

Рассмотрим поведение параметра c . Зависимость от толщины пленки параметра c (рис. 2) позволяет получить по формуле (5) соответствующую зависимость деформации u_3 , которая показана точками на рис. 4. Неоднородное распределение заряда (7), согласно общему определению, связано с поляризацией $\rho = -\text{div}(P)$. Интегрируя это выражение с $\rho = \sigma(z)$, получим

$$P(z) = P_0 \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right) + P_\infty, \quad (9)$$

где $P_0 = r_D \sigma_0$, P_∞ — константа интегрирования. Для деформации u_3 из (4) получаем

$$u_3(z) = -a u_m(z) + b P^2(z), \quad (10)$$

где $a = 0.8467$, $b = 0.0428 \text{ m}^4/\text{C}^2$. Во избежание недоразумений отметим, что σ_0 — объемная плотность заряда.

Так как принятая в данной работе шкала измерений по z — nm, размерность $[r_D \sigma_0]$ — $[\text{C}/\text{m}^2]$.

Для обработки экспериментальных значений деформаций выражение (10) следует усреднить

$$\bar{u}_3 = \frac{1}{h} \int_0^h u_3(z) dz = -a \bar{u}_m + b \left(\frac{1}{2} \xi P_0^2 (1 - \nu^2) + 2\xi (1 - \nu) P_0 P_\infty + P_\infty^2 \right), \quad (11)$$

где введены обозначения $\nu = \exp(-\frac{h}{r_D})$, $\xi = \frac{r_D}{h}$. В (11) неизвестны константы P_0, P_∞ . Обработка экспериментальных значений u_3 (рис. 4) по методу наименьших квадратов с помощью выражения (11) дает $P_0 = 0.054$, $P_\infty = 0.385$ в единицах C/m^2 . С учетом этих значений зависимость деформации \bar{u}_3 вдоль нормали к поверхности пленки имеет вид, показанный на рис. 4 жирной сплошной линией.

Зависимость поляризации $P(z)$ по толщине пленки приведена на рис. 5. Для расстояний от подложки, больших радиуса экранирования, поляризация почти постоянная. Для упрощения расчетов удобно ввести эффективную поляризацию пленки, равную значению на границе $P(h)$, которая вызывается полем интерфейса $E_z = \epsilon_0(\epsilon - 1)P(h)$. Тогда величина поля для рассмотренных пленок будет порядка $E_z \sim 2 \cdot 10^8 \text{ V}/\text{m}$. Это значение согласуется с величиной поля, введенной в [18] для объяснения диэлектрического эксперимента, выполненного на пленке толщиной 40 nm.

5. Заключение

Исследована зависимость параметров решетки гетероэпитаксиальных пленок BST08 от толщины при температуре 600°C . Пленка для толщин более 80 nm является сжатой в плоскости и растянутой по нормали к плоскости пленки: $c/a > 1$. По мере приближения к толщине 80 nm тетрагональность уменьшается, и при толщинах менее 80 nm пленка становится растянутой в плоскости подложки: $c/a < 1$. Эти особенности сопровождаются увеличением объема элементарной ячейки. Поскольку температура исследования превосходит температуры фазовых переходов, возможных в пленке при наблюдаемых деформациях [16], данные особенности не могут быть связаны с сегнетоэлектрическими фазовыми переходами, возникающими при изменении вынужденной деформации. Описание зависимости вынужденной деформации от толщины пленки по формулам дислокационной теории количественно плохо согласуется с нашим экспериментом.

На границе двух разнородных материалов всегда имеется двойной диэлектрический слой. Он формируется за счет туннелирования электронов между двумя разными по глубине потенциальными ямами, образованными этими кристаллами. Размер этого слоя зависит

от физических свойств материалов. В нашем случае при синтезе пленки на границе пленка–плазма идут интенсивные диффузионные процессы. Это должно приводить к появлению диффузной части двойного электрического слоя, подобного тому, который рассматривается в электрохимии. С увеличением толщины пленки подвижность вблизи границы с подложкой уменьшается: диффузный слой „замерзает“. Распределение зарядов в образованном таким образом слое должно определяться уравнениями электростатики, как это рассмотрено выше. Для BST08 зависимость вынужденной деформации от толщины принимает экспоненциальный характер, как следует из (10). Характерный размер слоя, где происходит существенное изменение вынужденной деформации, равен радиусу экранирования заряда $r_D \sim 60$ nm. Для BST08 при $T = 600^\circ\text{C}$ имеем $\varepsilon = 216$. Отсюда следует, что концентрация заряженных дефектов не превосходит 10^{18} cm^{-3} .

Список литературы

- [1] B. Acikel, T.R. Taylor, P.J. Hausen, J.S. Speck, R.A. York. *IEEE Microwave Wireless Components Lett.* **12**, 237 (2002).
- [2] P.K. Petrov, N. McN Alford, S. Gevorgyan. *Meas. Sci. Technol.* **16**, 583 (2005).
- [3] C.M. Carlson, T.V. Rivkin, P.A. Parilla, J.D. Perkins, D.S. Ginley, A.B. Kozyrev, V.N. Oshadchy, A.S. Pavlov. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1920 (2000).
- [4] C.M. Carlson, T.V. Rivkin, P.A. Parilla, J.D. Perkins, D.S. Ginley, A.B. Kozyrev, V.N. Oshadchy, A.S. Pavlov, A. Golovkov, M. Sugak, D. Kalinikos, L.C. Sengupta, L. Chiu, X. Zhang, Y. Zhu, S. Sengupta. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **603**, 15 (2000).
- [5] W.J. Kim, W. Chang, S.B. Qadri, J.M. Pond, S.W. Kirchoefer, D.B. Chrisey, J.S. Horwitz. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1185 (2000).
- [6] B.H. Hoerman, B.M. Nichols, B.W. Wessels. *Phys. Rev. B* **65**, 224 110 (2002).
- [7] S.K. Streiffer, C. Basceri, C.B. Parker, S.E. Lash, A.I. Kingon. *J. Appl. Phys.* **86**, 4565 (1999).
- [8] D.E. Kotecki, J.D. Baniecki, H. Shen, R.B. Laibowitz, K.L. Saenger, J.J. Lian, T.M. Shaw, S.D. Athavale, C. Cabral, P.R. Duncombe, M. Gutsche, G. Kunkel, Y.-J. Park, Y.-Y. Wang, R. Wise. *IBM J. Res. Dev.* **43**, 367 (1999).
- [9] N.A. Pertsev, A.G. Zembilgotov, A.K. Tagantsev. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1988 (1998).
- [10] S.B. Desu. *J. Electrochem. Soc.* **140**, 2981 (1993).
- [11] V.M. Mukhortov, Y.I. Golovko, G.N. Tolmachev. *Ferroelectrics* **247**, 75 (2000).
- [12] В.М. Мухортов, Ю.И. Головки, Г.Н. Толмачев, А.И. Машенко. *ЖТФ* **69**, 12, 87 (1999).
- [13] В.М. Мухортов, Ю.И. Головки, В.В. Колесников, В.А. Бирюков. *Письма в ЖТФ* **31**, 23, 75 (2005).
- [14] D.K. Bowen, B.K. Tanner. *High resolution X-ray diffractometry and topography*. Taylor & Francis, London (1998) 224 p.
- [15] E.J. Tarsa, E.A. Hachfeld, F.T. Quinlan, S.J. Speck, M. Eddy. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 490 (1996).
- [16] V.B. Shirokov, Yu.I. Yuzuk, B. Dkhil, V.V. Lemanov. *Phys. Rev. B* **79**, 144 118 (2009).
- [17] Ю.И. Головки, В.М. Мухортов, Ю.И. Юзюк, Р.Е. Janolin, В. Dkhil. *ФТТ* **50**, 467 (2008).
- [18] В.Б. Широков, С.В. Бирюков, В.М. Мухортов, Ю.И. Юзюк. *ЖТФ* **81**, 8, 115 (2011).
- [19] V.B. Shirokov, V.I. Torgashev, A.A. Bakirov, V.V. Lemanov. *Phys. Rev. B* **73**, 104 116 (2006).
- [20] В.Б. Широков, Ю.И. Юзюк, В.В. Калинин, В.В. Леманов. *ФТТ* **55**, 709 (2013).
- [21] J.S. Speck, W. Pompe. *J. Appl. Phys.* **76**, 1, 466 (1994).
- [22] S.P. Alpay, A.L. Roytburd. *J. Appl. Phys.* **83**, 4714 (1998).
- [23] Z.-G. Ban, S.P. Alpay. *J. Appl. Phys.* **91**, 9288 (2002).
- [24] L.S. Dubrovinsky, S.K. Saxena. *Phys. Chem. Miner.* **24**, 547 (1997).
- [25] В.Б. Широков. *Опт. и спектр.* **112**, 137 (2012).
- [26] В.Б. Широков, Ю.И. Головки, В.М. Мухортов. *ЖТФ* **82**, 7, 79 (2012).
- [27] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. Мир, М. (1984) 456 с.
- [28] G.Y. Yang, G.D. Lian, E.C. Dickey, C.A. Randall, D.E. Barber, P. Pinceloup, M.A. Henderson, R.A. Hill, J.J. Beeson, D.J. Skamser. *J. Appl. Phys.* **96**, 7500 (2004).
- [29] Б.В. Дерягин, Н.В. Чураев, В.М. Муллер. *Поверхностные силы*. Наука, М. (1985). 400 с.