

# Magnetoelectric interaction at the interface in the superlattices of multiferroic: Monte Carlo study of the phase transitions

A. R. Yuldasheva<sup>†</sup>, N. M. Nugaeva

<sup>†</sup>alina.yuldasheva.92@mail.ru

Bashkir State University, 32 Zaki Validi St., Ufa, 450076, Russia

In this work, we study the phase transitions and surface properties of a multiferroic superlattice by Monte-Carlo simulation. The superlattice is formed by alternating magnetic and ferroelectric layers. We consider a multilayer film of a multiferroic consisting of  $L_z^m$  ferromagnetic layers and  $L_z^f$  ferroelectric layers sandwiched in the  $z$ -direction. Each  $xy$  plane has the dimension  $L \times L$ . We consider the magnetic film as a film with a body-centered cubic lattice, the ferroelectric film as a film with a simple cubic lattice. For MC simulations, we use the Metropolis algorithm for a system with linear dimensions  $L \times L \times L_z$ . We varied  $L$  in the range  $L = 40, 60, 80, 100$  to determine size effects. In numerical simulations, the thickness of the superlattice was chosen with  $L_z = 8, 16, 12, 24$ . The effect of temperature, external magnetic and electric fields, and the magnetoelectric coupling at the interface in the region of phase transitions was investigated. The phase diagram shows that the transition temperature increases with an increase in the magnetoelectric interaction parameter  $|J_{mf}|$  on the interface. The second-order phase transition in the superlattice occurs in the region of values from  $J_{mf} = 0$  to  $J_{mf} = -3.3$ . When  $J_{mf} = -2.5$  and above, phase transitions occur at the same temperature. After  $J_{mf} = -3.5$  in both subsystems the first-order phase transition occurs. The transition temperatures, the magnetization of the layer, the polarization of the layer, the susceptibility, the internal energy, the magnetization and the polarization of the interface are determined. The dependences of the magnetization and polarization of surface layers on temperature are studied for various parameters of the magnetoelectric interaction and the values of external fields. The obtained results show that in the temperature dependence of energy and other physical quantities at low temperatures there are no regions of metastability.

**Keywords:** superlattice, phase transition, multiferroic, Monte-Carlo modeling.

УДК: 538,9

## Магнитоэлектрическое взаимодействие на интерфейсе в сверхрешетках мультиферроиков: исследование фазовых переходов методами Монте-Карло

Юлдашева А. Р.<sup>†</sup>, Нугаева Н. М.

Башкирский государственный университет, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076, Россия

В работе исследованы фазовые переходы и поверхностные свойства с помощью моделирования методами Монте-Карло (МК-моделирование) в сверхрешетках мультиферроиков, образованных чередующимися магнитными и сегнетоэлектрическими слоями. Мы рассматриваем многослойную пленку мультиферроика, состоящую из ферромагнитных слоев  $L_z^m$  и сегнетоэлектрических слоев  $L_z^f$ , чередующихся в направлении оси  $z$ . Каждая плоскость  $xy$  имеет размерность  $L \times L$ . Магнитная подсистема моделируется пленкой с объемно-центрированной кубической решеткой, сегнетоэлектрическая — с простой кубической решеткой. Для МК-моделирования мы используем алгоритм Метрополиса для системы с линейными размерами  $L \times L \times L_z$ .  $L$  варьируется в диапазоне  $L = 40, 60, 80, 100$  для определения размерных эффектов. Толщину сверхрешетки в численных расчетах мы выбирали  $L_z = 8, 16, 12, 24$ . Исследовано влияние температуры, внешних магнитных и электрических полей, магнитоэлектрической связи на границе раздела на фазовые переходы. Фазовая диаграмма показывает, что температура перехода увеличивается при увеличении параметра магнитоэлектрического взаимодействия  $|J_{mf}|$  на интерфейсе. Фазовый переход второго рода в сверхрешетке происходит в диапазоне значений от  $J_{mf} = 0$  до  $J_{mf} = -3.3$ . При  $J_{mf} = -2.5$  и выше фазовые

переходы происходят уже при одинаковой температуре. После  $J_{mf} = -3.5$  в магнитной и сегнетоэлектрической подсистемах происходит фазовый переход первого рода. Определены температуры перехода, намагниченности слоев, поляризации слоев, восприимчивость, внутренняя энергия, намагниченность и поляризация интерфейса. Исследованы зависимости намагниченности и поляризации поверхностных слоев от температуры при различных параметрах магнитоэлектрического взаимодействия и значений внешних полей. Полученные результаты показывают, что в температурной зависимости энергии и других физических величин при низких температурах отсутствуют области метастабильности.

**Ключевые слова:** сверхрешетка, фазовый переход, мультиферроики, моделирование Монте-Карло.

## 1. Введение

Исследование фазовых переходов, поверхностных эффектов и критических явлений в сверхрешетках или многослойных магнитных нанопленках активно развивается в течение последних двух десятилетий [1–5]. Столь высокий интерес к этой области был вызван тем, что сверхрешетки из нанопленок и мультиферроиков обладают рядом уникальных свойств с широкой областью применения в наноэлектронике, спинтронике [2, 6–9] и устройствах, использующих явление гигантского магнитосопротивления [1, 2, 10].

Такие структуры способны проявлять сильные магнитоэлектрические эффекты, которые, как известно, являются результатом взаимодействия между магнитной и сегнетоэлектрической подсистемами.

Всестороннее исследование магнитоэлектрических эффектов в этих системах представляет большой фундаментальный интерес в силу их особенностей, таких как размерная зависимость параметров дальнего порядка [6, 7, 10, 11]. В работе [12, 13] было показано, что в гетероструктурах с магнитными и сегнетоэлектрическими слоями магнитоэлектрический эффект, индуцированный внешним электрическим полем, наблюдается на границе раздела. Этот эффект сопровождается появлением антиферромагнитной фазы на интерфейсе магнетика и сегнетоэлектрика. Экспериментально это наблюдалось в  $\text{La}_{0.87}\text{Sr}_{0.13}\text{MnO}_3/\text{PbZr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48}\text{O}_3$  [14] при определенных концентрациях манганита. В работе [15] проведено МК-моделирование двухслойной пленки со структурой  $\text{LaSrMnO} \setminus \text{PbZrTiO}$ .

Ванг и соавторы [16] исследовали ферромагнитную сверхрешетку из двух слоев с изинговскими спинами  $S=1/2$  на первом слое и спинами  $S=1$  на втором соответственно: они показали влияние обменной связи и толщины слоя на магнитные свойства системы с помощью МК-моделирования. В работе [17] были исследованы с помощью МК-моделирования фазовая диаграмма и магнитные свойства изинговских сегнетоэлектрических сверхрешеток с чередующимися слоями со спинами  $(1, 3/2)$ . Следует отметить, что они также исследовали сверхрешетку только из двух сегнетоэлектрических слоев. Авторами был обнаружен ряд интересных явлений, таких как наличие температуры компенсации или поперечного поля компенсации для определенных диапазонов значений обменных взаимодействий. В работах [2, 18, 19, 20] проведены численные исследования размерных эффектов и критических свойств многослойных пленок Гейзенберга

методами МК-моделирования. В данной работе методология моделирования многослойных пленок Гейзенберга [1, 21] используется для МК-моделирования и расчета магнитных свойств сверхрешеток мультиферроиков, влияния внешних магнитного и электрического полей на термодинамические свойства сверхрешетки мультиферроика.

## 2. Модель и основное состояние

Мы рассматриваем многослойную пленку мультиферроика, состоящую из ферромагнитных слоев  $L_z^m$  и сегнетоэлектрических слоев  $L_z^f$ , чередующихся в направлении оси  $z$ . Каждая плоскость  $xy$  имеет размерность  $L \times L$ . Исследуемая система, таким образом, состоит из  $L \times L \times L_z$  узлов, где  $L_z = L_z^m + L_z^f$ . Во всех трех направлениях на систему накладываются периодические граничные условия. Гамильтониан системы определим следующим образом:

$$H = H_m + H_f + H_{mf} \quad (1)$$

Первый член — гамильтониан магнитной подсистемы, второй — сегнетоэлектрической подсистемы, третий член — гамильтониан их взаимодействия.

$$H_m = -\sum_{ij} J_{ij}^m \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum \vec{H} \cdot \vec{S}_i \quad (2)$$

здесь  $J_{ij}^m > 0$  характеризует ферромагнитное взаимодействие между спином и его ближайшими соседями. Предполагаем, что оно одинаково между ближайшими соседями как внутри слоя так и между магнитными слоями.  $\vec{S}_i$  — классический Гейзенберговский спин на  $i$ -м узле.  $\vec{H}$  — напряженность внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси  $+z$ .

Для ферроэлектрических слоев мы имеем

$$H_f = -\sum_{ij} J_{ij}^f \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j - \sum \vec{P}_i \cdot \vec{E}^z \quad (3)$$

здесь  $\vec{P}_i$  — поляризация, направленная вдоль оси  $z$  на  $i$ -м узле, предполагается что она может принимать только 2 значения  $\pm 1$ ,  $J_{ij}^f > 0$  характеризует сегнетоэлектрическое взаимодействие между поляризацией на  $i$ -м узле и его ближайшими соседями  $E^z > 0$  — напряженность внешнего электрического поля. Внешнее электрическое поле перпендикулярно плоскости сверхрешетки, направлено параллельно оси  $+z$ .

Поверхностный магнитный слой создает «эффективное» поле  $H(k)$ , направленное вдоль оси  $z$ , которое действует на поляризацию каждого узла  $k$  поверхностного ферроэлектрического слоя

$$H(k) = -J_{mf1} \sum \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - J_{mf2} \sum \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (4)$$

и на интерфейсе (поверхности) энергия магнитоэлектрического взаимодействия может быть записана в виде

$$H_{mf}(k) = H(k)P_k \quad (5)$$

здесь  $J_{mf1}$  — параметр взаимодействия между  $z$ -компонентой вектора поляризации  $\vec{P}_k$  поверхностного ферроэлектрического слоя и ближайшим соседним спином поверхностного магнитного слоя,  $J_{mf2}$  — параметр взаимодействия между  $z$ -компонентой вектора поляризации  $\vec{P}_k$  поверхностного ферроэлектрического слоя и следующим за ближайшим спином поверхностного магнитного слоя (см. Рис. 1).

Параметры обменных взаимодействий  $J_{ij}^m$  и  $J_{ij}^f$  мы выбираем положительными, поэтому магнитные слои ферромагнитны, ферроэлектрические слои имеют параллельные поляризации как внутри слоев, так и между ферроэлектрическими слоями в основном состоянии. Относительная ориентация между поверхностными магнитным и ферроэлектрическими слоями зависит от знаков параметров  $J_{mf1}$  и  $J_{mf2}$ . Возможны 2 простых случая: а) если они оба положительны, то спины и вектора поляризации параллельны в основном состоянии, б) если оба параметра магнитоэлектрического взаимодействия отрицательны, то спины и вектора поляризации антипараллельны в основном состоянии. Более сложная ситуация возникает, если параметры магнитоэлектрического взаимодействия имеют противоположные знаки. В этом случае возникает фрустрация как результат конкуренции между  $J_{mf1}$  и  $J_{mf2}$ . Для простоты рассмотрим только те конфигурации, которые возможны при достаточно сильных внутрислойных обменных параметрах  $J_m > 0$  и  $J_f > 0$  и  $J_{mf1} < 0$ , тогда возможны 3 спиновые конфигурации с соответствующими энергиями основного состояния спина на интерфейсе в отсутствии внешних полей

$$E_1 = -Z_1 J_m - Z_2 |J_{mf1}| - Z_3 |J_{mf2}| \quad (6)$$

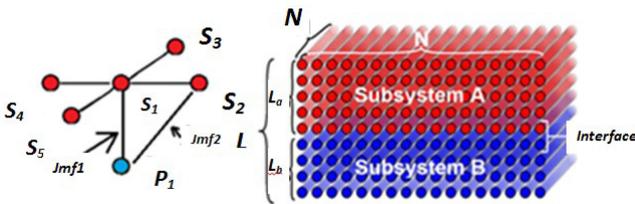
$$E_2 = -Z_1 J_m + Z_2 |J_{mf1}| - Z_3 J_{mf2} \quad (7)$$

$$E_3 = -Z_1 J_m - Z_2 |J_{mf1}| + Z_3 J_{mf2} \quad (8)$$

где, например, для случая объемно-центрированной кубической решетки  $Z_1 = 8, Z_2 = 1, Z_3 = 4$  координационные числа.

Первое состояние реализуется при

$$J_{mf2} < 0, \quad |J_{mf1}| < \frac{Z_1 J_m - Z_3 J_{mf2}}{Z_2}, \quad |J_{mf1}| > 0 \quad (9)$$



**Рис. 1.** (Color online) Схематичное представление магнитоэлектрического взаимодействия на границе между магнитными и ферроэлектрическими слоями.

**Fig. 1.** (Color online) Schematic representation of magnetoelectric interactions at the interface between magnetic and ferroelectric layers.

Если  $J_{mf1} > 0$ , то реализуется следующая конфигурация основного состояния. Критические значения для  $J_{mf2}$  и  $J_{mf1}$  определяются из условий

$$J_{mf2} > 0, \quad J_{mf1} < \frac{Z_3 J_{mf2}}{Z_2}, \quad |J_{mf1}| < \frac{Z_1 J_m}{Z_2} \quad (10)$$

Если значение  $J_{mf1} > 0$  и оно превышает  $J_{mf1}^c$ , то реализуется третья конфигурация основного состояния. Критические значения для  $J_{mf2}$  и  $J_{mf1}$  определяются из условий

$$|J_{mf1}| > 0, \quad J_{mf2} > \frac{Z_2 |J_{mf1}|}{Z_3}, \quad J_{mf2} < \frac{Z_1 J_m}{Z_3} \quad (11)$$

При МК-моделировании мы отталкиваемся, в зависимости от выбираемых значений параметров взаимодействий, от соответствующих конфигураций основного состояния, что позволяет избежать метастабильных состояний при низких температурах. В дальнейших расчетах предполагаем, что  $J_{mf1} < 0$ .

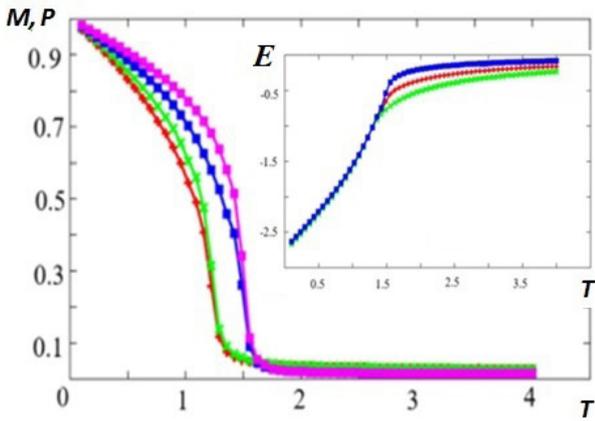
### 3. Монте-Карло моделирование

Для МК-моделирования мы используем алгоритм Метрополиса для системы с линейными размерами  $L \times L \times L_z$  где варьируется в диапазоне  $L = 40, 60, 80, 100$  для определения размерных эффектов. Толщину сверхрешетки в численных расчетах мы выбирали  $L_z = 8, 16, 12, 24$ . При исследовании влияния магнитоэлектрической связи на магнитные, сегнетоэлектрические и интерфейсные свойства, для простоты мы использовали одинаковые линейные размеры и толщины для сегнетоэлектрического и магнитного слоев. (К примеру, если  $L_z = 8$  — имеется ввиду, что мы рассматриваем  $L_z^m = 4$  магнитных слоя и  $L_z^f = 4$  сегнетоэлектрических слоя). Параметры обменного взаимодействия в магнитных и ферроэлектрических слоях принимались равными  $J^m = J^f = 1$  при моделировании. Для того, чтобы обеспечить сходимость результатов компьютерных расчетов, изменения параметров  $\vec{S}_i$  и  $P_i$  на каждом узле решетки выполняются 100000 раз. Данная процедура рассматривается как один МК шаг (MCS), который может быть взят в качестве временной шкалы моделирования. Усреднения значений термодинамических величин рассчитываются в течении 50000 МК шагов. Поляризация сегнетоэлектрического слоя и намагниченность магнитного слоя вычисляются по формулам:

$$P(n) = \frac{1}{L^2} \left\langle \sum_{i \in n} P_i \right\rangle, \quad M(m) = \frac{1}{L^2} \left\langle \sum_{j \in m} S_j \right\rangle \quad (12)$$

где  $\langle \dots \rangle$  — статистическое усреднение, суммирование по индексам  $i$  и  $j$  выполняются по узлам решетки сегнетоэлектрической подсистемы  $n$  и по узлам решетки сегнетоэлектрической подсистемы  $m$ , соответственно.

На Рис. 2 представлены результаты Монте-Карло моделирования для намагниченности, поляризации и энергии (вставка) магнитной и сегнетоэлектрической подсистем, полученных при «нагревании» рассматриваемой системы от начальной конфигурации



**Рис. 2.** (Color online) Зависимость намагниченности и поляризации от  $T$ . Красный цвет: поверхностная намагниченность (намагниченность поверхностного слоя), зеленый цвет: намагниченность внутренних магнитных слоев, синий цвет: поверхностная поляризация (поляризация поверхностного слоя), фиолетовый цвет: поляризация внутренних ферроэлектрических слоев. Во вставке показана зависимость энергии от температуры  $T$ . Красный цвет: общая внутренняя энергия сверхрешетки, зеленый цвет: внутренняя энергия магнитной подсистемы, синий цвет: внутренняя энергия ферроэлектрической подсистемы.

**Fig. 2.** (Color online) Magnetization and polarization versus  $T$ . Red line: magnetization of interface magnetic layers, green line: magnetization of interior magnetic layers, blue line: polarization of interface ferroelectric layers, purple line: polarization of interior ferroelectric layers. In the inset shown energy versus  $T$ . Red line: energy for total superlattice, green line: energy of magnetic layers, blue line: energy of ferroelectric layers.

основного состояния, соответствующей условиям (9). Конечно, если исходить из произвольных конфигурации спинов и компонент векторов поляризации, которые не являются конфигурацией основного состояния, система также достигнет такого же состояния термодинамического равновесия, но время необходимое для этого значительно увеличивается, особенно при низких температурах  $T$ .

Результаты Монте-Карло моделирования для энергии, намагниченности, поляризации и восприимчивостей магнитной и сегнетоэлектрической подсистем, полученных при «нагревании» рассматриваемой системы от начальных конфигураций основного состояния, соответствующих условиям (10) и (11) качественно не отличаются.

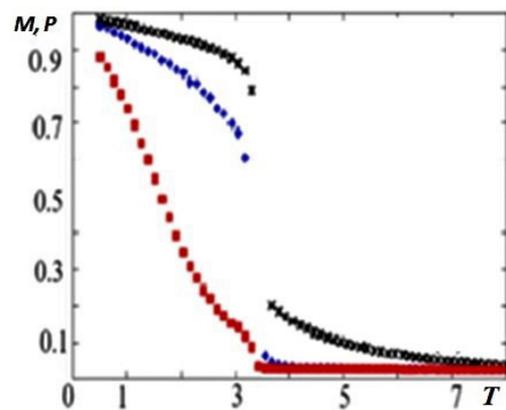
Полученные результаты показывают, что в температурной зависимости энергии и других физических величин при низких температурах отсутствуют области метастабильности. Это следствие того, что мы осуществляли корректный выбор начальной конфигурации основного состояния, в соответствии с используемыми в расчетах параметрами магнитоэлектрических взаимодействий между интерфейсами. Отметим, что в сегнетоэлектрической подсистеме фазовый переход происходит при более высокой температуре, чем у магнитной подсистемы. Кроме того, как видно из представленных графиков поверхностные (интерфейсные) слои имеют немного меньший параметр порядка, чем параметры порядка внутри пленок.

В частном случае, когда  $J_{mf1} = J_{mf2}$  (см. Рис. S1, дополнительный материал) температурные зависимости намагниченности, поляризации и восприимчивостей магнитной и сегнетоэлектрической подсистем различных слоев демонстрируют ярко выраженные фазовые переходы второго рода при  $T_c \cong 1.84$  для магнитных слоев и  $T_c^f \cong 1.84$  для ферроэлектрических. Результаты для параметров порядка в случае действующего внешнего магнитного поля  $H^z = 0.7$  показывают (Рис. S2, дополнительный материал), что в этом случае магнитная подсистема не подвержена фазовому переходу как в случае ферромагнетика во внешнем поле. Ферроэлектрическая подсистема напротив, испытывает фазовый переход второго рода при  $T_c \cong 1.84$ .

С увеличением параметра магнитоэлектрического взаимодействия  $J_{mf}$  на интерфейсе характер фазовых переходов в обеих подсистемах меняется, при малых значениях  $J_{mf}$  обе подсистемы подвергаются фазовому переходу второго рода, при увеличении  $J_{mf}$  в обеих подсистемах наблюдается фазовый переход первого рода.

На Рис. 3 показан случай  $J_{mf} = -3.5$ , наблюдается фазовый переход первого рода при  $T_c \cong 3.45$  для магнитного слоя на интерфейсе и при  $T_c \cong 3.49$  для сегнетоэлектрического слоя на интерфейсе. При этом только интерфейсные слои подвергаются фазовому переходу первого рода, только параметры порядка интерфейсных слоев резко падают при достижении критической температуры.

Отметим, что при сильном магнитоэлектрическом взаимодействии между поверхностным магнитным и ферроэлектрическим слоями, упорядочение на интерфейсном слое становится преобладающим. В результате оно действует на два внутренних слоя магнитной подсистемы аналогично внешнему полю, которое не позволяет исчезнуть дальнему магнитному порядку на внутренних слоях. В силу этого на Рис. 3 видно, что график зависимости параметров порядка внутренних



**Рис. 3.** (Color online) Намагниченность интерфейса (голубой цвет), намагниченность внутренних слоев (красный цвет), поляризация интерфейсного слоя (черный цвет) и поляризация внутренних слоев (фиолетовый цвет — совпадает с красным графиком) от  $T$ .  $J^m = J^f = 1$ ,  $H^z = E^z = 0$ ,  $L = 40$ ,  $L^z = 8$ ,  $J_{mf} = -3.5$ .

**Fig. 3.** (Color online) Interface layer magnetization (blue +), interior layer magnetization (red squares), interface polarization (black x) and interior layer polarization (magenta X overlapped under red squares), versus  $T$ .  $J^m = 1$ ,  $J^f = 1$ ,  $J_{mf} = -3.5$ ,  $H^z = 0$ ,  $E^z = 0$ ,  $L = 40$ ,  $L^z = 8$ .

слоев (красная линия) от температуры проявляет только незначительное искажение хода кривой при  $T \cong 1.5$  и параметр порядка становится равным нулю при температуре фазового перехода первого рода для  $T_c \cong 3.45$ . Значение температуры перехода совпадает для поверхностных слоев обеих подсистем.

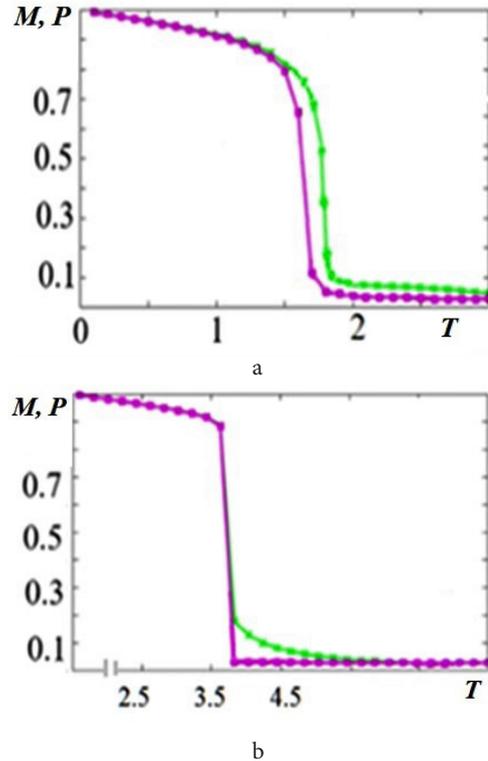
На Рис. S3 (дополнительный материал) представлена фазовая диаграмма в координатах  $T_c - J_{mf}$ . Значения критических температур определялись по пикам магнитной и сегнетоэлектрической восприимчивостей.

Фазовая диаграмма показывает, что температура перехода увеличивается при увеличении параметра магнитоэлектрического взаимодействия  $|J_{mf}|$  на интерфейсе. Фазовый переход второго рода в сверхрешетке происходит в диапазоне значений от  $J_{mf}=0$  до  $J_{mf}=-3.3$ . При  $J_{mf}=-2.5$  и выше фазовые переходы происходят уже при одинаковой температуре. После  $J_{mf}=-3.5$  в обеих подсистемах происходит фазовый переход первого рода. В случае действия внешнего электрического поля, направленного перпендикулярно плоскости сверхрешетки, магнитоэлектрическое взаимодействие на интерфейсе «конкурирует» с внешним электрическим полем. В отсутствие внешнего электрического поля при умеренном магнитоэлектрическом взаимодействии ( $J_{mf}=-2.5$ ) и в магнитной и в сегнетоэлектрических подсистемах сверхрешетки происходит фазовый переход второго рода при температуре  $T_c \cong 1.64$  для поверхностного магнитного слоя и при  $T_c \cong 1.77$  для поверхностного сегнетоэлектрического слоя (Рис. 4 а).

Если теперь подействовать умеренным внешним электрическим полем ( $E^z=0.5$ ), то меняется тип фазовых переходов в системе со второго на первый. Этот эффект сопровождается тем, что температура перехода для обеих подсистем уменьшается  $T_c=1.5$  и становится одинаковой для обеих подсистем (см. Рис. 4 б). В отсутствие внешнего электрического поля при сильном магнитоэлектрическом взаимодействии ( $J_{mf}=-3.5$ ) на поверхностных слоях и магнитной и сегнетоэлектрических подсистем происходит фазовый переход первого рода при температуре  $T_c \cong 3.45$  (Рис. S4 а, дополнительный материал). Если теперь подействовать умеренным внешним электрическим полем ( $E_z=0.5$ ), то тип фазовых переходов в системе не меняется, но температура перехода для обеих подсистем увеличивается до  $T_c=3.75$  и остается по-прежнему одинаковой для обеих подсистем (см. Рис. S4 б, дополнительный материал). Помимо модели коллинеарного взаимодействия интерфейсов, рассмотренной в нашей работе, магнитоэлектрическое взаимодействие на интерфейсе магнитной и сегнетоэлектрической подсистем в форме Дзялошинского-Мории  $J_{mf} \vec{P}_k \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j)$  может вызывать неожиданные явления на магнито-сегнетоэлектрической поверхности [21–23].

#### 4. Заключение

В работе мы изучили влияние температуры, внешних магнитных и электрических полей, магнитоэлектрической связи в сверхрешетке мультиферроика,



**Рис. 4.** (Color online) Зависимость намагниченности и поляризации интерфейсного слоя от  $T$ ;  $J^m=1, J^f=1$ ,  $J_{mf}=-2.5$ ,  $H^z=0$ ,  $E^z=0$  (а) и  $E^z=0.5$  (б). Фиолетовый цвет — для интерфейсных магнитных слоев, зеленый цвет — для интерфейсных сегнетоэлектрических слоев.

**Fig. 4.** (Color online) Dependence of magnetization and polarization of the interface layer on  $T$ ;  $J^m=1, J^f=1$ ,  $J_{mf}=-2.5$ ,  $H^z=0$ ,  $E^z=0$  (a) and  $E^z=0.5$  (b) Purple color is for interface magnetic layers, green color is for interface ferroelectric layers.

образованной чередующимися магнитными и сегнетоэлектрическими пленками. Магнитные пленки в работе выбирались в качестве пленки с объемно-центрированной кубической решеткой, с гейзенберговскими спинами. На каждом узле решетки в сегнетоэлектрических пленках задавались величины  $z$ -компонент электрических поляризации. Мы исследовали сверхрешетки мультиферроика с помощью Монте Карло моделирования. Были исследованы функциональные зависимости различных физических величин для анализа происходящих в каждой подсистеме фазовых переходов от температуры  $T$ , параметра магнитоэлектрического взаимодействия на интерфейсе двух подсистем и приложенных магнитных и электрических полей. Обнаружено изменение характера фазового перехода при увеличении величины параметра магнитоэлектрического взаимодействия. Фазовая диаграмма показывает, что магнитные и сегнетоэлектрические фазовые переходы тесно связаны. Интерфейсный магнитный и сегнетоэлектрический слой проявляют отличные от внутренних слоев свойства.

*Дополнительный материал/Supplementary Material.* Электронная версия статьи содержит дополнительный материал (рисунки), доступный безвозмездно на сайте

журнала ([lettersonmaterials.com](http://lettersonmaterials.com))./The online version of this paper contains supplementary material (figures) available free of charge at the journal's Web site ([lettersonmaterials.com](http://lettersonmaterials.com)).

## Литература

1. H. T. Diep. Theory of magnetism — Application to surface physics. World Scientific (2014) 420 p. [Crossref](#)
2. H. T. Diep. Journal of Science: Advanced Materials and Devices. 1, 31 (2016).
3. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, D. E. Romanovskii. JETP Letters. 102 (10), 668 (2015). [Crossref](#)
4. A. K. Murtazaev, A. B. Babaev. Materials Letters. 238, 321 (2019). [Crossref](#)
5. I. K. Kamilov, A. K. Murtazaev, K. K. Aliev. Physics-Uspexhi. 42 (7), 689 (1999). [Crossref](#)
6. A. P. Pyatakov, A. K. Zvezdin. Physics-Uspexhi. 55 (6), 557 (2012). [Crossref](#)
7. Y. Weng, L. Lin, E. Dagotto, S. Dong. Phys. Rev. Lett. 117, 037601 (2016). [Crossref](#)
8. B. D. Qu, W. L. Zhong, R. H. Prince. Phys. Rev. B. 55, 11218 (1997). [Crossref](#)
9. R. Ramesh, N. A. Spaldin. Nature materials. 6 (1), 21 (2007). [Crossref](#)
10. Y. Magnin, H. T. Diep. Phys. Rev. B. 85, 184413 (2012). [Crossref](#)
11. M. K. Kharrasov, I. R. Kzyrgulov, I. F. Sharafullin, A. G. Nugumanov. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 80 (6), 695 (2016). [Crossref](#)
12. I. A. Sergienko, E. Dagotto. Physical Review B. 73 (9), 094434 (2006). [Crossref](#)
13. I. F. Sharafullin, M. K. Kharrasov, H. T. Diep. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 476, 258 (2019). [Crossref](#)
14. P. M. Leufke, R. Kruk, R. A. Brand, H. Hahn. Phys. Rev. B. 87, 094416 (2013). [Crossref](#)
15. H. H. Ortiz-Alvarez, C. M. Bedoya-Hincapie, E. Restrepo-Parra. Physica B: Condensed Matter. 454, 235 (2014). [Crossref](#)
16. W. Wang, F.-I. Xue, M.-Z. Wang. Physica B: Condensed Matter. 515, 104 (2017). [Crossref](#)
17. A. Feraoun, A. Zaim, M. Kerouad. Solid State Communications. 248, 88 (2016). [Crossref](#)
18. X. T. P. Phu, V. T. Ngo, H. T. Diep. Physical Review E. 79 (6), 061106 (2009). [Crossref](#)
19. X. T. P. Phu, V. T. Ngo, H. T. Diep. Surface Science. 603 (1), 109 (2009). [Crossref](#)
20. H. T. Diep. Phys. Rev. B. 91, 014436 (2015). [Crossref](#)
21. I. F. Sharafullin, A. G. Nugumanov, A. R. Yuldasheva, A. R. Zharmukhametov, H. T. Diep. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 475, 453 (2019). [Crossref](#)
22. I. F. Sharafullin, M. K. Kharrasov, H. T. Diep. arXiv:1812.11344 (2018).
23. I. F. Sharafullin, M. Kh. Kharrasov, H. T. Diep. Phys. Rev. B. 99, 214420 (2019). [Crossref](#)