

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ДОМЕНОВ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ

© 2013 Б. М. Даринский¹, А. П. Лазарев^{1,2}, А. С. Сигов³

¹Воронежский государственный университет, Университетская пл., 1, 394006 Воронеж, Россия

²ООО «Росбиоквант», проспект Труда, 48, 394026 Воронеж, Россия

³МГТУ МИРЭА, пр. Вернадского, д. 78, 119454 Москва, Россия
e-mail: me144@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию: 23.04.2013 г.

Аннотация. Методом клеточных комплексов рассмотрены условия перехода через домен типа перовскита, испытывающего фазовый переход второго рода. Проанализирован процесс переключения направления поворота вектора поляризации в доменной границе под действием электрического поля.

Получено выражение для коэфициентного электрического поля, которое значительно меньше, чем аналогичное поле для переключения компоненты поляризации в объемном кристалле. Это позволяет переключать вектор поляризации в доменной границе при приложении электрического поля перпендикулярно плоскости пластины.

Ключевые слова: переключение, поляризация, сегнетоэлектрики, домен, теория Морса, клеточный комплекс.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно ведутся поиски с целью создания запоминающих устройств на основе переключения доменов в сегнетоэлектриках. Одновременно ставится задача о радикальном улучшении характеристик вычислительной техники, а именно, увеличении плотности записи информации в запоминающих устройствах, снижении энергетических затрат на процессы запоминания, хранения и считывания информации, увеличения быстродействия и эксплуатационного ресурса устройств. Для решения этих задач будет естественно воспользоваться идеями и подходами, развиваемыми в нанофизике, так как основным направлением этого раздела физики является изучение закономерностей и практического манипулирования малыми атомными объектами.

В качестве управляемого объекта, предлагается использовать в качестве элемента компьютерной памяти домен, который при стечении ряда обстоятельств образуется в доменной границе сегнетоэлектрического кристалла.

Для исследования условий возникновения этих доменов и их характеристик далее воспользуемся методом клеточных комплексов, разработанным в [1, 2].

1. ТЕОРИЯ МОРСА ОБ ИНДЕКСАХ ОСОБЫХ ТОЧЕК ОТОБРАЖЕНИЯ

Функциональной зависимостью:

$$\Phi = \Phi(P_i)$$

в пространстве параметра порядка задается векторное поле градиента этого термодинамического потенциала. Особой точкой отображения $P_i \rightarrow \Phi$ называется такая точка, в которой выполняется условие:

$$\nabla_i \Phi = 0. \quad (1)$$

Вещество с параметром порядка, удовлетворяющем (1), будет находиться в равновесии. Равновесное значение параметра порядка будет устойчивым, если матрица Гессе:

$$\Phi_{ij} = \Delta_i \Delta_j \Phi \quad (2)$$

будет иметь три положительные собственные значения. В случаях появления отрицательных собственных значений будут в трехмерном пространстве параметра порядка будут возникать седла первого и второго типа и максимумы. В работе [1]

показано, что полная совокупность особых точек может быть представлена в виде клеточного комплекса. В этом комплексе особые точки, соответствующие минимуму термодинамического потенциала изображаются точками в трехмерном пространстве. Седловые точки, имеющие одно и два отрицательных собственных значения, — линией и поверхностью, соответственно. Точки максимумов — трехмерными областями. Вся совокупность особых точек может быть представлена в виде связанного комплекса. В качестве примеров на рисунках 1 и 2 изображены перестройки клеточных комплексов при фазовых переходах второго и первого рода.

Зарождение новой точки в клеточном комплексе, что соответствует появлению метастабильной фазы кристалла.

Перемещение жирной точки в другие вершины комплекса, что соответствует фазовому переходу первого рода.

При изменении температуры образца клеточные комплексы могут меняться.

Полная совокупность клеточных комплексов для кристалла титаната бария представлена в [3].

2. МЕХАНИЗМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ КОМПОНЕНТЫ ВЕКТОРА ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

Рассмотрим монокристаллическую пластину или пленку кристалла типа перовскита, испытывающего фазовый переход второго рода (рис. 1). Изменение клеточного комплекса этого кристалла изображается четвертым переходом рис. 1. Пусть оси декартовых координат проходят через противоположные пары точек. Вырежем пластину по плоскости 110 и создадим 180° -ную доменную структуру с направлением вектора спонтанной поляризации $\{001\}$. Устойчивость такой доменной структуры будет определяться двумя факторами. В ней будет отсутствовать объемное поле механических напряжений, другие векторы спонтанной поляризации не будут возникать из-за появления при этом электростатических полей.

При переходе через границу вектор спонтанной поляризации меняется на противоположный. Имеется два возможных варианта изменения. В первом случае вектор спонтанной поляризации меняется по величине, не меняя своего направления. Такая граница имеет относительно высокую симметрию. В другом варианте вектор поляризации, изменяясь по модулю, вращается вокруг нормали к междоменной границе. Граница становится менее сим-

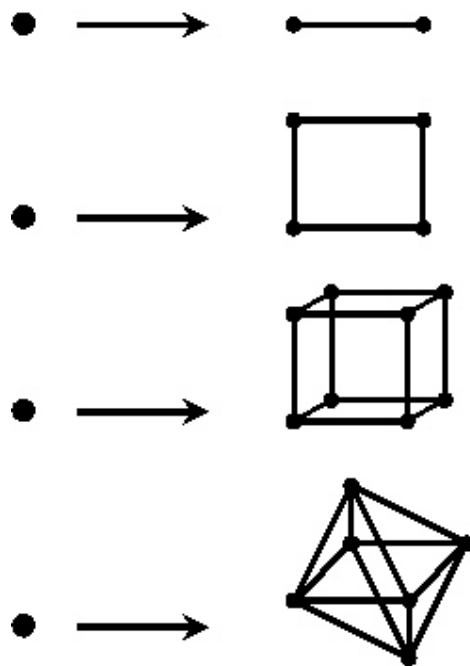


Рис. 1. Перестройки клеточного комплекса при фазовых переходах второго рода в кристаллах

метричной, имеется два направления вращения. Если изменение симметрии границы происходит при изменении температуры, то это явление можно рассматривать как фазовый переход. Переходы такого типа впервые рассматривались в [4, 5] и далее в [6]. В последней работе подробно исследованы условия для фазовых переходов первого рода.

Указанный фазовый переход изображается первой картинкой на рис. 1 в случае перехода второго рода и на рис. 2 в случае перехода первого рода.

На рис. 4 изображены две доменные границы с противоположными векторами спонтанной поляризации в ее середине. Точка в кружке, как обычно, означает, что вектор поляризации в середине доменной границы направлен из плоскости рисунка вверх, крестик, — вниз.

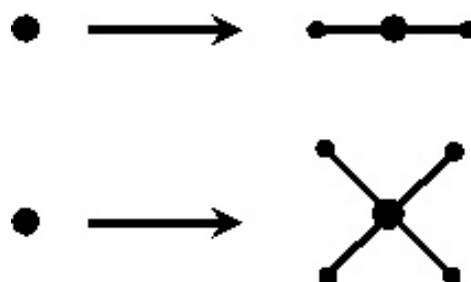


Рис. 2. Перестройки клеточного комплекса при зарождении локальных минимумов

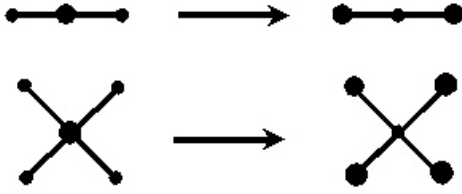


Рис. 3. Перестройки клеточного комплекса при фазовых переходах первого рода в кристалле

Число примеров для разных условий возникновения поворотных границ может быть легко увеличено.

Далее рассмотрим процесс переключения направления поворота вектора поляризации в доменной границе под действием электрического поля на простом модельном примере.

Пусть плотность термодинамического потенциал имеет следующий вид:

$$F = \frac{\chi_1}{2} \left(\frac{dP_1}{dz} \right)^2 + \frac{\chi_2}{2} \left(\frac{dP_2}{dz} \right)^2 - \frac{\alpha_1}{2} P_1^2 - \frac{\alpha_2}{2} P_2^2 + \frac{b_1 P_1^4}{4} + \frac{b_2 P_2^4}{4} + c P_1^2 P_2^2 \quad (3)$$

Здесь P_1 и P_2 компоненты вектора поляризации, все коэффициенты разложения положительны. Для однородных полей вектора поляризации получается клеточный комплекс, изображенный на рис. 3 при выполнении неравенств:

$$c > \frac{\alpha_1}{\alpha_2} b_1, \quad c > \frac{\alpha_2}{\alpha_1} b_2. \quad (4)$$

Локально равновесные значения компонент векторов спонтанной поляризации определяются выражениями:

$$P_1 = \left(\frac{a_1}{b_1} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad P_2 = \left(\frac{a_2}{b_2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

При условии, что выполняется неравенство:

$$\frac{a_1^2}{b_1} > \frac{a_2^2}{b_2} \quad (6)$$

состояния с $P_1 \neq 0, P_2 = 0$ соответствуют основным, и на рис. 3 изображены жирными точками, состояния с $P_1 \neq 0, P_2 = 0$ соответствует метастабильным, и на рис. 3 изображены маленькими точками.

Для грубой оценки характеристик строения доменной границы сделаем замену производных:

$$\frac{dP_2}{dz} \rightarrow \frac{P_2}{h^2} \quad (7)$$

где h — ширина доменной границы. Отсюда получим выражение для компоненты вектора P_2 в доменной границе:

$$P_2 = \left(\frac{a_2 - \frac{k_2}{h^2}}{b_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

которое отлично от нуля при условии положительности числителя (8). Таким образом, при выполнении (8) доменная граница содержит поворотную компоненту вектора спонтанной поляризации, которая может принимать два значения, различающиеся знаками. Предположим, что в начальный момент времени вектор поляризации P_2 направлен вниз. Прикладывая к образцу электрическое поле E , направленное вверх, можно переориентировать P_2 вверх. Этот процесс может проходить по двум разным маршрутам, в зависимости от численных величин коэффициентов разложения (3). В первом случае изменение вектора поляризации происходит без изменения направления. Коэрцитивное электрическое поле E , при котором происходит переключение вектора поляризации находим из условия потери устойчивости P_2 в отношении изменения его длины:

$$\frac{dF_2}{dP_2} = 0, \quad \frac{d^2 F_2}{dP_2^2} = 0, \quad (9)$$

$$F_2 = -\frac{1}{2} \left(\alpha_1 - \frac{\chi_1}{h^2} \right) P_1^2 + \frac{b_2}{4} P_1^4 - \frac{1}{2} \left(\alpha_2 - \frac{\chi_2}{h^2} \right) P_2^2 + \frac{b_2}{4} P_2^4 + c P_1^2 P_2^2 - E P_2 \quad (10)$$

Получим:

$$E = \frac{4}{b_2^{1/2}} \left(\frac{\alpha_2 - \frac{\chi_2}{h^2}}{3} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (11)$$

Это выражение для поля переключения показывает, что оно значительно меньше, чем аналогичное поле для переключения компоненты поляризации в объемном кристалле.

В другом возможном сценарии переключения происходит поворот вектора спонтанной поляризации в границе домена. Потеря поворотной устойчивости происходит при выполнении условий:

$$\frac{dF_2}{dP_2} = 0, \quad \frac{d^2 F_2}{dP_1} = 0. \quad (12)$$

$$E = \left(\frac{\alpha_1 - \frac{\chi}{d^2}}{2c} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\alpha_2 - \frac{\chi_2}{d^2} - \frac{b_2 \left(\alpha_1 - \frac{\chi_1}{d^2} \right)}{2c} \right). \quad (13)$$

Таким образом, прилагая электрическое поле перпендикулярно плоскости пластины, можно переключать вектор поляризации в доменной границе. Величина дипольного момента d , возникающего при переключении определяется выражением:

$$d = 2P_2 \cdot h \cdot l \cdot S. \quad (14)$$

где l — толщина пластины, s — ширина доменной границы, которая переключается при наложении поля. Последняя характеристика может управляться размерами электродов, подающих переключающее электрическое поле.

Таким образом, для специально выбранного материала и нанотехнологии возможна разработка элементов памяти на доменных границах нелинейных диэлектриков. Из-за относительно малой величины эксплуатационных полей предложенный механизм памяти должен иметь преимущество по сравнению с аналогичным устройством на доменах.

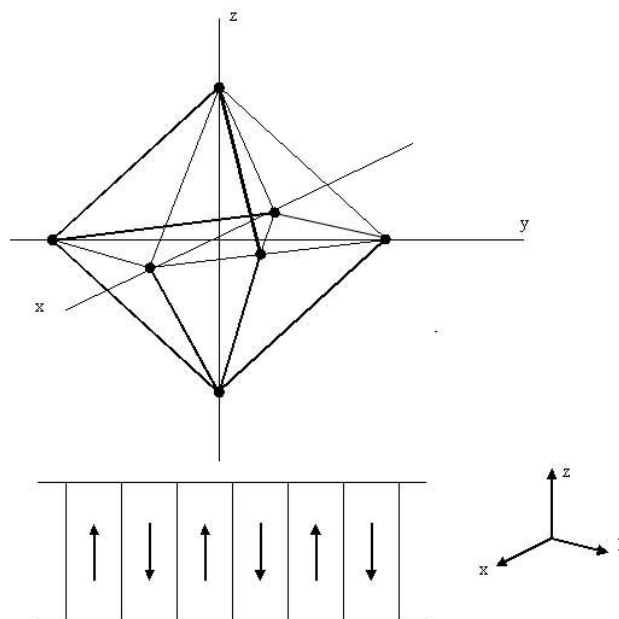


Рис. 4. Ориентация плоскости пластины в кристаллоферической системе координат. Доменная структура величины

Работа выполнена при финансовой поддержке по программе ФЦП по ГК № 16.513.11.3014 от 08.04.2011 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Даринский Б. М., Дьяченко А. А., Лазарев А. П. // Известия РАН. Серия физическая. 2007. Т. 71. № 10. С. 1388—1391.
2. Darinskii B. M., Sapronov Yu. I., Tsarev S. L. // J. of Mathematical Sciences. 2007. V. 145. № 6. P. 5311—5453.
3. Darinskiy B. M., Sayko D. S. // Ferroelectrics. 2010. № 397. P. 22—31.
4. Бульбич А. А., Гуфан Ю. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 6. С. 121.
5. Bulbich A. A., Gufan Yu. M. // Ferroelectrics. 1989. V. 98. P. 277.
6. Даринский Б. М., Дьяченко А. А., Сапронов Ю. И. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2004. Т. 68. № 7. С. 920—926.

Даринский Борис Михайлович — д. ф.-м. н., профессор, Воронежский государственный университет; тел.: (473) 2772727, e-mail: darinskii@math.vsu.ru

Лазарев Александр Петрович — к. ф.-м. н., ООО «Росбиоквант», Воронеж; тел.: (915) 5424262, e-mail: me144@phys.vsu.ru

Сигов Александр Сергеевич — д. ф.-м. н., профессор, Академик РАН, президент МГТУ МИРЭА; тел.: (495) 4330044

Darinskii Boris M. — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Voronezh State University; tel.: (473) 2772727, e-mail: darinskii@math.vsu.ru

Lazarev Aleksandr P. — Cand. Sci. (Phys.— Math.), LLC «Rosbiokvant», Voronezh; tel.: (915) 5424262, e-mail: me144@phys.vsu.ru

Sigov Alexander S. — Dr. Sci. (Phys.— Math.), Professor, Academician, RAS, President of MSTU MIREA; tel.: (495) 4330044