

DOMAIN STRUCTURE  
AND SWITCHING  
PROCESSES  
IN FERROELECTRICS

A. S. SIDORKIN

*The regularities of domain structure formation in ferroelectrics are considered. The questions of domain structure geometry, the equilibrium sizes of domains and the role of kinetic factors in the appearance of metastable domain structures are discussed. The structure and the regularities of the motion of domain walls as intermediate layers between areas with a homogeneous ordered phase are considered.*

**Рассмотрены закономерности формирования доменной структуры в сегнетоэлектриках. Обсуждены вопросы геометрии доменной структуры, равновесные размеры доменов и роль кинетических факторов в образовании метастабильных доменных структур, строение и закономерности движения по кристаллу переходных слоев между областями однородно упорядоченной фазы – доменных стенок.**

© Сидоркин А.С., 1999

**ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА  
И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ  
В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ**

А. С. СИДОРКИН

Воронежский государственный университет

**ВВЕДЕНИЕ**

Сегнетоэлектрики – это вещества, обладающие в определенном температурном интервале самопроизвольной или спонтанной, то есть возникающей без специальных внешних воздействий, поляризацией. Спонтанно поляризованное состояние реализуется в сегнетоэлектриках в виде доменной структуры. Что такое домен и доменная структура? Доменом называется макроскопическая область в кристалле, в пределах которой все элементарные ячейки в сегнетоэлектрике поляризованы одинаково. Направление спонтанной поляризации в соседних доменах составляет определенные углы друг с другом. Отдельные домены отделены друг от друга доменными границами или доменными стенками. Совокупность доменов различной ориентации и называют доменной структурой.

Почему мы уделяем такое внимание, казалось бы, отдельному свойству материалов? Ответ прост. Большинство отличительных признаков сегнетоэлектриков взаимосвязаны, и оказывается, что в большой степени и нелинейные свойства, и целиком процессы переключения этих материалов, и другие их свойства определяются доменной структурой. И значит, если мы хотим понять природу этих явлений и применить свойства данных материалов на практике, мы должны выяснить закономерности, которые управляют процессами возникновения и изменением во времени доменной структуры.

**СИММЕТРИЙНЫЙ АСПЕКТ  
ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ.  
ГЕОМЕТРИЯ ДОМЕНОВ**

В кристаллофизике известен так называемый принцип Кюри, устанавливающий связь между начальной симметрией объекта, симметрией воздействия и результирующей симметрией объекта. Согласно этому принципу, симметрия конечного состояния равна произведению симметрии исходного состояния на симметрию воздействия. Термин “произведение” понимается здесь в обобщенном смысле, в данном случае под указанным произведением понимается совокупность тех элементов симметрии исходной фазы, которые сохраняются под влиянием внешнего воздействия. С помощью этого принципа можно найти симметрию полярной фазы на основе знания симметрии исходной фазы и симметрии

параметра порядка. Но это еще не все. Оказывается, что указанный принцип позволяет найти и геометрию доменной структуры, возникающей при соответствующем фазовом переходе. Это делается на основе следующих рассуждений. Обычно фазовый переход в кристалле вызван изменением температуры образца. Но ведь температура — это скалярное воздействие и, значит, согласно принципу Кюри, ее изменение не должно (по крайней мере макроскопически) изменить симметрию образца. А если в какой-либо его части (домене) она все-таки изменилась, это означает, что указанные домены должны удвоиться (сгруппироваться) таким образом, чтобы в среднем для этой группы (пары) доменов симметрия осталась такой же, как и в исходной фазе. При этом ориентация границ между доменами, реализуемая в кристалле данной симметрии, не может быть произвольной. Она определяется теми элементами симметрии, которые исчезают при фазовом переходе, а именно домены группируются таким образом, чтобы макроскопически (то есть для группы доменов) восстановить те элементы симметрии, которые исчезли при фазовом переходе в однородную полярную фазу.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

Как мы видели, симметричные причины объясняют только сам факт возникновения доменов и их геометрию, но не определяют размеры доменов. Действительно, с точки зрения восстановления симметрии необходимо только равенство объемов доменов разного знака, которые при этом могут быть любыми. В то же время в эксперименте размеры доменов являются вполне определенными, при этом здесь, как правило, наблюдаются еще и периодические структуры, которые никак не следуют из симметрии. Поэтому в дополнение к симметричным надо искать еще и другие факторы, определяющие указанные характеристики доменов.

Таким фактором, очевидно, должен быть энергетический. Энергия же, которую необходимо минимизировать, представляет в случае чистых сегнетоэлектриков сумму энергии деполаризующего поля связанных зарядов спонтанной поляризации на поверхности сегнетоэлектрика и энергии доменных границ.

Действительно, в сегнетоэлектрике конечных размеров вектор спонтанной поляризации обязательно выходит на поверхность материала, а это означает образование здесь связанных зарядов и в результате увеличение энергии образца. В сегнетоэлектрике-полупроводнике указанные связанные заряды могут быть компенсированы за счет конечной проводимости материала. В классических диэлектриках, к которым относится большинство сегнетоэлектриков, такой возможности нет. Но в

последних всегда остается возможность уменьшения энергии этого поля за счет разбиения кристалла на домены (рис. 1). И чем меньше оказывается средняя ширина домена, тем меньше энергия рассматриваемого деполаризующего поля (рис. 2, кривая 1).

Как мы видим, с точки зрения только деполаризующего поля наиболее выгодным является разбиение на все более и более мелкие домены. Но у такого разбиения есть противоборствующий фактор — энергия доменных стенок. Они представляют собой переходной слой между соседними доменами, в пределах которого вектор спонтанной поляризации меняется от его значения в одном домене до значения в другом. В сегнетоэлектриках образование такого слоя связано с возрастанием энергии системы, то есть невыгодно. Таким образом, уменьшение среднего размера доменов приводит к увеличению их числа и, значит, к росту энергии доменных стенок. Другими словами, зависимость энергии деполаризующего поля и доменных стенок от среднего размера домена  $d$  противоположная (рис. 2, кривая 2) и в равновесии устанавливается баланс между указанными вкладами в энергию, определяющий конкретное значение  $d = d_0$ .

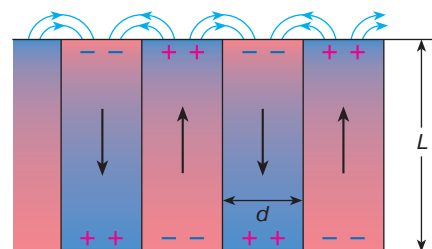


Рис. 1. Уменьшение энергии деполаризующего поля сегнетоэлектрического образца конечных размеров при разбиении его на домены.  $L$  — размер кристалла вдоль полярной оси,  $d$  — средняя ширина домена

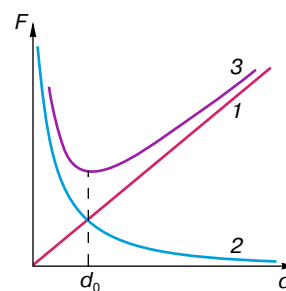


Рис. 2. Зависимость от средней ширины домена  $d$  поверхностной плотности энергии деполаризующего поля (1), поверхностной плотности энергии доменных стенок (2) и суммы этих энергий (3).  $d_0$  — равновесная ширина домена, соответствующая минимуму функции  $F$  (кривая 3)

Количественную оценку величины  $d_0$  можно сделать следующим простым образом. Поверхностная плотность энергии деполаризующего поля  $F_1$  получается путем умножения объемной плотности энергии деполаризующего поля  $W$  на толщину того слоя, в пределах которого это поле существует. В материале, разбитом на домены, как видно из рис. 1, толщина этого слоя равна размеру домена. Поэтому  $F_1 = Wd$ . Поверхностная плотность энергии доменных стенок, также рассчитанная на единицу поверхности сегнетоактивного материала, перпендикулярной полярной оси, равна соответственно  $F_2 = \gamma L/d$ , где  $\gamma$  – поверхностная плотность энергии доменной стенки,  $L$  – толщина образца в направлении полярной оси. Складывая и минимизируя полученную сумму по  $d$ , имеем

$$d_0 = \left(\frac{\gamma L}{W}\right)^{\frac{1}{2}} = (L\delta)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

поскольку  $\gamma = W\delta$ , где  $\delta$  – толщина доменной стенки.

Как видно из формулы (1), равновесная ширина домена  $d_0$  пропорциональна  $L^{1/2}$ , то есть должна возрастать с ростом толщины образца. Согласно (1), равновесная ширина доменов фактически представляет собой среднее геометрическое между  $L$  и  $\delta$ . Поэтому среднее значение  $d_0$  гораздо больше размера элементарной ячейки, то есть домены действительно представляют собой макроскопические образования. К тому же оно гораздо меньше размера кристалла и, значит, можно говорить о доменной структуре отдельного образца.

### ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В УСЛОВИЯХ ЭКРАНИРОВАНИЯ СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В сегнетоэлектриках в отличие от ферромагнетиков существует уникальный фактор, позволяющий влиять на среднюю ширину доменов. Этот фактор связан с возможностью экранирования спонтанной поляризации носителями электрического заряда, например, в объеме материала. Это подразумевает наличие заметной проводимости или концентрации свободных носителей, которая реализуется, например, в сегнетоэлектриках-полупроводниках. Экранирование спонтанной поляризации свободными носителями заряда уменьшает энергию деполаризующего поля и соответственно увеличивает  $d_0$  по сравнению с (1). При этом, начиная с определенной концентрации носителей  $n$ , равновесная ширина  $d_0$  скачком увеличивается до бесконечности, то есть происходит монодоменизация кристалла. Сказанное хорошо иллюстрируется с помощью энергетических диаграмм на рис. 3, представляющих поверхностную плотность суммарной энергии  $F_3$ , определяющей равновесную ширину домена  $d_0$  в кристаллах с различной степенью экранирования.

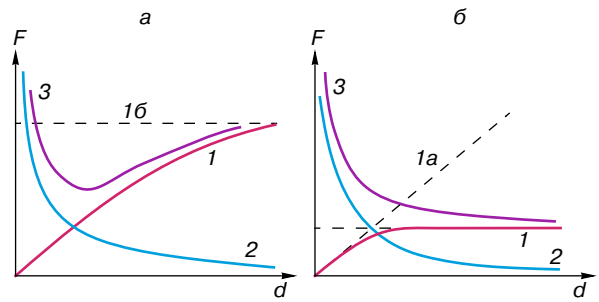


Рис. 3. Зависимость от средней ширины домена поверхностной плотности энергии деполаризующего поля (1) (1а – без экранирования, 1б – экранирование в монодоменном кристалле), поверхностной плотности энергии доменных границ (2) и суммы этих энергий для случая слабого (а) и сильного (б) экранирования

Из сравнения рис. 3 с рис. 2 видно, что зависимость энергии деполаризующего поля от  $d$  при наличии экранирования уже не описывается прямой линией, а представляет собой более сложную кривую 1. Ее начало при малых  $d$  совпадает с соответствующей прямой без экранирования, а при больших  $d$  выходит на асимптотическое значение, описывающее энергию деполаризующего поля при наличии экранирования в монодоменном кристалле. Соответственно меняется и сумма кривых 1 и 2, то есть кривая 3, минимум которой соответствует равновесной ширине домена  $d_0$ . Уже на рис. 3, а видно, что точка пересечения кривых 1 и 2 при учете экранирования сдвигается вправо по сравнению с точкой пересечения кривых 2 и 1а, то есть наличие даже слабого экранирования увеличивает период доменной структуры. Если же экранирование достаточно сильно, а именно начиная со случая, когда прямая 1б проходит через точку пересечения прямых 2 и 1а, кривая 3 вообще не имеет минимума при конечных значениях  $d$ . Минимальное значение  $F_3$  здесь реализуется при  $d \rightarrow \infty$ , что соответствует переходу в монодоменное состояние.

Для оценки критической концентрации носителей, при которой происходит монодоменизация, согласно рис. 3, б необходимо просто приравнять дебаевскую длину экранирования, на которой спадает поле при наличии экранирования, равновесной ширине домена  $d_0$ , определяемой формулой (1). Учитывая, что  $\lambda_D = (\kappa T/4\pi n e^2)^{1/2}$ , мы получим

$$n = \frac{\kappa T W}{4\pi e^2 \gamma L} = \frac{\kappa T}{4\pi e^2 L \delta}, \quad (2)$$

где, как и раньше,  $d$  – толщина доменной стенки. Известно, что при комнатных температурах  $\delta \sim 10^{-7}$  см. Вместе с обычной толщиной образца  $L \sim 0,1$  см, согласно (2), это дает  $n \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, то есть высокую, но вполне допустимую концентрацию носителей.

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ

Доменные структуры, которые мы рассмотрели выше, являются равновесными, то есть соответствующими абсолютному минимуму энергии системы. Однако такая идеальная ситуация обычно не достигается. Это связано с большим временем релаксации доменной структуры. Доменная структура может формироваться в одних условиях, а наблюдаться в других. И из-за большого времени ее релаксации мы будем наблюдать не ту доменную структуру, которая соответствует равновесию в условиях наблюдения, а ту, на которую наложили отпечаток и условия ее формирования, и процесс перехода к новому состоянию.

Конкретных ситуаций может быть много. Очень сложной является ситуация, когда кристалл растет сразу в полярной фазе. При этом на доменную структуру оказывают влияние уже условия его роста. В огромном большинстве случаев доменная структура формируется в процессе фазового перехода конкретного образца из параэлектрического, то есть неполярного, состояния, в полярное сегнетоэлектрическое. Расчеты показывают, что если идеальный (то есть бездефектный) образец бесконечно медленно переводится через температуру фазового перехода  $T_C$  и условия экранирования спонтанной поляризации вблизи  $T_C$  и при температуре наблюдения одинаковы, то период структуры, сформированной при фазовом переходе, не отличается от равновесного. В основе этого лежит отсутствие температурной зависимости  $d_0$  в (1).

Новая ситуация возникает при быстром охлаждении образца. В этом случае в различных его участках не успевает устанавливаться одинаковая температура и можно говорить об охлаждении и соответственно возникновении доменной структуры при наличии градиента температуры в материале. Обычно образец имеет форму тонкой пластины такой ориентации, что направление  $\text{grad } T$  совпадает с направлением полярной оси. Посмотрим, какие это вызовут изменения в доменной структуре. Результат легко предсказать, если выявить те изменения, которые происходят здесь в факторах, формирующих доменную структуру. Мы видели, что это энергия деполяризующего поля и энергия доменных границ. Первый фактор поверхностный, он формируется зарядами на поверхности сегнетоэлектрика, которые для данной величины поляризации на поверхности и при наличии  $\text{grad } P$  остаются неизменными. Второй фактор объемный. И в нем здесь есть большие изменения. Действительно, при наличии достаточного градиента температуры фактически только часть образца переходит в полярное состояние и, значит, только в этой части есть доменные границы, что, в свою очередь, означает, что при вычислении ширины домена в формулу (1) необходимо подставлять не толщину образца, а толщину того слоя  $l$ , в котором происходит фазовый переход. Последнюю

удобно выразить через значение  $P_0$  на поверхности и через градиент поляризации:  $l \text{grad } P = P_0$ , откуда  $l = P_0 / \text{grad } P$ . Учет неоднородности поляризации вдоль направления полярной оси вместе с учетом того, что заряды в данном случае возникают только на одной поверхности вместо двух, как на рис. 1, дает дополнительный коэффициент 4/5, которым, естественно, можно пренебречь. Поэтому, подставляя выражение для  $l$  в (1), получаем

$$d = \left( \frac{P_0 \delta}{\text{grad } P} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Как видно из (3), наличие  $\text{grad } T$  или  $\text{grad } P$  приводит к измельчению доменной структуры. Такая структура, возникнув при фазовом переходе, может держаться затем достаточно долго, хотя при выравнивании температуры она и будет неравновесной.

## ПРОБЛЕМА КОЭРЦИТИВНОГО ПОЛЯ

Значительный самостоятельный интерес к доменным границам объясняется их чрезвычайной важностью для реализации процессов переключения в многодоменных материалах. Хорошо известно, что такие процессы характеризуются гистерезисом, то есть несовпадением для сегнетоэлектриков кривых поляризации и деполяризации  $P(E)$ . Половинное расстояние между этими кривыми на полевой оси, измеренное при значении  $P = 0$ , называется коэрцитивным полем  $E_c$ . Наличие спонтанно поляризованного состояния проявляется в том, что, если обратить в нуль значение поляризующего поля, мы не добьемся при этом обращения в нуль поляризации, как в обычных линейных диэлектриках. Для того чтобы сделать это, надо приложить еще поле с направлением, противоположным поляризации, и со значением, как раз равным  $E_c$ .

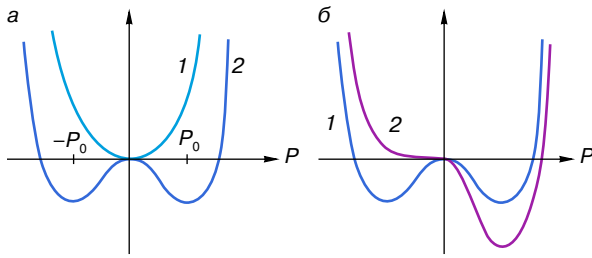
Возникновение ключевой для процессов переключения характеристики — коэрцитивного поля можно понять уже в рамках однодоменного кристалла. Одночастичные потенциалы, в которых движется сегнетоактивный ион в полярной и неполярной фазах (рис. 4), принципиально отличаются. В неполярной фазе потенциал имеет минимум при значении  $P = 0$ , и это соответствует энергетической выгоды здесь неполярного состояния. В полярной фазе потенциал становится по меньшей мере двухминимумным. Обе кривые на рис. 4 можно описать потенциалом

$$W(P) = \frac{A}{2} P^2 + \frac{B}{4} P^4, \quad (4)$$

где в неполярной фазе  $A > 0$ ,  $B > 0$ , а в полярной фазе  $A < 0$ ,  $B > 0$ . Согласно (4), равновесное значение поляризации в полярной фазе  $P = P_0 = \pm \sqrt{-A/B}$ .

Для того чтобы уничтожить спонтанно поляризованное состояние, необходимо приложить поле, противоположное направлению поляризации. Это





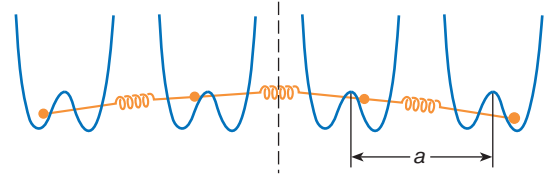
**Рис. 4.** *a* – одночастичный потенциал, в котором движется сегнетоактивная частица в неполярной (1) и полярной (2) фазах; *б* – тот же потенциал в полярной фазе при отсутствии (1) и при приложении (2) электрического поля, равного коэрцитивному

приведет к повышению одного минимума на рис. 4, *a* и к понижению другого. При достаточно большом значении поля  $E = E_c$  барьер между состояниями  $-P_0$  и  $P_0$  полностью уничтожается (рис. 4, *б*) и сегнетоактивная частица может без затруднений переходить в состояние  $+P_0$ . Если оценить поле  $E_c$ , которое требуется для переполяризации в одночастичной модели, то окажется, что оно никак не соответствует реально наблюдаемому коэрцитивному полю, а на целых два, а то и три порядка величины больше его. Такое большое расхождение с экспериментом связано с тем, что реальный процесс переключения осуществляется не за счет одновременного перехода всех сегнетоактивных частиц в кристалле в новое состояние, а за счет локальной переполяризации в области движущейся доменной границы. Это коллективное движение частиц в области перемещающейся границы управляется уже другими (хотя и связанными с представленными на рис. 4, *б*) закономерностями и дает уже иное выражение для  $E_c$ .

### СТРОЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

Для выяснения структуры доменной стенки как коллективного образования сегнетоактивных частиц естественно объединить несколько (в принципе бесконечно много) идентичных одночастичных потенциалов с двумя минимумами (таких, как на рис. 4), связав их (для простоты только ближайших соседей) определенными связями – пружинами, как показано на рис. 5. Такая схема моделирует кристалл с двумя подрешетками, где атомы одной подрешетки (предполагается, что она жестко зафиксирована) создают двухъямный потенциал для подвижных атомов другой подрешетки.

На этой модели хорошо видно, какие факторы определяют структуру доменной стенки. С одной стороны, это суммарные энергии каждой из частиц в своем потенциале. С другой – энергия натянутых связей – пружин. Оптимальной ситуации соответствует равенство указанных видов энергий.



**Рис. 5.** Строение доменной стенки в рамках одномерной модели. *a* – размер элементарной ячейки

Для количественного описания структуры доменной стенки, в том числе и движущейся, рассмотрим суммарную энергию всех частиц, записанную через поляризации:

$$H = \sum_l \frac{\mu}{2} \dot{P}_l^2 + \sum_l \left[ \frac{A}{2} P_l^2 + \frac{B}{4} P_l^4 \right] + \frac{C}{2} \sum_{l,r} (P_l - P_r)^2. \quad (5)$$

Центральное слагаемое здесь соответствует суммарной энергии частиц, пронумерованных номером  $l$ , в одночастичных потенциалах (4). Последнее характеризует энергию натянутых пружин, а первое – кинетическую энергию движущихся частиц. Если толщина доменной стенки  $\delta \gg a$ , где  $a$  – размер элементарной ячейки, в (5) разумно перейти к континуальному пределу, где  $P(x)$  – непрерывная функция в направлении нормали к границе. В этом случае

$$H = \int \frac{dx}{a} \left\{ \frac{\mu}{2} \dot{P}^2 + \frac{A}{2} P^2 + \frac{B}{4} P^4 + \frac{\chi}{2} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right)^2 \right\},$$

$$\chi = \mu c_0^2, \quad c_0 = \frac{Ca^2}{\mu}, \quad (6)$$

где постоянная  $\chi$  получила название корреляционной.

Уравнение движения для поляризации определяется из условия минимальности суммарной энергии (6) и имеет вид

$$\mu \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \chi \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + AP + BP^3 = 0. \quad (7)$$

Если бы в (7) не было слагаемого, содержащего  $\chi$  (то есть мы не учитывали бы связь между частицами), и отсутствовала бы нелинейность ( $B = 0$ ), мы получили бы уравнение обычного осциллятора. Если  $A = 0$  и  $B = 0$ , то есть нет второй подрешетки, формирующей в данном случае двухминимумный потенциал, но есть связь между соседними частицами ( $\chi \neq 0$ ), мы получаем уравнение бегущей волны, распространяющейся со скоростью  $c_0 = \sqrt{\chi/\mu}$ . Эта волна описывает обычное волновое возмущение в системе частиц (кружков на рис. 5), находящихся на расстоянии  $a$  друг от друга и связанных пружинами.

Ситуация принципиально меняется, когда мы добавляем в волновое уравнение еще и силы, связанные с наличием одночастичного потенциала. В

этом случае для статической ситуации получаем распределение поляризации в неподвижной доменной стенке в виде

$$P(x) = P_0 \operatorname{th} \frac{x}{\delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2\chi}{|A|}}. \quad (8)$$

Решение для движущейся стенки легко может быть получено из (8), если учесть, что  $P(x, v) = P(x - vt)$ , то есть зависит сразу от комбинации величин  $x - vt$ . В этом случае очевидно, что  $\partial P / \partial t = -v \partial P / \partial x$ , откуда  $\partial^2 P / \delta t^2 = v^2 \partial^2 P / \partial x^2$  ( $v$  – скорость движения доменной стенки) и, значит, динамическую задачу в (7) можно сразу свести к статической (в движущейся вместе со стенкой системе координат), вводя новую постоянную  $\bar{\chi} = \chi - \mu v^2 = \chi(1 - v^2/c_0^2)$ . В результате распределение поляризации в движущейся стенке:

$$P(x, v) = P_0 \operatorname{th} \frac{x - vt}{\delta \sqrt{1 - v^2/c_0^2}}. \quad (9)$$

Хорошо видно, что распределение поляризации и в неподвижной и в движущейся стенке локализовано в пределах слоя с толщиной  $2\delta$  в первом и соответственно  $2\delta \sqrt{1 - v^2/c_0^2}$  во втором случае. Мы видим, что существует лоренцовское сокращение толщины движущейся стенки. И существует предельная скорость ее движения, равная  $c_0$ , которая, например, в случае чистого сегнетоэластика совпадает со скоростью звука.

### ЭНЕРГИЯ, ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА И ПОДВИЖНОСТЬ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ

Если подставить конкретное решение (9) в общее выражение (6), после вычитания энергии однородного состояния получим поверхностную плотность энергии движущейся доменной стенки

$$\gamma(v) = \frac{4\chi P_0^2}{3\delta \sqrt{1 - v^2/c_0^2}} = \frac{\gamma_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}} = m(v)c_0^2. \quad (10)$$

Здесь  $\gamma_0$  – энергия неподвижной доменной стенки, а

$$m(v) = \frac{\gamma_0/c_0^2}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}} \quad (11)$$

есть эффективная масса движущейся доменной стенки. Хорошо видно, что выражения (10), (11), как и выражение (9), имеют релятивистскую структуру. А доменную границу, хотя она и представляет собой коллективное образование, можно представить в виде некой квазичастицы с собственными параметрами, такими, как скорость, энергия, масса и др.

Уравнение (7) описывает изменение поляризации в свободно движущейся границе. При этом, как и должно быть, оно не определяет ее скорости. В соответствии с этим уравнением доменная граница

может находиться в любом устойчивом состоянии движения со скоростью, изменяющейся от нуля до предельного значения  $c_0$ . Само же конкретное значение скорости определяется здесь только начальными условиями движения. Напротив, скорость доменной стенки становится вполне определенной, если в уравнение движения (7) добавить диссипативное слагаемое, а также внешнее электрическое поле:

$$\mu \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial P}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + AP + BP^3 = E. \quad (12)$$

В первом приближении разумно предположить, что в слабых полях профиль изменения поляризации в доменной стенке, движущейся во внешнем поле, почти не отличается от соответствующего распределения для свободно движущейся стенки. Учитывая же, что профиль свободной стенки формирует равенство слагаемых в уравнении (7), и полагая, что это равенство остается в силе и внутри уравнения (12), получим простое соотношение

$$\Gamma \frac{\partial P}{\partial t} = E. \quad (13)$$

Вспоминая, что  $|\partial P / \partial t| = v |\partial P / \partial x|$ , и оценивая последнюю производную как  $|\partial P / \partial x| \approx P_0 / \delta$ , для случая слабых полей получим линейную зависимость скорости доменной стенки от внешнего поля

$$v = \tilde{\mu} E, \quad \tilde{\mu} = \frac{\delta}{P_0 \Gamma}, \quad (14)$$

где  $\tilde{\mu}$  – подвижность доменной стенки и  $\Gamma$  – коэффициент вязкости для движения поляризации. Из полученного соотношения видно, что подвижность стенки при прочих равных условиях прямо пропорциональна ее ширине.

Приведенные выше рассуждения и конкретные результаты хорошо описывают поведение только достаточно широких доменных стенок, которые всегда реализуются в ферромагнетиках, а в случае сегнетоэлектриков – только вблизи точки Кюри  $T_C$ , где величина  $\delta$  возрастает за счет размягчения кристаллической решетки. При достаточном удалении от  $T_C$  доменные границы в сегнетоэлектриках становятся настолько узкими, что начинают чувствовать дискретность кристаллической решетки. В этом случае их боковое движение как целого является только кажущимся. На самом деле оно осуществляется здесь путем образования и последующего разрастания зародышей обратных доменов на доменной стенке.

Процесс образования зародышей на доменной стенке есть процесс вероятностный. Скорость его реализации описывается экспоненциальным фактором. Поэтому и сама скорость бокового движения

доменной стенки оказывается зависящей от внешнего поля  $E$  по экспоненциальному закону:

$$v = v(\infty) \exp\left(-\frac{\Delta}{E}\right), \quad (15)$$

где  $v(\infty)$  — скорость движения доменной стенки в бесконечно больших полях, а  $\Delta$  — так называемое поле активации.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ С ДЕФЕКТАМИ

В реальном кристалле всегда есть достаточное количество дефектов, взаимодействующих с доменными стенками. Природа этого взаимодействия может быть различной. Самый простой случай — это взаимодействие стенки с несегнетоэлектрическим включением. Попадая на такой дефект, доменная стенка уменьшает свою поверхность. А поскольку она обладает положительной плотностью энергии, такое попадание одновременно уменьшает и ее энергию, что делает совпадение плоскости границы с дефектом энергетически выгодным. Заряженный дефект (рис. б) своим полем деформирует доменную стенку таким образом, что на ней появляется эффективный заряд другого знака. Притяжение исходного заряда к индуцированному им заряду на стенке и означает эффективное притяжение границы и дефекта друг к другу.

Во внешнем поле доменная стенка испытывает давление со стороны него, равное  $2P_0E$ . Одновременно в кристалле с дефектами на нее со стороны последних действует закрепляющая сила, стремящаяся удержать границу на месте. Этой силе соответствует давление  $n_0W_0$ , где  $W_0$  — энергия взаимодействия отдельного дефекта с доменной стенкой, а  $n_0$  — концентрация дефектов. Приравняв указанные давления друг другу, мы определим поле отрыва доменной границы от дефектов

$$E_c = \frac{n_0W_0}{2P_0}, \quad (16)$$

которое, как правило, и отождествляется с коэрцитивным полем, при котором происходит переполяризация материала. Как показывают оценки, оно намного меньше, чем коэрцитивное поле в одночастичной модели (в монодоменном кристалле), и соответствует экспериментальным данным для  $E_c$  как по величине, так и по температурной зависимости и др.

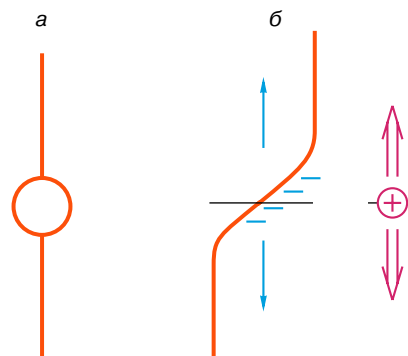


Рис. 6. Взаимодействие сегнетоэлектрической доменной стенки с несегнетоэлектрическим включением (а) и заряженным точечным дефектом (б)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы сделали краткий обзор основных представлений о принципах, определяющих законы формирования доменной структуры и движения доменных границ в сегнетоактивных материалах. Конечно, было изложено лишь основное и хорошо изученное, при этом многие вопросы и детали остались за рамками проводимого рассмотрения. Читатель, заинтересовавшийся данной темой, может найти их в предлагаемой ниже литературе.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, Физматлит, 1995. 301 с.
2. Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А. и др. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985. 396 с.
3. Струков Б.А. Сегнетоэлектричество. М.: Наука, 1979. 92 с.
4. Желудев И.С. Электрические кристаллы. М.: Наука, 1969.
5. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.
6. Лэм Дж.Л. Введение в теорию солитонов. М.: Мир, 1983. 294 с.

\* \* \*

Александр Степанович Сидоркин, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой экспериментальной физики Воронежского государственного университета. Область научных интересов — физика сегнетоэлектриков и родственных материалов, физика эмиссионных явлений. Автор более 160 научных работ.