

О ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

В. И. Марченко

Отмечено, что в одноосных сегнетоэлектриках доменная структура должна быть разветвленной. Определены параметры простейшей структуры.

В литературе обычно обсуждается доменная структура, предложенная для одноосных сегнетоэлектриков Мицуи и Фуруиши [1] (см. рис. 1). Она является по существу обычной структурой Киттеля, в которой, однако, произведен учет отличия, в данном случае поляризации P от ее номинального значения за счет поляризуемости в поле, создаваемом структурой вблизи выхода доменов на поверхность кристалла. В [1] поляризуемость $\alpha_{\text{об}}$ ($P_i = \alpha_{\text{об}} E_i$) считалась постоянной, не зависящей от электрического поля E . Это ограничение фактически делает результаты, полученные в [1], неприменимыми к сегнетоэлектрикам. Действительно, деполяризующее поле вблизи выхода доменов на поверхность кристалла по порядку величины равно $4\pi P$, и так как поляризуемость сегнетоэлектриков большая, то поляризация P будет здесь значительно отличаться от номинальной P_0 . В таких условиях нет никаких оснований, чтобы α не зависела от E . Более того, согласно теории Гинабурга [2], состояния с $P < P_0/3^{1/2}$ вообще неустойчивы, а они обязательно возникают при большой величине поляризуемости в уже малом деполяризующем поле.

Такое положение приводит к невозможности осуществления доменной структуры рис. 1 и других подобных структур с большим расстоянием между местами выхода доменных границ на поверхность в сегнетоэлектриках. Избежать большой величины (порядка $4\pi P$) деполяризующего поля можно только в разветвленной структуре. Структура же, предложенная в [1], может существовать в пироэлектриках, в которых поляризуемость мала.

Рассмотрим простейшую разветвленную структуру (рис. 2). Такая схема ветвления была предложена Привороцким [3] для случая ферромагнетиков. Здесь мы определим параметры этой структуры.

Первые клинья возникают в каждом домене на некотором определенном (см. ниже) расстоянии от поверхности кристалла. Следующее ветвление происходит, когда клин достигает по ширине $1/3$ от периода структуры a . Далее все повторяется в уменьшенном масштабе до тех пор, пока размеры клиньев не станут порядка толщины доменной стенки у самой поверхности кристалла.

Клинья оказываются сильно вытянутыми, и если пренебречь искажениями в областях зарождения новых клиньев, то форму клиньев нетрудно найти, исходя из требования минимальности энергии электрического поля. Такая задача была решена Лифшицем [4], исследовавшим доменную структуру с одним клинышком в ферромагнетиках. Для величины энергии электрического поля, приходящейся на первое разветвление в каждом домене, получим

$$\lambda P_0^2 \frac{a^3}{h_1}, \quad \lambda = \frac{2^2 \pi \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \right)^2}{\frac{1}{2} - \frac{1}{3^2}} \quad (1)$$

$$\lambda = \pi \cdot \frac{4}{3} \left(1 - \left(\frac{2}{3} \right)^{1/2} \right) \left(1 - \left(\frac{2}{3} \right)^{5/2} \right) = 0,156 \cdot \pi$$

$\approx 0,1611$

h_1 — высота первого клина. Величина h_1 определяется из условия минимума суммы энергии (1) и энергии доменных границ. На каждый домен приходится три границы (до второго ветвления), и если пренебречь малым отличием длины границы клиньев от h_1 , а также малым отличием величин

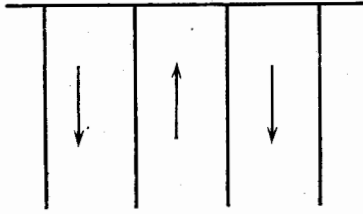


Рис. 1

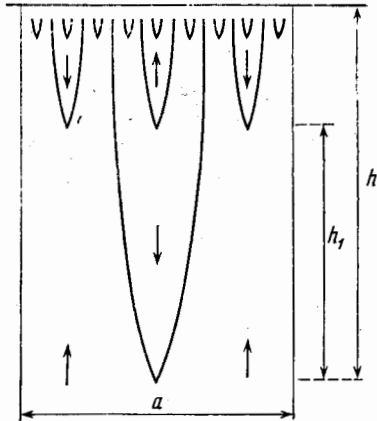


Рис. 2

ны поверхностного натяжения слегка наклонных границ от энергии Δ — обычных границ, параллельных спонтанной поляризации, то полная энергия границ на каждый домен равна $3\Delta h_1$. Минимум достигается при

$$h_1 = (\lambda P_0^2 a^3 / 3\Delta)^{1/3}.$$

Для i -го разветвления справедлива такая же формула, в которой вместо a следует подставить величину $a_i = a/3^{i-1}$. Суммирование по всем разветвлениям дает для энергии выхода значение

$$\frac{6\lambda^{1/2}}{3^{3/2}-1} P_0 \Delta^{1/2} a^{3/2}. \quad (2)$$

Плотность энергии доменной структуры в пластинке толщины L равна

$$\left(1 - 2\frac{h}{L}\right) \frac{\Delta}{2a} + \frac{6\lambda^{1/2}}{3^{3/2}-1} \frac{P_0}{L} (\Delta a)^{1/2}, \quad (3)$$

где h — глубина проникновения ветвления в домены:

$$h = \sum_{i=1}^{\infty} h_i = \frac{3}{3^{3/2}-1} \left(\frac{\lambda}{\Delta}\right)^{1/2} P_0 a^{3/2}.$$

Первый член в выражении (3) — энергия доменных границ, второй — энергия выхода. Минимизируя по a , получим

$$a = (\Delta L^2 / \gamma^2 P_0^2)^{1/2} \approx 0,31 (\Delta L^2 / P_0^2)^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$\gamma = 8\pi^{1/2} \left(\frac{1}{2^{3/2}} - \frac{1}{3^{3/2}}\right) \left(\frac{2}{3^{3/2}-1} - \frac{1}{3^{3/2}-1}\right).$$

Глубина ветвления h равна

$$h = \frac{3^{3/2}-1}{5 \cdot 3^{3/2}-1} L \approx 0,096L.$$

Мы полностью пренебрегали проводимостью, так как только тогда можно говорить о термодинамически равновесной доменной структуре. При наличии конечной проводимости в полностью равновесном состоянии любая доменная структура должна исчезнуть. Те разнообразные структуры, которые обычно наблюдаются, являются, по-видимому, метастабильными состояниями. Так, например, если «включить» проводимость в рассмотренной нами структуре, то наличие электрического поля при выходе доменов на поверхность кристалла вызовет перетекание заряда, что может привести к передвижению границ ветвления — к «стиранию» ветвления, но границы между доменами останутся и структура в итоге будет иметь вид, представленный на рис. 1, однако с поверхностным зарядом и без деполяризующего поля.

Автор благодарен Н. А. Тихомировой за интерес к работе и обсуждение.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 июня 1979 г.

Литература

- [1] T. Mitsui, J. Furuichi. Phys. Rev., 90, 493, 1955.
- [2] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, Москва, 1957, § 19.
- [3] И. А. Привороцкий. ЖЭТФ, 59, 1775, 1970.
- [4] Е. Лифшиц. ЖЭТФ, 15, 97, 1945.

ON THE DOMAIN STRUCTURE OF FERROELECTRIC SUBSTANCES

V. I. Marchenko

It is pointed out that the domain structure in uniaxial ferroelectric substances should be branched. The parameters of the simplest structure are determined.

$$\sum_n \frac{\sqrt{2^n - 1}}{2^n} = 2,105047$$

$$\sum_n \frac{\sqrt{3^n - 1}}{3^n} = 1,236566$$