

КИНЕТИКА РАЗМЫТОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В КРИСТАЛЛАХ С ЗАМОРОЖЕННЫМ БЕСПОРЯДКОМ

А.А.Божов

Анализируется свободная энергия образования кластера новой фазы в объеме старой при фазовом превращении первого рода в кристалле неупорядоченного соединения или твердого раствора. Учитывается пространственная неоднородность флуктуаций концентрации. Показано, что механизм термоактивационного образования критических зародышей и их роста, характерный для упорядоченного кристалла, в рассматриваемом случае имеет место только в узком температурном интервале около средней температуры перехода. За пределами этого интервала могут существовать микрообъемы, в которых оказываются стабильными сколь угодно малые по масштабу гетерофазные флуктуации, что приводит к безактивационному формированию кластеров ближнего порядка, обладающих симметрией новой фазы. В рамках предложенной модели обсуждаются закономерности превращений различного типа — мартенситных, нормальных полиморфных, сегнетоэлектрических, магнитных.

Свойства кристаллов в области размытых фазовых переходов активно обсуждаются в последнее время в связи с обнаружением в сегнетоэлектриках с размытыми переходами состояния дипольного стекла [¹⁻⁴]. Такое состояние появляется при определенной температуре в результате замораживания взаимодействующих локальных дипольных моментов. Предполагается, что в кристаллах типа магнониобата свинца — это моменты полярных микрокластеров, образующихся в широком интервале температур в результате локальных сегнетоэлектрических фазовых переходов [^{1,5}]. При этом дальний сегнетоэлектрический порядок в кристалле не возникает [^{2,3}]. Появление полярных микрокластеров связывается обычно с замороженным беспорядком в размещении атомов по узлам кристаллической решетки. В настоящей работе исследуется влияние такого беспорядка на кинетику фазового перехода первого рода.

В упорядоченных кристаллах кинетический механизм фазового превращения первого рода сводится, как известно, к образованию критических зародышей новой фазы в объеме старой и их росту [⁶]. Изменение свободной энергии в результате флуктуационного появления одного кластера новой фазы описывается выражением [^{6,7}]

$$\Delta F(T, n) = -\Delta f_v(T)n + kf_s(vn)^{2/3} + (f_d + f_e)vn, \quad (1)$$

где n — число структурных элементов в кластере; $\Delta f_v(T) = f_1 - f_2$ — разность объемных (химических) свободных энергий высокотемпера-

турной f_1 и низкотемпературной f_2 фаз в расчете на один структурный элемент; v — объем, приходящийся на один структурный элемент; f_s — средняя плотность поверхностной свободной энергии на границе раздела фаз; k — безразмерный геометрический фактор; f_d и f_e — соответственно плотности упругой энергии, связанной с различием структур соответствующих фаз и электростатической деполяризационной энергии (в случае пьроэлектрических фаз). В некотором интервале температур вблизи температуры равновесия фаз T_0 функция (1) имеет максимум при определенном критическом размере кластера, в связи с чем кристалл является стабильным по отношению к гетерофазным флуктуациям достаточно малого масштаба, а для флуктуаций, достигших критического размера (критических зародышей), энергетически выгодным оказывается дальнейший рост.

В неупорядоченных кристаллах (соединениях и твердых растворах) из-за флуктуаций концентрации различных атомов появляются пространственные неоднородности — микрообласти с различной локальной температурой фазового перехода [4,8]. Если радиус критического зародыша значительно меньше, чем характерная длина, на которой в связи с существованием флуктуаций концентрации меняется T_0 (и, следовательно, Δf_v), выражение (1) применимо и в этом случае. Если в кристалле имеются мелкомасштабные неоднородности, Δf_v должна зависеть от n , и такую зависимость необходимо в принципе учитывать при анализе выражения (1). Однако на это обстоятельство обычно не обращают внимания, перенося основные представления о процессах критического зародышеобразования в упорядоченных кристаллах на кристаллы с беспорядком [4,6,8-11]. В настоящей работе рассматривается модель зарождения новой фазы, учитывающая пространственные неоднородности на размерах критического зародыша. Найдены условия, при которых беспорядок принципиально изменяет кинетику фазового превращения. Полученные результаты позволили объяснить закономерности, экспериментально наблюдаемые при превращениях различного типа.

1. Изменения свободной энергии при фазовом превращении в неупорядоченном кристалле

Рассмотрим кристалл, в котором имеются локальные дефекты одного типа (например, атомы примеси) со средней концентрацией p (вероятностью обнаружения дефекта на месте структурного элемента). При $p = 0$ в кристалле наблюдался бы неразмытый фазовый переход I рода. Дефекты вызывают изменение свободных энергий фаз и температуры их равновесия $T_0(p)$. Из-за флуктуаций концентрации Δp кристалл становится неоднородным. При понижении температуры превращение осуществляется сначала в областях, имеющих наиболее высокие значения Δp , одновременно в некотором микрообъеме, содержащем n структурных элементов, образуя низкосимметричные кластеры. Будем полагать, что локальная температура равновесия фаз T_{0l} в микрообласти с концентрацией $p + \Delta p$ определяется равенством средних по объему этой микрообласти значений f_1 и f_2 , т.е. $T_{0l} = T_0(p + \Delta p)$. В предположении, что f_1 и f_2 — линейные функции температуры, Δf_v

в этой микрообласти можно выразить как [12]

$$\Delta f_v = \frac{Qv}{T_{0m}} \left(\left| \frac{dT_{0m}}{dp} \right| \Delta p + T_{0m} - T, \right) \quad (2)$$

где $T_{0m} = T_0(p)$ и Q — температура равновесия фаз и удельная объемная теплота перехода при средней концентрации p .

Плотность распределения вероятностей для величины Δp в микрообластях размером n при хаотическом беспорядке описывается функцией Гаусса [12] со средним квадратом флуктуации

$$\langle (\Delta p)^2 \rangle = p(1-p)/n \quad (3)$$

Для того чтобы учесть пространственную неоднородность флуктуации концентрации $\Delta p(n)$ на размерах низкосимметричного кластера, отметим, что рост образовавшегося кластера должен сопровождаться уменьшением величины Δp в микрообласти, которую он занимает (поскольку кластеры появляются первоначально в микрообластях, имеющих наиболее высокое Δp). Характер этого уменьшения случаен и различен в различных микрообластях, однако среднее значение $\langle |\Delta p| \rangle = \sqrt{2\langle (\Delta p)^2 \rangle / \pi}$ и, согласно (3), пропорционально $1/\sqrt{n}$. Поэтому эффект пространственных неоднородностей флуктуаций $\Delta p(n)$ будем исследовать, рассматривая некоторые «среднестатистические» кластеры, появляющиеся в микрообластях, для которых выполняется условие $\Delta p \sim 1/\sqrt{n}$, полагая, что для других реальных кластеров скорость уменьшения Δp в зависимости от n либо больше, либо меньше, чем для среднестатистических, но это отклонение в большинстве случаев невелико.

Таким образом, в рассматриваемой модели Δf_v оказывается в соответствии с (2) зависимой от размера кластера n . В связи с изменением Δp в процессе роста кластера должны в принципе изменяться и другие входящие в (1) параметры (f_s , f_d и f_e), однако все они определяются прежде всего величиной спонтанной деформации при фазовом переходе, которая, как правило, слабо изменяется при изменениях концентрации, сравнимых по величине с Δp [11]. Поэтому, как это принято в классической теории зародышеобразования, будем считать упомянутые параметры не зависимыми от n .

Введем для удобства стандартизованную случайную концентрацию

$$\rho = \Delta p / \sqrt{\langle (\Delta p)^2 \rangle}, \quad (4)$$

которая для среднестатистического кластера, очевидно, не зависит от n , а также приведенные температуру и плотности энергии

$$\tau = \frac{T - T_{0m}}{T_{0m}}, \quad \gamma = \frac{kf_s}{Qv^{1/3}}, \quad \beta = \frac{f_e + f_d}{Q} \quad (5)$$

и параметр дефектности кристалла

$$\alpha = \left| \frac{dT_{0m}}{dp} \right| \sqrt{p(1-p)}. \quad (6)$$

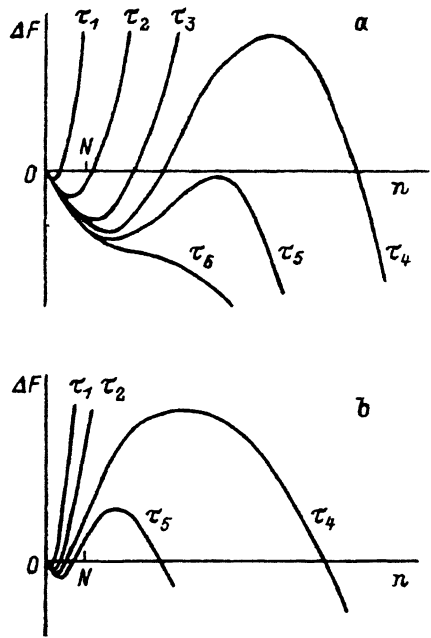


Рис. 1. Схематические зависимости свободной энергии образования «среднестатистического» низкосимметричного кластера от его размера при разных температурах $\tau_1 > \tau_2 > \tau_3 > \tau_g > \tau_4 > \tau_5 > \tau_e > \tau_6$ в двух микрообластях с разной концентрацией дефектов ρ_1 а и ρ_2 (b). $\rho_1 > \rho_c > \rho_2 > 0$.

Подставляя (2) в (1) и учитывая (3) — (6), получим зависимость избыточной энергии низкосимметричного кластера, возникшего в микрообласти с определенным значением ρ , от его размера n

$$\Delta F(n) = \left[(\tau + \beta)n + \gamma n^{2/3} - \frac{\alpha\rho}{T_{0m}} n^{1/2} \right] Qv. \quad (7)$$

Это выражение справедливо, когда взаимодействием между кластерами можно пренебречь, т.е. они занимают малую часть объема кристалла.

Функция (7) при разных ρ и τ схематически изображена на рис. 1. В случае $\rho > 0$ при температуре $\tau > \tau_g$, где $\tau_g = -\beta$, она имеет минимум, находящийся в области отрицательных значений при $n = n_m$. В точке $n = n_0$ $\Delta F = 0$. В интервале температур $\tau_e < \tau < \tau_g$, где

$$\tau_e = \tau_g - \frac{128\gamma^3}{729} \left(\frac{T_{0m}}{\alpha\rho} \right), \quad (8)$$

кроме минимума, имеется еще и максимум при $n = n_{\max} > n_m$. При $\tau < \tau_e$ $\Delta F(n)$ — монотонно убывающая функция. Увеличение ρ и (или) уменьшение τ , приводит к росту n_m и n_0 и к уменьшению n_{\max} , $\Delta F(n_m)$ и $\Delta F(n_{\max})$.

2. Закономерности образования кластеров

При $\tau > \tau_g$ образование низкосимметричных кластеров энергетически выгодно при условии

$$n_0 > N, \quad (9)$$

где N — число структурных элементов в кластере, имеющем радиус, равный корреляционному радиусу параметра порядка фазового перехода.

При достаточно высокой температуре в кристалле не найдется ни одной микрообласти с концентрацией ρ , достаточно большой для того, чтобы выполнялось условие (9) (кривая τ_1 на рис. 1). Однако при понижении τ такая микрообласть рано или поздно появится за счет роста n_0 и в пределах этой микрообласти возникнет первый стабильный низкосимметричный кластер размером N . Обозначим соответствующую температуру τ_d . При дальнейшем уменьшении τ этот кластер увеличиваться не будет, поскольку его увеличение привело бы к повышению энергии (кривая τ_2 на рис. 1,а). Рост кластера начнется только после того, как в результате понижения температуры n_m превысит N и станет равновесным кластер размером n_m (кривая τ_3 на рис. 1). При $\tau < \tau_d$ в других областях кристалла начинает выполняться условие (9) и в них возникают кластеры, которые ведут себя так же, как и первый. Каждой температуре соответствует единственное равновесное состояние, в связи с чем отсутствует температурный гистерезис превращения.

При $\tau > \tau_g$ кластеры образуются только в тех областях, где ρ превышает некоторое критическое значение ρ_c . В случае $\rho < \rho_c$ условие (9) не выполняется ни при каких температурах $\tau > \tau_g$ (рис. 1,б). Чтобы определить ρ_c , решим уравнение $\Delta F = 0$, подставив в него $\tau = -\beta$ и $n = N$. Получим тогда

$$\rho_c = \frac{\gamma T_{0m} N^{1/6}}{\alpha}. \quad (10)$$

При $\tau_e < \tau < \tau_g$ благодаря появлению максимума зависимости $\Delta F(n)$ кластеры становятся метастабильными и появляется возможность изотермического роста областей новой фазы в случае достижения ими критического размера n_{\max} за счет термической активации. Области новой фазы, возникающие путем термоактивационного преодоления энергетического барьера, будем в дальнейшем называть зародышами. Название кластеры сохраним для низкосимметричных областей, появившихся безактивационно благодаря убыванию ΔF при малых n .

Поскольку энергетический барьер $\Delta F(n_{\max})$ наиболее низок в областях с наибольшим ρ (т.е. именно там, где существуют кластеры), образование зародышей при понижении температуры происходит прежде всего в этих областях. Реально оно начинается при τ , несколько более низких, чем τ_g , таким образом, чтобы энергетический барьер успел уменьшиться.

Так как плотность распределения концентрации дефектов описывается функцией Гаусса, а T_0 является функцией p , распределение локальных температур равновесия фаз $\tau_{0l} = (T_{0l} - T_{0m})/T_{0m}$ для микрообластей размером N , в которых появляются кластеры, также должно быть гауссовым

$$\varphi(\tau_{0l}) = A \exp \left[-(T_{0m} \tau_{0l})^2 / (2\sigma^2) \right]$$

со средним квадратичным отклонением

$$\sigma = \left| \frac{dT_{0m}}{dp} \right| \sqrt{\langle (\Delta p)^2 \rangle} = \alpha / \sqrt{N}. \quad (11)$$

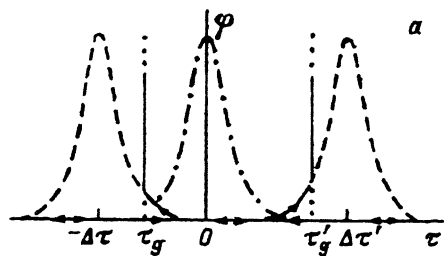
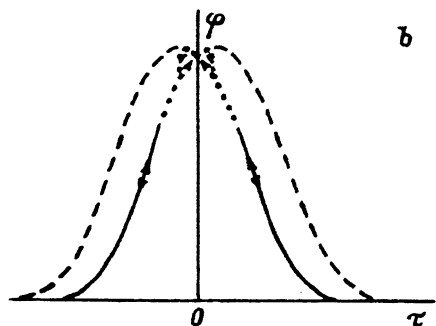


Рис. 2. Плотность распределения кластеров или (зародышей) по температурам их образования при условии $\rho_c \gg 1$ (a) или $\rho_c \ll 1$ (b).

Пунктирные линии — участки, которые не описываются количественно в рамках рассматриваемой модели; штрихпунктирная линия — плотность распределения микрообластей размером N по локальным температурам равновесия фаз; штриховые линии — функции Гаусса, «кусками» которых описывается плотность распределения кластеров по температурам образования. Стрелки указывают направление изменения температуры.



Появление кластера в некоторой микрообласти происходит, однако, не при τ_{0l} , а при более низкой температуре τ_{cl} . Из уравнения $\Delta F = 0$, подставив в него N вместо n и τ_{0l} вместо τ , найдем, что $\tau_{0l} = \alpha\rho/(T_{0m}\sqrt{N})$, а разность $\Delta\tau = \tau_{0l} - \tau_{cl} = \beta + \gamma N^{-1/3}$ одинакова во всех микрообластях. Отсюда следует, что плотность распределения микрообластей размером N по температурам τ_{0l} описывается при $\tau > \tau_g$ функцией Гаусса со среднеквадратичным отклонением, определяемым формулой (11) и центром, сдвинутым относительно $\tau = 0$ в область низких температур на $\Delta\delta$ (рис. 2). Зависимость величины L — доли объема кристалла, в котором произошло превращение от температуры, схематически представлена на рис. 3.

Кристалл, охлажденный в область низких температур, при которых фазовое превращение уже произошло в большей части объема,

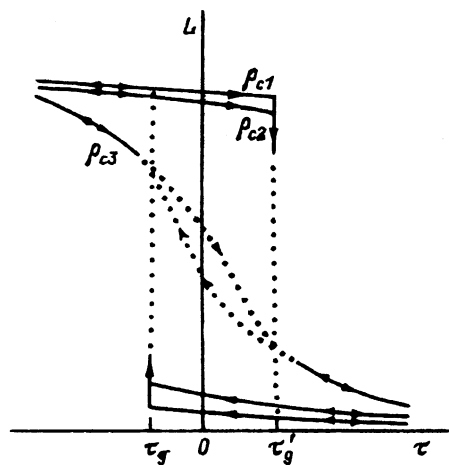


Рис. 3. Схематическая зависимость доли объема кристалла, имеющей симметрию низкотемпературной фазы, от температуры при разных значениях ρ_c , $\rho_{c1} > \rho_{c2} > \rho_{c3}$.

Пунктирными линиями изображены участки кривых, которые не описываются количественно в рамках рассматриваемой модели. Стрелки указывают направление изменения температуры.

можно представить себе состоящим из высокосимметричных кластеров, погруженных в низкосимметричную матрицу. Образование высокосимметричных кластеров при нагревании монодоменного низкосимметричного кристалла также подчиняется, очевидно, вышеописанным закономерностям с той лишь разницей, что характерные параметры для них будут другими (обозначим их символами со штрихами — N' , ρ'_c , τ'_g и т.д.). Но исчезновение высокосимметричного кластера — это то же самое, что появление на его месте низкосимметричного, а поскольку температурный гистерезис превращения вдали от $\tau = 0$ отсутствует, графики функций $\varphi(\tau)$ и $L(\tau)$ для низко- и высокосимметричных кластеров совпадают.

Таким образом, если не учитывать влияния доменной структуры, то плотность распределения низкосимметричных кластеров по температурам их образования описывается «кусками» двух функций Гаусса, сдвинутых навстречу друг другу (рис. 2). В районе средней температуры перехода τ_m (т.е. температуры, при которой половина объема кристалла перешла в новую фазу) превращение осуществляется путем зародышеобразования и характеризуется температурным гистерезисом.

Если $\rho_x \gg 1$, почти весь объем кристалла переходит в низкосимметричную фазу посредством образования зародышей и их роста при $\tau_m \approx \tau_g$. Поскольку центрами зарождения служат области с повышенным ρ (если $\tau_m < \tau_d$, в этих областях уже существуют кластеры), а концентрация кластеров мала, имеется возможность беспрепятственного роста зародышей и образования, таким образом, крупномасштабных доменов.

В противоположном случае $\rho_c \ll 1$ в значительной части объема кристалла превращение осуществляется путем кластерообразования, а образующиеся при $\tau < \tau_g$ зародыши не могут существенно вырасти, поскольку их рост ограничивается столкновениями с соседними кластерами и зародышами, концентрация которых велика. В результате структура будет состоять не из макроскопических доменов, а из хаотически направленных низкосимметричных микрообластей, сравнимых по величине с кластерами. Поскольку уменьшение энергетического барьера $\Delta F(n_{\max})$ при понижении температуры происходит с разной скоростью в областях с разным ρ , критические зародыши образуются при разных температурах, т.е. фазовый переход, в отличие от случая $\rho_c \gg 1$ размывается и в области зародышеобразования. Кроме того, кластеры начинают взаимодействовать при температуре, более высокой, чем τ_g . Это случайное взаимодействие способно в принципе вносить существенный вклад в свободную энергию, вызывая разброс значений τ_g в разных микрообластях, т.е. дополнительно размывая переход. Таким образом, L уже не будет претерпевать скачкообразное изменение ни при какой температуре (кривая ρ_{c3} ; рис. 3).

3. Обсуждение результатов

В соответствии с рассмотренной моделью при размытом фазовом переходе в неупорядоченном кристалле существуют три интервала температур. В крайних интервалах любые сколь угодно малые по масштабу гетерофазные флуктуации могут оказаться устойчивыми, иными словами, образуются кластеры с симметрией, отличной от симметрии

матрицы. В среднем температурном интервале, который в слабо разупорядоченных кристаллах вырождается в точку, гетерофазные флуктуации нестабильны и для образования зародышей новой фазы необходима термическая активация. Размер только что возникшего кластера N определяется радиусом корреляции параметра порядка фазового перехода. Он, по-видимому, должен быть меньше, чем радиус корреляции в точке неразмытого фазового перехода бездефектного кристалла. Действительно, радиус корреляции определяется близостью к температуре перехода, а локальная температура перехода уменьшается при удалении от центра кластера (в противном случае кластер не появился бы в рассматриваемой микрообласти). Это равносильно уменьшению радиуса корреляции.

Малость размеров кластеров дает основание считать их скорее областями ближнего порядка, чем участками сформировавшейся новой фазы. Использованное же в работе приближение является по сути макроскопическим. Таким образом, все ограничения классической теории зарождения (невозможность отождествления поверхностной энергии зародыша с энергией раздела макроскопических фаз, приближенность понятия свободной энергии зародыша и т.д. [6,11]) справедливы в еще большей мере по отношению к кластерам в неупорядоченном кристалле. Это, однако, не затрагивает основного вывода настоящей работы, заключающегося в отрицании того термодинамического механизма, который, с точки зрения классической теории, делает невозможным образование стабильных зародышей размером меньше критического.

Рассмотрим теперь предлагаемую модель применительно к конкретным системам. Качественно характер кинетики превращения можно связать с величиной температурного гистерезиса перехода. Гистерезис определяется значением β , а между β и γ должна существовать прямая зависимость (в случае когерентных зародышей) [10]. Поэтому в кристалле с большим гистерезисом, согласно (10), можно ожидать выполнения условия $\rho_c \gg 1$, а при малом гистерезисе более вероятно, что $\rho_c \ll 1$. Подтвердим эти предположения количественными оценками.

Для сегнетоэлектриков типа титаната бария $f_s \simeq 0.2 \text{ эрг/см}^2$ [13], $Q \simeq 5 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$ [11], $v^{1/3} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $T_0 \simeq 400 \text{ К}$ [8], $\sigma \simeq 40 \text{ К}$ (для сильно размытых переходов [8]). Полагая $k \sim 1$, $N \sim 10^3$, получим $\rho \sim 0.1$, т.е. выполняется условие $\rho_c \ll 1$ и переход осуществляется путем безактивационного образования кластеров ближнего сегнетоэлектрического порядка. На существование именно таких кластеров указывают, в частности, эксперименты по квазиупругому рассеянию нейтронов [2,3].

В сегнетоэлектриках со слабо размытыми переходами, где по-видимому, выполняется условие $\rho_c \sim 1$, наряду с областью плавного аномального изменения структуры и свойств (обусловленного в соответствии с рассматриваемой моделью появлением кластеров) при определенной температуре экспериментально наблюдается их резкий скачок [14-16] (за счет образования и изотермического роста зародышей). В рамках ранее существовавших представлений [4,8,11] наличие таких резких аномалий необъяснимо.

Основное качественное отличие в кинетике превращения между сегнетоэлектрическими и магнитными переходами заключается в том, что макроскопические магнитные домены наблюдаются даже при сильной степени беспорядка. Это означает, что силы взаимодействия между соседними кластерами (зародышами) превосходят силы магнитной анизотропии, определяющие направление спонтанной намагниченности, и переориентируют микрообласти, выстраивая их в макродомены, причем такая переориентация, как показано в [12,17], носит характер четкого фазового перехода перколяционного типа.

Для мартенситных переходов характерен, как правило, гораздо больший температурный гистерезис, чем для сегнетоэлектрических и магнитных. Полагая $Q \simeq 2 \cdot 10^8 \text{ эрг/см}^3$ [18], $f_s \simeq 200 \text{ эрг/см}^2$ [6] (типичные величины для сплавов на основе железа), а все остальные параметры такими же, как при рассмотрении сегнетоэлектрических превращений, получим $\rho_c \simeq 25$, т.е. переход осуществляется путем образования критических зародышей и беспорядок не должен вносить вклада в размытие перехода. Действительно, мартенситное превращение чаще всего начинается взрывным изотермическим образованием большого количества новой фазы в виде макроскопических доменов. Размытие здесь связано, как известно [6,10], с останковкой изотермического превращения в результате достижения предела упругости в процессе роста зародышей и пластическими релаксациями внутренних напряжений.

Предложенная модель, по-видимому, может быть привлечена и для рассмотрения термоупругих мартенситных превращений. Формально термоупругое поведение можно объяснить существованием минимума на кривой зависимости ΔF от размера зародыша, который связывают обычно с нелинейностью зависимости упругой энергии от размера зародыша [9,19]. Не исключено, что в некоторых случаях такой минимум связан в действительности с существованием замороженного беспорядка.

Нормальные полиморфные превращения в отличие от мартенситных характеризуются нарушением когерентности межфазной границы уже на ранних этапах образования зародышей [6,10], в результате чего межфазная граница имеет наибольшую энергию и беспорядок не должен вносить вклада в размытие.

Список литературы

- [1] Viehland D., Li J.F., Jand S.J., Cross L.E., Wuttig M. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 10. P. 8316–8320.
- [2] Vakhrushev S.B., Kvyatkovsky B.E., Nabereznov A.A., Okuneva N.M., Toperverg B.P. // Physica B. 1989. V. 156&157. N 1. P. 90–92.
- [3] Вахрушев С.Б., Квятковский Б.Е., Малышева Р.С., Набережнов А.А., Окунева Н.М., Сырников П.П. // Изв.АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. № 12. С. 2142–2145.
- [4] Исупов В.А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 7. С. 2025–2029.
- [5] Vokov A.A. // Ferroelectrics. 1992. V. 131. P. 49–55.
- [6] Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. М.: Мир, 1978. 808 с.
- [7] Кривоглаз М.А. // ФТТ. 1960. Т. 11 № 8. С. 2230–2240.
- [8] Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Р.Е., Соколов А.И., Юшин Н.К. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985. 396 с.

- [9] Билби В.А., Кристиан Дж. // УФН. 1960. Т. 70. № 3. С. 515-547.
- [10] Уманский Я.С., Скаков Ю.А. Физика металлов. М.: Атомиздат, 1978. 352 с.
- [11] Ролов Б.Н., Юркевич В.Э. Физика размытых фазовых переходов. Ростов н/Д: Изд-во Ростовского ун-та, 1983. 320 с.
- [12] Imry Y., Wortis M. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 7. P. 3580-3585.
- [13] Хотченков А.Г. // Изв. вузов. Физика. 1980. Т. 23. № 12. С. 79-80.
- [14] Ehses K.H., Schmid H. // Z. Krist. 1983. V. 162. P. 64-68.
- [15] Турик А.В., Шевченко Н.Б., Куприянов М.Ф., Зайцев С.М. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 8. С. 2484-2487.
- [16] Vokov A.A., Emelyanov S.M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1991. V. 164. N 2. P. K109-K111.
- [17] Хмельницкий Д.Е. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 5. С. 1960-1968.
- [18] Таблицы физических величин. Справочник под ред. акад. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [19] Neuer H.A., Rulle M., Marshall D.B. // J. Am. Ceram. Soc. 1990. V. 73. N 4. P. 1084-1093.

Ростовский государственный университет
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию
1 апреля 1993 г.

