

УДК 539.2

*В.В. КУЛАГИНА**, *А.И. ПОТЕКАЕВ***, *А.А. КЛОПОТОВ****, *М.Д. СТАРОСТЕНКОВ*****

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАНАРНЫХ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СЛАБОУСТОЙЧИВОМ СОСТОЯНИИ ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ СПЛАВОВ

На примере упорядоченного гранецентрированного тетрагонального сплава со сверхструктурой $L1_0$ исследовано влияние плотности планарных дефектов структуры (антифазных границ) на термодинамическую устойчивость сплавов относительно структурно-фазовых превращений в слабоустойчивом состоянии систем. Показано, что термодинамическая выгодность длиннопериодической структуры релаксационного типа по сравнению с исходной сверхструктурой обеспечивается уже при $T = 0$ К релаксационными эффектами в форме атомных смещений. Структура областей атомных смещений вблизи периодических антифазных границ не отличается от соответствующих областей одиночных антифазных границ: наибольшие атомные смещения локализованы в окрестности АФГ и при удалении от нее быстро убывают. Сохраняются размеры и структура этих областей возмущений. Установлено, что в упорядочивающихся гранецентрированных тетрагональных системах при структурно-фазовых превращениях длиннопериодическое состояние является слабоустойчивым состоянием системы, поэтому можно ожидать, что внешнее воздействие будет вызывать не только структурно-фазовое превращение, но и определять канал этого превращения.

Ключевые слова: *слабоустойчивые состояния, фазовые превращения, дефекты структуры.*

Общеизвестно, что слабоустойчивые длиннопериодические состояния экспериментально наблюдаются в сплавах с ГЦК- и ГПУ-решетками, причем подавляющее большинство сплавов имеют решетку ГЦК, а их состав находится в интервале от A_3B до AB [1–6]. Классическим, имеющим длиннопериодическую структуру, является бинарный сплав $CuAu$ с тетрагональной гранецентрированной решеткой (ГЦТ). Ранее было исследовано влияние плотности периодических антифазных границ на устойчивость по отношению к структурно-фазовым превращениям ГЦК-сплавов состава A_3B в их слабоустойчивых состояниях [1–6], поэтому в качестве объекта исследования целесообразно выбрать бинарный сплав именно с ГЦТ-решеткой состава AB .

Основная цель данной работы – изучить влияние плотности периодических антифазных границ на устойчивость сплавов с тетрагональной решеткой по отношению к структурно-фазовым превращениям в слабоустойчивых длиннопериодических состояниях конденсированных систем.

Рассмотрим образование слабоустойчивых длиннопериодических структур (ДПС) релаксационного типа [4–30]. Так как классическим, имеющим длиннопериодическую структуру сплавом является бинарный сплав $CuAu$ с периодическими антифазными границами (АФГ), которые и задают длинный период сплава, выберем в качестве объекта изучения модельный сплав типа $CuAu$ с базовой сверхструктурой $L1_0$. Сплав $CuAu$ имеет в полностью упорядоченном состоянии сверхструктуру $L1_0$ и степень тетрагональности $c/a = 0,92$. По этой причине изучение особенностей образования и структуры ДПС в сплавах с базовой сверхструктурой $L1_0$, следовательно, и влияние плотности АФГ на структурно-фазовые превращения в слабоустойчивом состоянии тетрагональной системы имеет принципиальный характер. Для исключения эффектов перераспределения компонентов и влияния энтропийного фактора рассмотрение проведем при $T = 0$ К. В этом случае энергетическая выгодность ДПС по сравнению с базовой сверхструктурой будет обеспечиваться только модуляцией решетки в форме атомных смещений.

Решение данной задачи позволит не только проиллюстрировать взаимосвязь плотности периодических антифазных границ (т.е. слабоустойчивых длиннопериодических состояний) и устойчивости системы по отношению к структурно-фазовым превращениям, но и даст возможность исследовать микроструктуру антифазных областей в длиннопериодическом состоянии сплава, что экспериментально сделать чрезвычайно сложно.

Полуфеноменологическое описание формирования ДПС

Рассмотрим модельный сплав эквиатомного состава AB с базовой сверхструктурой $L1_0$ в полностью упорядоченном состоянии, прототипом которого является сплав $CuAu$, при $T = 0$ К. Естественно, что состояние системы в принятых условиях будет полностью определяться внутренней энергией системы.

Из геометрии решетки (рис. 1) полностью упорядоченного сплава несложно видеть, что существуют два типа узловых плоскостей: типа α (в которых могут располагаться только атомы A) и типа β (в которых могут находиться только атомы B). Данные плоскости являются плоскостями различного заполнения.

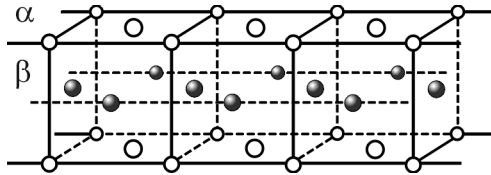


Рис. 1. Решетка ГЦТ-сплава состава AB со сверхструктурой $L1_0$

При рассмотрении длиннопериодического состояния будем считать, что сплав состоит из одинаковых по величине антифазных доменов размера M с нечетным количеством атомных плоскостей, нормальных длинному периоду (направление x). На рис. 2 показаны половинки двух соседних антифазных доменов. Центральная атомная плоскость левого домена обозначена как O , а правого – как O' , стрелка указывает положение антифазной границы (АФГ). В рассматриваемый расчетный комплекс необходимо и достаточно включать набор плоскостей, заключенных между центром антифазного домена O и антифазной границей. Задавая количество атомных плоскостей в половине домена, то есть n , нетрудно найти размер соответствующего антифазного домена $M = (2n+1)/2$, который измеряется в параметрах исходной ГЦТ-решетки. Другими словами, будем рассматривать статистически чистое состояние системы.

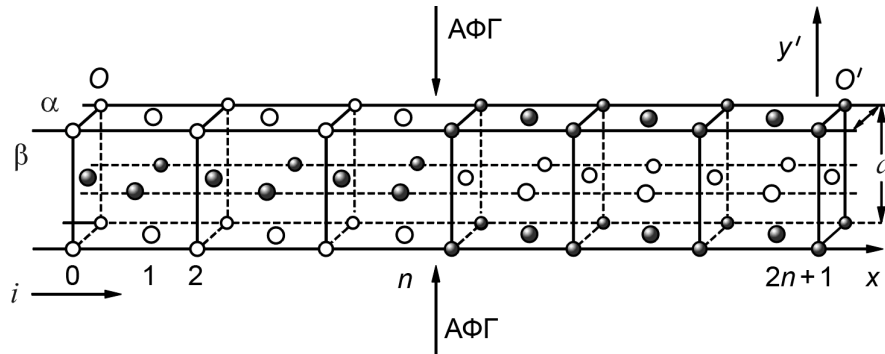


Рис. 2. Схема рассматриваемого комплекса (между O - и O' -центрами соседних антифазных доменов): \circ – атом A ; \bullet – атом B

Естественно, что в случае рассмотрения четного количества атомных плоскостей $2n$ в антифазном домене и размере домена $M = n$ отсутствуют принципиальные трудности. При этом изменится только техническая реализация вследствие изменения симметрии антифазного домена. По этой причине случай длиннопериодического состояния с доменами, содержащими четное количество атомных плоскостей, рассматриваться не будет как не имеющий принципиального характера.

В дальнейшем для простоты будем считать, что при переходе в длиннопериодическое состояние каждый атом рассматриваемого комплекса имеет в направлении длинного периода x индивидуальную координату x_i^k , где $k = \alpha, \beta$ и $i = 0, \dots, n$. В двух других направлениях смещаются соответствующие плоскости атомов (см. рис. 2).

В принятом приближении из симметрии рассматриваемого комплекса на его границах условия для координат атомов имеют следующий вид:

$$x_0^k = 0;$$

$$\begin{aligned}x_{-l}^k &= -x_l^k; \\x_{n+i}^k &= 2x_M - x_{(n+1)-i}^k,\end{aligned}$$

причем $i = 1, \dots, n$ и $k, l = \alpha, \beta$, при этом $l \neq k$.

Обозначим потенциал центрального парного взаимодействия атомов, например A и B , находящихся на расстоянии R , как $V_{AB}(R)$. Тогда взаимодействие атомов, находящихся в узлах k и d ($k, d = \alpha, \beta$) плоскостей i и j (см. рис. 2), можно записать в виде

$$\begin{aligned}w_{ij}^{kd}(R_{ij}^{kd}) &= P_i^k P_j^d V_{AA}(R_{ij}^{kd}) + (1 - P_i^k)(1 - P_j^d) V_{BB}(R_{ij}^{kd}) + \\&+ [P_i^k (1 - P_j^d) + (1 - P_i^k) P_j^d] V_{AB}(R_{ij}^{kd}),\end{aligned}$$

где P_i^k – числа заполнения атомом A узлов k плоскости i .

Энергия взаимодействия атома, расположенного в узле k плоскости i , с окружающими его соседями вплоть до Z соседства выражается как

$$W_i^k = \frac{1}{2} \sum_{j,d} w_{ij}^{kd}(R_{ij}^{kd}).$$

Суммирование проводится таким образом, чтобы взаимодействующие атомы входили в Z -соседство, причем исключалось самодействие, то есть исключалось при $i = j$ выполнение $k = d$.

Внутренняя энергия сплава с антифазными доменами размера $M = 2n+1$ в расчете на один атом может быть записана как

$$e_1 = \frac{1}{2n+1} \sum_{k=\alpha,\beta} \left[\sum_{i=1}^n W_i^k + W_0^k / 2 \right].$$

В качестве исходного примем упорядоченное состояние (ГЦТ-решетка), полученное в результате минимизации внутренней энергии сплава в расчете на один атом по параметрам решетки a и c при выбранной модели взаимодействия. В результате находим равновесное значение внутренней энергии сплава на атом (e_0) и соответствующие значения параметров решетки a_0 и c_0 .

Тогда термодинамическую возможность перехода в длиннопериодическое состояние будет характеризовать величина

$$e' = e_1 - e_0,$$

где e_0 – внутренняя энергия на атом сплава с базовой сверхструктурой $L1_0$. В дальнейшем величину e' будем называть внутренней энергией АФГ на атом сплава.

После введения периодических АФГ при выбранной величине n равновесное (срелаксированное) значение внутренней энергии антифазной границы на атом сплава (e) находилось минимизацией величины e' по всем $2n+3$ независимым переменным: a, c, x_M и $2n$ переменных типа x_i^k , где $k = \alpha, \beta$ и $i = 1, \dots, n$. Причем вдоль направления y отсчитывается параметр решетки a , а вдоль z – c . При рассмотрении будем полагать, что в процессе перехода может менять свое положение антифазная граница, координата которой обозначена как x_M . Подчеркнем, что изменения указанных характеристик будут проводиться таким образом, чтобы происходило понижение внутренней энергии результирующей длиннопериодической структуры. Равновесное состояние сплава с периодическими АФГ будет соответствовать самой низкой внутренней энергии системы при заданной величине антифазного домена $M = (2n + 1)/2$. Это означает, что при переходе в равновесное состояние линейные размеры рассматриваемого комплекса и индивидуальные координаты атомов изменялись таким образом, чтобы происходило понижение общей внутренней энергии системы. В результате находилось равновесное значение внутренней энергии АФГ на атом (e) и соответствующие равновесные значения независимых переменных.

Взаимосвязь плотности периодических антифазных границ и устойчивости системы к структурно-фазовым превращениям

В расчетах при записи энергии взаимодействия атома с окружением W_i^k учитывались ближайшие и вторые соседи. Для аппроксимации потенциала центрального парного взаимодействия атомов, например $V_{AA}(R)$, использовалась функция Морза

$$V_{AA}(R) = D_{AA} \left\{ \exp[-2\alpha_{AA}(R - R_{AA}^0)] - 2\exp[-\alpha_{AA}(R - R_{AA}^0)] \right\},$$

где D_{AA} характеризует энергию диссоциации пары атомов A ; α_{AA} – «жесткость» связи; R – расстояние между атомами; R_{AA}^0 – равновесное значение R для пары $A-A$. Очевидно, что потенциал не является дальнедействующим. Однако есть основания надеяться, что он наряду с изменением микроскопических характеристик решетки будет отражать термодинамическую возможность структурно-фазовых превращений в сплаве. Принималось во внимание появление «ионности» при упорядочении вследствие переноса заряда при распределении атомов по узлам решетки [4, 5, 10–15]. Для отражения «ионности» с помощью потенциала Морза задавалась анизотропия взаимодействия атомов. Считалось, что для атомов, находящихся в однотипных узлах ($\alpha-\alpha$ или $\beta-\beta$), «жесткость» связи $\alpha(1)$ отличается от «жесткости» связи $\alpha(2)$ тех же атомов, расположенных в разнотипных узлах ($\alpha-\beta$ или $\beta-\alpha$). Используемые при расчетах параметры потенциалов близки к приведенным в [2, 4, 5, 10–15] значениям для упорядоченных сплавов Cu_3Au :

$$\begin{aligned} D_{AA} &= 8,0 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}, & R_{AA}^0 &= 2,95 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \\ D_{BB} &= 6,5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}, & R_{BB}^0 &= 2,65 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \\ D_{AB} &= 7,0 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}, & R_{AB}^0 &= 2,76 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \\ \alpha_{1AA} &= 1,30 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}, & \alpha_{2AA} &= 0,85 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}, \\ \alpha_{1BB} &= 1,00 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}, & \alpha_{2BB} &= 1,85 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}, \\ \alpha_{1AB} &= 1,05 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}, & \alpha_{2AB} &= 1,05 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}. \end{aligned}$$

Используя выбранное взаимодействие, необходимо определить характеристики исходного состояния. Для этого записывалась внутренняя энергия тетрагонального ГЦТ-сплава со сверхструктурой $L1_0$. В результате минимизации энергии такого состояния сплава по параметрам решетки a и c находилось отвечающее минимуму значение внутренней энергии системы на атом (e_0) и соответствующие значения параметров решетки a_0 и c_0 .

Найденные характеристики позволяют определить энергии упорядочения в ближайшем ($\omega 1$) и во втором ($\omega 2$) соседстве, следовательно, и их отношение.

При выбранном взаимодействии это отношение составляет $d = |\omega 2/\omega 1| < 0,1$. Указанное соотношение соответствует энергетической выгоды сверхструктуры $L1_0$ по сравнению с состоянием сплава с вновь введенными нерелаксированными АФГ.

При выбранной модели взаимодействия для исходного состояния сплава без периодических АФГ (сверхструктура $L1_0$) было получено $e_0 = 53,5831 \cdot 10^{-19}$ Дж; $a_0 = 3,786$ Å, $c_0 = 3,558$ Å. Таким образом, тетрагональность модельного сплава составляет $c_0/a_0 = 0,948 < 1,0$. Последнее означает в рамках модели, что взаимодействие через АФГ будет препятствовать понижению энергии системы и приводить только к частичному высвобождению энергии релаксации.

Выбранное взаимодействие и численное значение e_0 позволяют работать с величиной e' . На рис. 3 представлены результаты расчетов внутренней энергии АФГ на атом сплава в зависимости от величины антифазного домена $M = (2n+1)/2$. Кривая 1 относится к вновь введенной нерелаксационной АФГ. Такие периодические антифазные границы при любой их плотности повышают внутреннюю энергию системы, что следует из положительного знака величины e' . Изменение типа межатомных связей через формируемую АФГ, таким образом, повышает «химическую» часть энергии сплава. Таким образом, длиннопериодическая структура без релаксационных эффектов в форме модуляции решетки невыгодна для кристалла по сравнению с исходным состоянием

сплава без АФГ. Релаксация системы путем статических смещений приводит к энергетической

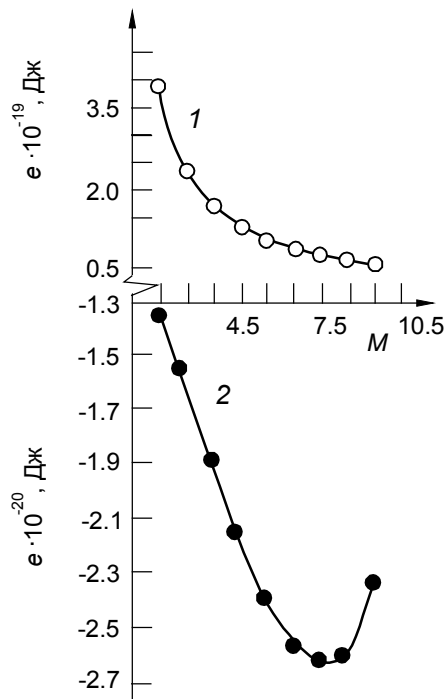


Рис. 3. Зависимость внутренней энергии АФГ на атом от размера домена: кр. 1 – неравновесная АФГ; кр. 2 – релаксированное состояние

выгодности конечного состояния с периодическими АФГ (кривая 2) по сравнению с исходным. Об этом свидетельствует ход кривой 2 в область отрицательных значений e . Наличие минимума на кривой свидетельствует о преимущественной реализации в сплаве с выбранным взаимодействием структуры с определенным длинным периодом. Заметим, что энергии антифазных доменов различной величины отличаются в области минимума очень слабо (порядка 10^{-22} Дж). При конечных температурах следует ожидать, что энтропийный фактор $Q = S \cdot T$ (принимая во внимание, что комбинаторная энтропия $S \sim k \cdot \ln \Omega$, где постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-22}$ Дж/К и Ω – термодинамическая вероятность) будет реализовать смешанное по M состояние сплава.

Следует особо подчеркнуть, что различные длиннопериодические состояния, т.е. с разной плотностью антифазных границ, обеспечивают разный выигрыш внутренней энергии системы, причем внутренние энергии состояний системы с антифазными доменами различной величины отличаются очень слабо. При конечных температурах следует ожидать, что энтропийный фактор будет реализовать смешанное по M состояние сплава. Последнее означает, что при отличных от абсолютного нуля температурах будет реализовываться некоторый набор состояний антифазного домена, то есть появится функция распределения доменов по размерам с некоторым спектром значений M . Такое слабое термодинамическое различие симметрично разных структурных состояний системы означает, что переход из состояния с одним длинным периодом (с одной плотностью антифазных границ) в состояние с другим периодом (с другой плотностью антифазных границ) может осуществляться при сравнительно малых внешних термосиловых воздействиях. В этом смысле длиннопериодические состояния являются слабоустойчивыми. Естественно, длиннопериодические состояния с разными доменами различаются своей симметрией, однако термодинамически достаточно близки.

В ходе детального анализа понижения энергии системы было обнаружено, что происходит снижение энергии связей ближайших соседей в узловой плоскости β (см. рис. 2), ближайших связей атомов, находящихся в узлах α, β плоскостей i и $i + 1$, а также в атомных плоскостях i (см. рис. 2) связей вторых соседей, расположенных по оси y . Энергия остальных связей повышается при переходе в длиннопериодическое состояние сплава.

Рассмотрим структуру антифазного домена при варьировании его величины, т.е. плотности антифазных границ. На рис. 4 приведены зависимости от размера домена параметров решетки сплава a (кривая 1), c (кривая 2) и $\bar{a} = 2x_M/(2n+1)$ (кривая 3).

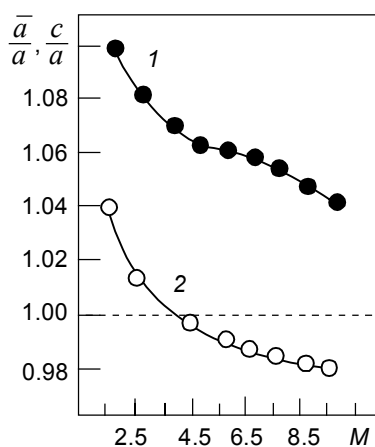


Рис. 5. Влияние размера домена на тетрагональность решетки конечного состояния: кр. 1 – \bar{a}/a ; кр. 2 – c/a

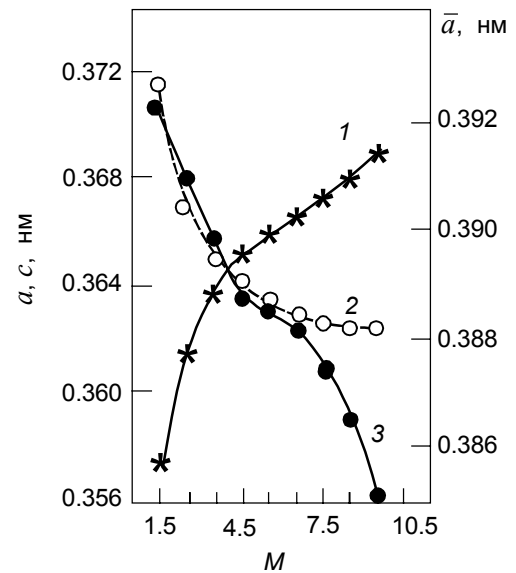


Рис. 4. Параметры решетки конечного состояния в зависимости от размера домена: кр. 1 – a ; кр. 2 – c ; кр. 3 – $\bar{a} = 2x_M/(2n+1)$

Несложно видеть, что при увеличении M (уменьшении плотности антифазных границ) равновесные значения периодов решетки c, a и \bar{a} стремятся к соответствующим значениям в исходной структуре, то есть к c_0, a_0 . Существенно, что это стремление осуществляется сверху, а a – снизу. Построив зависимости от M соотношений \bar{a}/a и c/a , которые представлены на рис. 5 кривыми 1 и 2, несложно отметить изменение тетрагональности при переходе в длиннопериодические состояния. Если в исходном состоянии $c_0/a_0 = 0,948$, то в равновесном длиннопериодическом при $M = 7,5$, например, $c/a = 0,9873$ и $\bar{a}/a = 1,031$. Значит, при таком переходе решетка стремится уменьшить степень тетрагональности в нормальном к длинному периоду направлении и увеличить вдоль него. Кроме того, из соотношения величин \bar{a} и a_0 становится очевидным, что в направлении длинного периода происходит общее расширение решетки

при переходе в длиннопериодическое состояние, так же как наблюдалось и экспериментально в CuAuII [29]. При росте M относительное удлинение уменьшается. Так, при $M = 7,5$ оно составляет $\sim 2,3\%$.

Следует подчеркнуть следующее. При величине домена $M = 1,5$ соотношения осей решетки составляют $c/a = 1,040$ и $\bar{a}/a = 1,098$, а при $M = 7,5$ $c/a = 0,987$ и $\bar{a}/a = 1,031$. При изменении размера антифазного домена, таким образом, происходит довольно сильная деформация решетки. Это может оказаться существенным при реализации смешанного по M состояния сплава при конечных температурах. С одной стороны, термодинамическая реализация такого смешанного состояния очевидна. С другой стороны, соседство антифазных доменов разной величины требует их сильной аккомодации, в противном случае будут возникать большие упругие напряжения из-за размерного несоответствия. Последнее должно затруднить реализацию смешанного состояния либо вызывать появление больших упругих напряжений при малой скорости аккомодационных процессов.

Обратим внимание на тонкую структуру сплава в окрестности антифазной границы. В таблице приведены координаты атомов в половине домена размера $M = 7,5$. Нетрудно видеть, что вблизи АФГ «малые» атомы A сдвинуты от АФГ, а «большие» атомы B – к ней. Это соответствует наблюдаемой экспериментально картине положений атомов в сплаве CuAuII [29].

Рассчитанные координаты атомов

Номер плоскости i	Атом в узле α	Координата x_i^α	Координат x_i^β	Атом в узле β
1	A	1,93	1,93	B
2	A	3,86	3,86	B
3	A	5,79	5,79	B
4	A	7,72	7,72	B
5	A	9,66	9,66	B
6	A	11,59	11,60	B
7	A	13,48	13,57	B

Построив зависимости отношений проекций на направление длинного периода межатомных расстояний к средней величине

$$\delta_j^k = \frac{(x_i^k - x_{i-1}^k) - \bar{a}/2}{\bar{a}/2} \cdot 100\%$$

при различных размерах антифазного домена, несложно убедиться, что максимальные смещения локализованы именно около АФГ, что качественно согласуется с наблюдаемой экспериментально картиной в сплаве CuAuII [31–32]. На рис. 6 приведены результаты расчетов при изменении размера домена. Кривые 1 соответствуют узловым плоскостям β , а кривые 2 – плоскостям α . Подчеркнем, что область локальных особенностей структуры охватывает примерно две ближайшие к АФГ атомные плоскости. Возмущения составляют 1–3% на ближайшей к границе атомной плоскости, а к третьей плоскости фактически исчезают. При варьировании размера домена, то есть плотности антифазных границ, не происходит изменений ни размера области возмущений, ни заметных изменений величины возмущений.

Из анализа рисунка несложно видеть, что размеры возмущенной области сохраняются при увеличении M (уменьшении плотности АФГ) и составляют около 2–3 межатомных расстояний. Линейные размеры вдоль x области возмущений симметричны относительно ближайшей к АФГ и нормальной x плоскости. Интересно сравнить структуру области возмущений периодической антифазной границы с соответствующей характеристикой одиночной АФГ. В [33–36] приведены результаты расчетов АФГ типа $1/2 \langle 110 \rangle \{100\}$ в полностью упорядоченных сплавах системы Cu–Au в приближении потенциала парного межатомного взаимодействия, учитывающего взаимодействия каждого атома в трех координационных сферах. Было получено, что возмущения практически исчезают уже на третьей плоскости от АФГ. Сопоставляя с периодической АФГ, можно заключить, что области возмущений одиночной и периодической АФГ не различаются по размерам.

Таким образом, следует особо подчеркнуть, что возмущение межатомных интервалов наблюдается в области 2–3 межатомных связей.

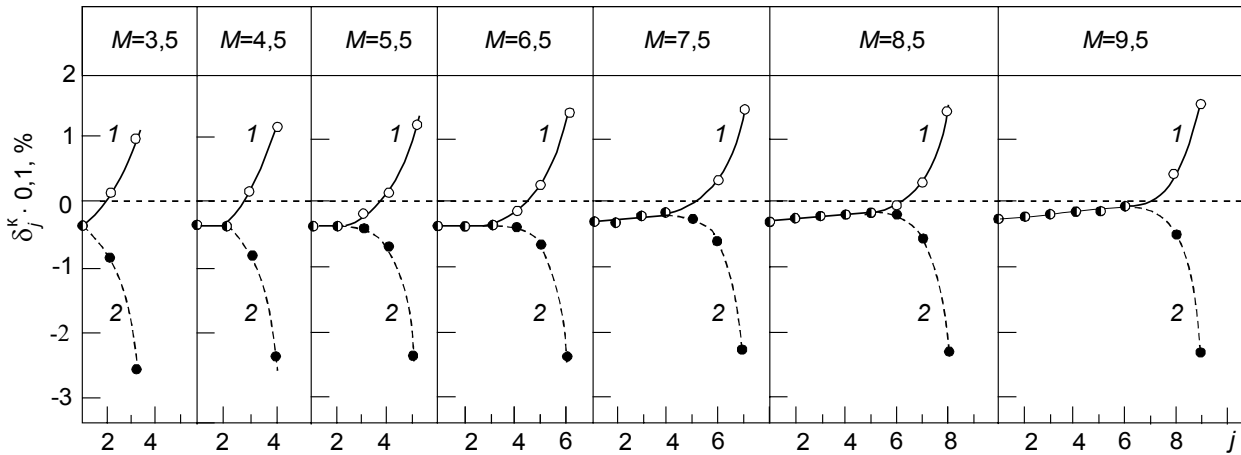


Рис. 6. Изменения δ и $\delta(j)$ при варьировании размера домена: кр. 1 – узловые плоскости β ; кр. 2 – узловые плоскости α

Полученные независимо данные о структуре области возмущений одиночной АФГ [33–36] хорошо согласуются с рассчитанными особенностями соответствующей области периодической АФГ. Из сопоставления с одиночной АФГ можно сделать вывод о неизменности размера и структуры области возмущений в случае одиночной и периодической АФГ.

Заключение

Показано, что плотность планарных дефектов структуры (в рассмотренном случае антифазных границ) оказывает большое влияние на структурно-фазовые превращения в слабоустойчивом состоянии тетрагональных сплавов. Термодинамическая выгодность длиннопериодических структур релаксационного типа по сравнению с исходной сверхструктурой обеспечивается уже при $T = 0$ К релаксационными эффектами в форме атомных смещений.

Следует особо подчеркнуть, что различные длиннопериодические состояния (состояния с различной плотностью антифазных границ) обеспечивают разный выигрыш внутренней энергии системы, причем внутренние энергии состояний системы с различной плотностью антифазных границ отличаются очень слабо. При конечных температурах следует ожидать, что энтропийный фактор будет реализовать смешанное состояние сплава. Последнее, в свою очередь, означает, что при отличных от абсолютного нуля температурах будет реализовываться некоторый набор состояний, то есть появится функция распределения по состояниям с некоторым спектром значений. Такое слабое термодинамическое различие симметрично разных структурных состояний системы означает, что переход из состояния с одним длинным периодом (с одной плотностью антифазных границ) в состояние с другим периодом (с другой плотностью антифазных границ) может осуществляться при сравнительно малых внешних термосиловых воздействиях.

Сопоставляя размеры и структуру областей возмущений в окрестности одиночной и периодической антифазных границ, можно заключить о неизменности размера и структуры области возмущений в случае одиночной и периодической АФГ. Следует особо подчеркнуть, что возмущение межатомных интервалов наблюдается в области 2–3 межатомных связей в окрестности антифазной границы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Старенченко С.В., Козлов Э.В., Старенченко В.А. Закономерности термического фазового перехода порядок – беспорядок в сплавах со сверхструктурами $L1_2$, $L1_2(M)$, $L1_2(MM)$, $D1_a$. – Томск: Изд-во НТЛ, 2007. – 268 с.
2. Roy D., Manna A., and Sen Gupta S.P. // J. Phys. F: Metal Phys. – 1972. – V. 2. – No. 6. – P. 1092–1095.
3. Ogawa S. // Order-disorder Transformations in Alloys / eds. H. Waretimont, B. Heidelberg. – N. Y.: Springer, 1974. – P. 240–264.
4. Потекаев А.И., Дмитриев С.В., Кулагина В.В. и др. Слабоустойчивые длиннопериодические структуры в металлических системах / под ред. А.И. Потекаева. – Томск: Изд-во НТЛ, 2010. – 308 с.
5. Потекаев А.И., Наумов И.И., Кулагина В.В. и др. Естественные длиннопериодические наноструктуры / под ред. А.И. Потекаева. – Томск: Изд-во НТЛ, 2002. – 260 с.

6. Потекаев А.И., Клопотов А.А., Козлов Э.В., Кулагина В.В. Слабоустойчивые пред-переходные структуры в никелиде титана / под ред. А.И. Потекаева. – Томск: Изд-во НТЛ, 2004. – 296 с.
7. Потекаев А.И., Кулагина В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 8/2. – С. 456–459.
8. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Гюнтер В.Э., Кулагина В.В. // Изв. вузов. Черная металлургия. – 2010. – № 10. – С. 61–67.
9. Потекаев А.И., Дудник Е.А., Старостенков М.Д. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 3. – С. 3–13.
10. Потекаев А.И., Дудник Е.А., Старостенков М.Д. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 5. – С. 33–46.
11. Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 1995. – Т. 38. – № 6. – С. 3–21.
12. Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 1996. – Т. 39. – № 6. – С. 22–40.
13. Potekaev A.I., Egorushkin V.E., and Golosov N.S. // J. Phys. Chem. Solids. – 1985. – V. 46. – No. 2. – P.171–174.
14. Potekaev A.I., Egorushkin V.E., and Golosov N.S. // Phys. Stat. Sol. (a). – 1986. – V. 98. – P. 345–349.
15. Потекаев А.И., Голосов Н.С. // ФММ. – 1980. – Т. 50. – С. 261–268.
16. Потекаев А.И. // ФММ. – 1986. – Т. 61. – № 2. – С. 254–264.
17. Potekaev A.I. // Phys. Stat. Sol. (a). – 1992. – V. 134. – P. 317–334.
18. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Козлов Э.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 1. – С. 65–69.
19. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Гюнтер В.Э. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 12/2. – С. 60–67.
20. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Ясенчук Ю.Ф. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 9/2. – С. 77–97.
21. Клопотов А.А., Клопотов В.Д., Потекаев А.И. и др. // Фундаментальные проблемы совр. материаловедения. – 2010. – № 3. – С. 83–89.
22. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Гюнтер В.Э. и др. // Материаловедение. – 2010. – № 12(165). – С. 37–44.
23. Гюнтер В.Э., Потекаев А.И., Клопотов А.А., Грищенко Ю.Е. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 5. – С. 56–60.
24. Кулагина В.В., Дударев Е.Ф. // Изв. вузов. Физика. – 2000. – Т. 43. – № 6. – С. 58–63.
25. Жоровков М.Ф., Кулагина В.В. // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35. – № 1. – С. 3–8.
26. Жоровков М.Ф., Кулагина В.В. // Металлы. – 1995. – № 5. – С. 85–89.
27. Дмитриев С.В., Потекаев А.И., Медведев Н.Н. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 8. – С. 73–79.
28. Дмитриев С.В., Потекаев А.И., Назаров А.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 2. – С. 21–26.
29. Дмитриев С.В., Потекаев А.И., Самсонов А.В. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 6. – С. 68–82.
30. Дмитриев С.В., Потекаев А.И., Баимова Ю.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 3. – С. 20–25.
31. Iwasaki H., Hirabayashi M., and Ogawa S. // J. Phys. Soc. Jpn. – 1965. – V. 20. – P. 89–97.
32. Okamura K., Iwasaki H., and Ogawa S. // J. Phys. Soc. Jpn. – 1966. – V. 21. – P. 1616–1617.
33. Старостенков М.Д., Яськов А.Н. // ФММ. – 1985. – Т. 60. – Вып. 5. – С. 1023–1025.
34. Старостенков М.Д., Потекаев А.И., Сеница Н.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 8. – С. 38–47.
35. Старостенков М.Д., Потекаев А.И., Сеница Н.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 2. – С. 41–48.
36. Старостенков М.Д., Потекаев А.И., Сеница Н.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 3. – С. 42–47.

*Сибирский государственный медицинский университет
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 25.01.12.

**Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Национального исследовательского Томского государственного университета,
г. Томск, Россия

***Томский государственный архитектурно-строительный университет,
г. Томск, Россия

****Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова, г. Барнаул, Россия

E-mail: potekaev@spti.tsu.ru

Кулагина Валентина Васильевна, к.ф.-м.н., доцент, доцент;
Потекаев Александр Иванович, д.ф.-м.н., профессор, директор;
Клопотов Анатолий Анатольевич, д.ф.-м.н., профессор каф. физики;
Старостенков Михаил Дмитриевич, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой.