

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Спицын В.И., Троицкий О.А. Электропластическая деформация металлов. – М.: Наука, 1985. – 160 с.
2. Okazaki K., Kagawa M., Conrad H. // Scripta MET. 1978. Vol. 12. P. 1063 – 1068.
3. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы / Ю.В. Баранов, О.А. Троицкий, Ю.С. Авраамов, А.Д. Шляпин. – М.: изд. МГИУ, 2001. – 844 с.
4. Фикс В.Б. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках (Электроперенос). – М.: Наука, 1969. – 296 с.
5. Tittmann B.R., Vommel H.E. // Phys. Rev. Letters. 1956. № 14. P. 296.
6. Kojima H., Suzuki T. // Phys. Rev. Letters. 1968. № 21. P. 896.
7. Электростимулированная пластичность металлов и сплавов / В.Е. Громов, Л.Б. Зуев, Э.В. Козлов, В.Я. Целлермаер. – М.: Недра, 1996. – 280 с.
8. Buck O., Alers G.A., Tittmann B.R. // Scripta Met. 1970. № 4. P. 503.
9. Huffman G.P., Laust N. Fundamental Aspects of Dislocation Theory // NBS Spec. Publ. 1970. № 318. Vol. II. P. 1303.
10. Troitskii O.A. Electromechanical effect in metals // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1969. № 10 (1). P. 18 – 22.
11. Conrad H. Electroplasticity in metals and ceramics // Materials Science and Engineering. 2000. A287. P. 276 – 287.
12. Buck O., Alers G.A., Tittmann B.R. // Scripta Met. 1970. № 4. P. 503.
13. Huffman G.P., Laust N. Fundamental Aspects of Dislocation Theory // NBS Spec. Publ. 1970. № 318. Vol. II. P. 1303.
14. Soldatov V.P., Startsev V.I., Vainblat T.I. // Phys. Stat. Sol. 1970. Vol. 37. P. 47.
15. Столяров В.В., Угурчиев У.Х. Влияние импульсного тока на деформационное поведение наноструктурного сплава с памятью формы TiNi // Физика и техника высоких давлений. 2009. № 19(1). С. 92 – 96.
16. Stolyarov V.V. Deformation behavior at rolling and tension under current in TiNi alloy // ESOMAT–2009. No 06033 (2009). Режим доступа: http://www.esomat.org/index.php?option=com_toc&url=/articles/esomat/abs/2009/01/contents/contents.html
17. Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. – М.: Логос, 2000. – 272 с.
18. Stolyarov V.V., Zhu Y.T., Alexandrov I.V. et al. Grain refinement and properties of pure Ti, processed by warm ECAP and cold rolling // Materials Science and Engineering. A. 2003. V. 343. P. 43 – 50.
19. Колобов Ю.Р., Голосов Е.В., Иванов М.Б., Пенкин А.В. – В кн.: Разработка технологии получения полуфабрикатов из наноструктурного титана медицинского назначения // Международный форум по нанотехнологиям RusNanoTech-2008. Режим доступа: <http://rusnanotech08.rusnanoforum.ru/Post.aspx/Show/19288>
20. Столяров В.В. – В кн.: Машиностроение и инженерное образование. – М.: изд. МГИУ, 2010. № 2. С. 25 – 30.
21. Гегузин Я.Е. Живой кристалл. – М.: Наука, 1981. – 192 с.

© 2012 г. А.А. Федоткин, В.Э. Меденцов,
В.В. Столяров
Поступила 31 января 2012 г.

УДК 539.2

В.В. Кулагина¹, А.И. Потеев², А.А. Клопотов³, М.Д. Старостенков⁴

¹ Сибирский государственный медицинский университет

² Сибирский физико-технический институт им. акад. В.Д. Кузнецова

³ Томский архитектурно-строительный университет

⁴ Алтайский государственный технический университет

**ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАНАРНЫХ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ
НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ
ОТНОСИТЕЛЬНО СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ
В СЛАБОУСТОЙЧИВОМ СОСТОЯНИИ СПЛАВОВ**

Слабоустойчивые длиннопериодические наноразмерные состояния экспериментально наблюдаются в сплавах с ГЦК и ГПУ решетками, причем подавляющее большинство сплавов имеют решетку ГЦК, а состав сплавов находится в интервале от A_3B до AB [1 – 3]. По указанным причинам в качестве объекта исследования целесообразно выбирать бинарный сплав именно с ГЦК решеткой состава A_3B .

Основная цель настоящей работы – изучение влияния плотности периодических антифазных границ (т.е. слабоустойчивых длиннопериодических состояний) на устойчивость системы по отношению к структурно-фазовым превращениям.

Целесообразно рассмотреть образование слабоустойчивой длиннопериодической структуры (ДПС)

релаксационного типа [4 – 9]. Так как подавляющее большинство сплавов с ДПС обнаружено в ГЦК системах вблизи состава A_3B , то выберем в качестве объекта изучения модельный сплав типа Cu_3Au с базовой сверхструктурой $L1_2$. 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 этой задачи позволит не только проиллюстрировать взаимосвязь появления периодических антифазных границ (т.е. слабоустойчивых длиннопериодических состояний) и устойчивости системы по отношению к структурно-фазовым превращениям, но

и позволит исследовать микроструктуру антифазных областей в длиннопериодическом состоянии сплава, что экспериментально является чрезвычайно сложной проблемой.

Полуфеноменологическое описание формирования ДПС

Рассмотрим модельный сплав состава A_3B с базовой сверхструктурой $L1_2$, прототипом которого является сплав Cu_3Au , 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: плоскости типа α , в которых могут располагаться атомы A и B , и плоскости типа β , в которых могут находиться только атомы A . Эти плоскости являются плоскостями различного заполнения.

При рассмотрении длиннопериодического состояния будем считать, что сплав состоит из одинаковых по величине антифазных доменов с нечетным количеством атомных плоскостей, нормальных длинному периоду. На рис. 2 показаны половины двух соседних доменов. Центральные атомные плоскости этих доменов обозначены O и O' , а стрелки указывают положение антифазных границ (АФГ). Несложно заметить, что в центрах доменов находятся разные атомные плоскости. По этой причине в рассматриваемый комплекс необходимо включать весь набор плоскостей, заключенных между центрами антифазных доменов O и O' . Задавая

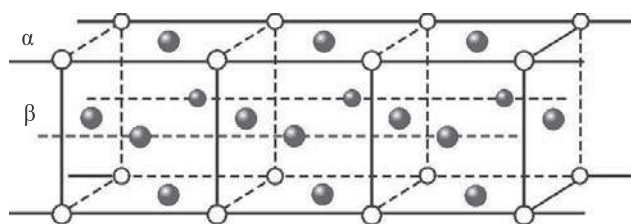


Рис. 1. Решетка ГЦК сплава состава A_3B со сверхструктурой $L1_2$

количество атомных плоскостей в половине домена (n), нетрудно найти размер соответствующего антифазного домена $M = (2n + 1)/2$, который измеряется в параметрах исходной ГЦК решетки.

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 $i = 0, \dots, 2n + 1$. В двух других направлениях смещаются соответствующие плоскости атомов (рис. 2).

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

$$x_0^k = 0; x_{2n+1}^\alpha = x_{2n+1}^\beta = x_M;$$

$$x_{-l}^k = -x_l^k; x_{(2n+1)+m}^k = 2x_M - x_{(2n+1)-m}^k,$$

где $k = \alpha, \beta$; $m, l = 1, \dots, 2n + 1$.

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 (рис. 2), можно записать следующим образом:

$$w_{ij}^{kd}(R_{ij}^{kd}) = P_i^k P_j^d V_{AA}(R_{ij}^{kd}) + (1 - P_i^k)(1 - P_j^d) \times$$

$$\times V_{BB}(R_{ij}^{kd}) + [P_i^k(1 - P_j^d) + (1 - P_i^k)P_j^d] V_{AB}(R_{ij}^{kd}),$$

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, и исключалось самодействие, то есть при $i = j$ выполнялось бы условие $k = d$.

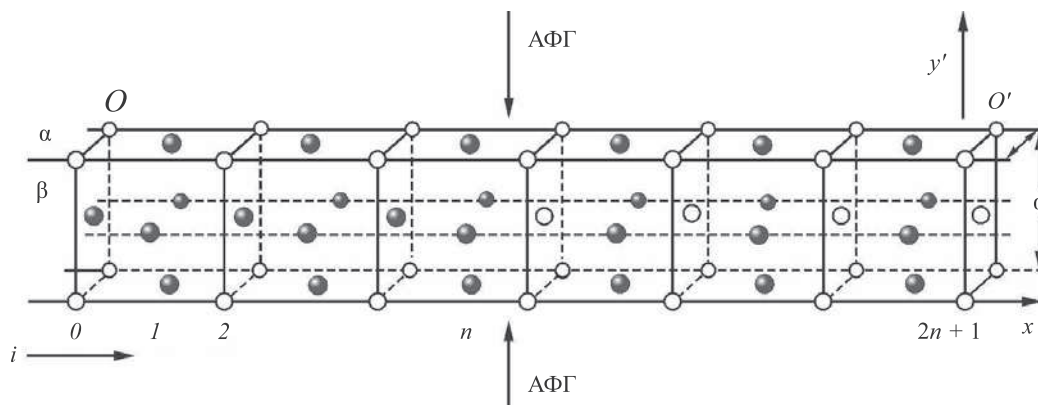


Рис. 2. Схема рассматриваемого комплекса (между O - и O' -центрами соседних антифазных доменов):

● – атом A ; ○ – атом B

Внутренняя энергия e_1 сплава с антифазными доменами размера $M = 2n + 1$ в расчете на один атом может быть записана так:

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

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 $L1_2$.

В дальнейшем величину e' будем называть внутренней энергией АФГ на атом сплава.

После введения периодических АФГ при выбранной величине n равновесное (срелаксированное) значение ее внутренней энергии на атом сплава (e) находилось минимизацией величины e' по всем независимым $4n + 2$ переменным: a , x_m и $4n$ переменных типа x_i^k , где $k = \alpha, \beta$ и $i = 1, \dots, 2n$. Это означает, что при переходе в равновесное состояние линейные размеры рассматриваемого комплекса и индивидуальные координаты атомов изменяются таким образом, что происходит понижение общей внутренней энергии системы.

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 $V_{AA}(R)$, использовали функцию 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} – характеристика энергии 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 наряду с изменением микроскопических характеристик решетки он 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 [3]. Для отражения «ионности» с помощью потенциала Морза задавали анизотропию взаимодействия атомов. Считали, 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 работе [1] для упорядоченных сплавов Cu_3Au

$$D_{AA} = 7,8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}; R_{AA}^0 = 2,62 \cdot 10^{-10} \text{ м};$$

$$D_{BB} = 9,5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}; R_{BB}^0 = 3,10 \cdot 10^{-10} \text{ м};$$

$$D_{AB} = 8,0 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}; R_{AB}^0 = 2,75 \cdot 10^{-10} \text{ м};$$

$$\alpha_{1AA} = 1,93 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}; \alpha_{2AA} = 1,50 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1};$$

$$\alpha_{1BB} = 1,35 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}; \alpha_{2BB} = 1,65 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1};$$

$$\alpha_{1AB} = 1,25 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}; \alpha_{2AB} = 1,40 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}.$$

Используя выбранное взаимодействие, необходимо определить характеристики исходного состояния. Для этого записывали внутреннюю энергию кубического ГЦК сплава со сверхструктурой $L1_2$. В результате минимизации энергии такого состояния сплава по параметру решетки находили отвечающее минимуму значение внутренней энергии системы на атом e_0 и соответствующую ей величину параметра решетки $a_{нач}$.

Выбранное взаимодействие и численное значение e_0 позволяют работать с величиной e' . На рис. 3 представлены результаты расчетов внутренней энергии АФГ

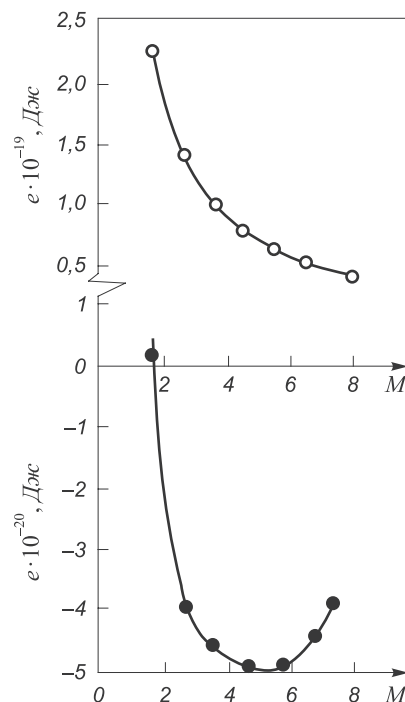


Рис. 3. Зависимость внутренней энергии АФГ на атом от величины антифазного домена:

○ – внутренняя энергия на атом для нерелаксационной АФГ; ● – внутренняя энергия для релаксированных равновесных состояний ДПС

на атом сплава в зависимости от величины антифазного домена $M = (2n + 1)/2$. Кривая 1 относится к вновь введенной нерелаксированной АФГ. Такие периодические антифазные границы при любой их плотности повышают внутреннюю энергию системы, что следует из положительного знака величины e' . Таким образом, длиннопериодическая структура без релаксационных эффектов в форме модуляции решетки невыгодна для кристалла по сравнению с исходным состоянием сплава без АФГ. Результаты расчетов релаксированных равновесных состояний ДПС представлены кривой 2. Значение внутренней энергии АФГ на атом сплава для домена размера $M = 1,5$ лежит в положительной области значений e , что свидетельствует о результирующем повышении энергии сплава при формировании такой длиннопериодической структуры даже при реализации релаксационных эффектов. Однако дальнейшее увеличение размера домена (понижение плотности АФГ) приводит к энергетической выгоде длиннопериодического состояния по сравнению с исходным состоянием. Об этом свидетельствует ход кривой 2 в область отрицательных значений e . Заметим, что различные длиннопериодические состояния обеспечивают разный выигрыш внутренней энергии системы, т.е. чем больше по модулю отрицательное значение e имеет состояние с длинным периодом $2M$, тем больше выигрыш внутренней энергии, который обеспечивается релаксационными эффектами в ходе формирования данного длиннопериодического состояния. Минимум кривой при $M = 11/2$ означает, что при заданном взаимодействии энергетически выгодно при $T = 0$ К длиннопериодическое состояние с длинным периодом $2M$, равным 11. Заметим, что энергии антифазных доменов различной величины отличаются в области минимума очень слабо (порядка 10 – 20 Дж). При конечных температурах следует ожидать, что энтропийный фактор $Q = ST$ (принимая во внимание, что комбинаторная энтропия $S \sim k \ln \Omega$, где $k = 1,38 \cdot 10^{-20}$ Дж/К – постоянная Больцмана; Ω – термодинамическая вероятность) будет реализовывать 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 реализовывать 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 термодинамических воздействиях. В этом смысле длиннопериодические состояния являются слабоустойчивыми.

Рассмотрим структуру антифазного домена при варьировании его величины, т.е. плотности антифазных границ. При увеличении M (уменьшении плотности антифазных границ) параметры решетки $\bar{a} = 2x_M/(2n + 1)$ и a (кривые 1 и 2 рис. 4) стремятся к значению соответствующей величины в исходной структуре. Однако постоянная решетки вдоль длинного периода приближается сверху, а параметр решетки нормальных к x направлений – снизу. Таким образом, формируемая конечная структура приобретает тетрагональность \bar{a}/a , которая для рассчитанного интервала значений M уменьшается при его росте от 1,021 до 1,010 (кривая 3 рис. 4). Увеличение M (уменьшение плотности антифазных границ) приближает структуру сплава к исходному кубическому состоянию, что и подчеркивается убыванием тетрагональности конечной структуры. На рис. 5 представлено в зависимости от M отношение среднего параметра решетки вдоль длиннопериодического направления \bar{a} к величине параметра решетки исходного состояния $a_{нач}$ (кривая 1). Кривая 2 отражает зависимость от M отношения параметра решетки ДПС в двух

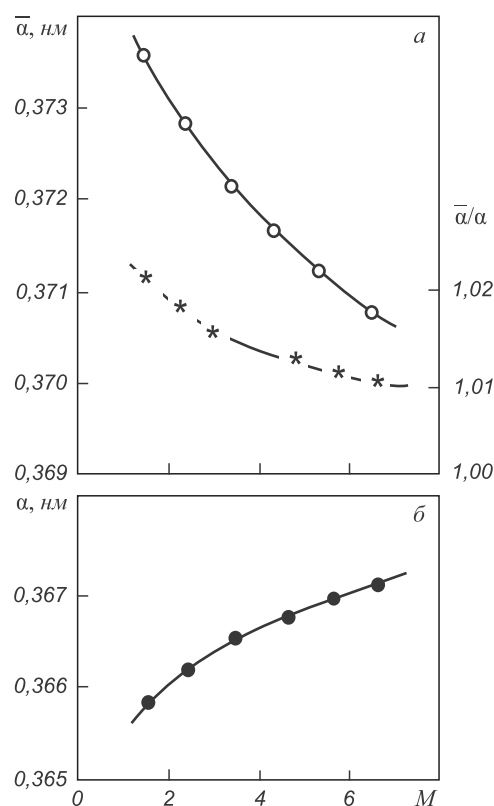


Рис. 4. Характеристики антифазного домена в зависимости от его величины:

○ и ● – параметры решетки соответственно вдоль длинного периода (а) и нормальных (б) ему направлений, × – тетрагональность конечной структуры (а)

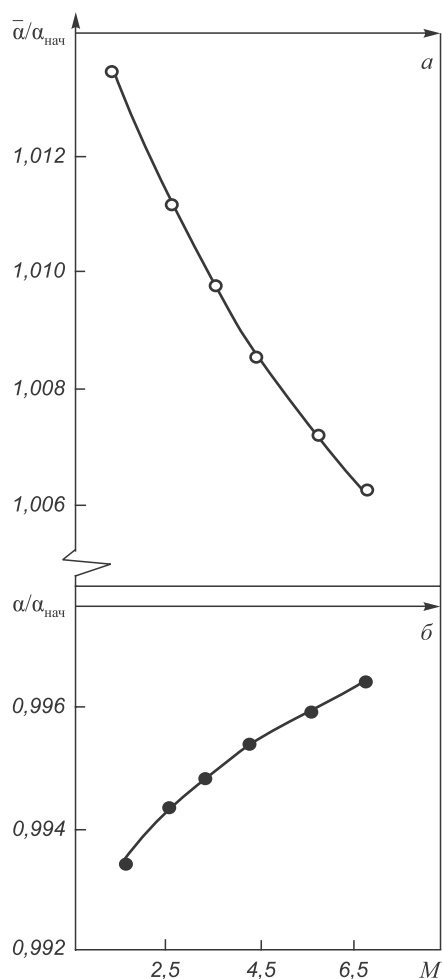


Рис. 5. Относительные изменения параметров решетки:
 ○ – вдоль длинного периода; ● – в нормальных к длинному периоду направлениях

других направлениях к $\alpha_{нач}$. Очевидно, что с увеличением размера домена (с уменьшением плотности антифазных границ) величина искажений решетки уменьшается, причем это снижение больше вдоль длинного периода. Можно предполагать, что вследствие именно такого резкого спада искажений вдоль x при росте M экспериментально не отмечалось искажений решетки в сплаве Cu_3AuII , в котором $M = 8,5$ [1]. Уменьшение искажений при увеличении размера домена согласуется с имеющимися экспериментальными данными [2].

Искажения решетки при переходе от исходного состояния к ДПС ($1 - \bar{\alpha}/\alpha_{нач}$) и ($1 - \alpha/\alpha_{нач}$) составляют по порядку величины примерно 10^{-3} . Из анализа рис. 4 и 5 следует, что в результате формирования длиннопериодического состояния происходит увеличение постоянной решетки вдоль длинного периода, подобно ситуации в сплавах Au_3Cd [10] и $CuAuII$ [11] и сжатие решетки в нормальных к нему направлениях.

Рассмотрим внутреннюю структуру антифазного домена. Экспериментально установлено, что в сплаве Au_3Cd [10] при появлении длиннопериодической структуры более легкие атомы Au сдвигаются к АФГ, а более

тяжелые атомы Cd – от нее. Отмеченные смещения составляют по величине примерно 1 % от межатомного расстояния. Аналогичная картина наблюдается в сплаве $CuAuII$ [11], причем максимальные смещения локализованы именно вблизи АФГ, а при удалении внутрь домена быстро убывают. В связи с этим интересно проанализировать координаты атомов внутри домена. В таблице приведены рассчитанные координаты атомов рассматриваемого комплекса для размера антифазного домена $M = 9/2$ ($n = 4$). Аналогично поведению атомов в сплавах Au_3Cd и $CuAuII$ более «легкие» атомы A , расположенные в β узлах, смещены к АФГ, а более «тяжелые» атомы B , расположенные в α узлах, смещены от АФГ. Из анализа таблицы несложно отметить, что расщепление положений атомов плоскостей i охватывает около трех атомных плоскостей вблизи АФГ.

Интересно сравнить структуру области возмущений периодической антифазной границы с соответствующей характеристикой одиночной АФГ. В работах [12 – 14] приведены результаты расчетов одиночной изолированной АФГ типа $1/2\langle 110 \rangle \{100\}$ в полностью упорядоченном сплаве Cu_3Au в приближении потенциала парного межатомного взаимодействия, учитывающего взаимодействие каждого атома в трех координационных сферах. В работах [12 – 14] было получено, что в сплаве Cu_3Au 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.

Рассмотрим внутреннюю структуру области возмущений. В случае одиночной АФГ [12 – 14] атомные плоскости (100), параллельные дефекту, расщепляются

Рассчитанные координаты атомов в конечном состоянии

$M = 4,5 \quad (n = 4)$				
Номер плоскости	Атом в узле α	Координата x_i^k	Координата x_i^k	Атом в узле β
0	B	0	0	A
1	A	1,8595	1,8596	A
2	B	3,7178	3,7177	A
3	A	5,5560	5,5759	A
4	B	7,4237	7,4431	A
Номер плоскости	Атом в узле β	АФГ	АФГ	Атом в узле α
5	A	9,2820	9,3873	A
6	A	11,1459	11,1653	B B
7	A	13,0115	13,0115	A
8	A	14,8671	14,8664	B A A
9	A	16,7218	16,7218	A

на моноатомные подплоскости. Расщепление практически прекращается уже на третьей плоскости от АФГ. В сплаве Cu_3Au направления смещений компонентов относительно идеальной упаковки противоположны по знаку, амплитуда смещений затухает к третьей плоскости от дефекта. Причем большие по атомным размерам атомы смещены к АФГ, а малые атомы – от АФГ. Несложно отметить, что и внутренняя структура возмущений области одиночной АФГ соответствует аналогичной области периодической АФГ. Более того, отмечается [12 – 14], что, несмотря на трехмерную возможность атомной релаксации, атомы компонентов сплава смещаются только по нормали к плоскости АФГ.

Таким образом, независимо полученные данные о структуре области возмущений одиночной АФГ [12 – 14] 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.

Выводы. При сопоставлении размеров и структуры областей возмущений в окрестности одиночной и периодической антифазных границ наблюдается неизменность размера и структуры области возмущений в случае одиночной и периодической АФГ. Следует особо подчеркнуть, что различные длиннопериодические наносостояния (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 реализовывать смешанное состояние сплава. Последнее, в свою очередь, означает, что при отличных от абсолютного нуля температурах будет реализовываться некоторый набор наносостояний, то есть появится функция распределения по состояниям

с некоторым спектром значений. Такое слабое термодинамическое различие симметрично разных структурных наносостояний 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.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Roy D., Manna A., SenGupta S.P. // J. Phys. F: Metal Physics. 1972. V. 2. No. 6. P. 1092 – 1095.
2. Ogawa S. // Order-disorder Transformations in Alloys / Eds. H. Waretimont, B. Heidelberg. – N. Y.: Springer, 1974. P. 240 – 264.
3. Слабоустойчивые длиннопериодические структуры в металлических системах / А.И. Потекаев, С.В. Дмитриев, В.В. Кулагина и др. Под ред. А.И. Потекаева. – Томск: Изд-во НТЛ, 2010. – 308 с.
4. Потекаев А.И., Кулагина В.В. // Изв. вуз. Физика. 2009. № 8/2. С. 456 – 459.
5. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Кулагина В.В. // Изв. вуз. Черная металлургия. 2010. № 10. С. 61 – 67.
6. Потекаев А.И., Дудник Е.А., Старостенков М.Д. и др. // Изв. вуз. Физика. 2010. Т. 53. № 3. С. 3 – 13.
7. Потекаев А.И., Дудник Е.А., Старостенков М.Д. и др. // Изв. вуз. Физика. 2010. Т. 53. № 5. С. 33 – 46.
8. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Козлов Э.В. и др. // Изв. вуз. Физика. 2010. № 1. С. 65 – 69.
9. Дмитриев С.В., Потекаев А.И., Баимова Ю.А. и др. // Изв. вуз. Физика. 2010. Т. 53. № 3. С. 20 – 25.
10. Iwasaki H., Hirabayashi M., Ogawa S. // J. Phys. Soc. Japan. 1965. V. 20. P. 89 – 97.
11. Okamura K., Iwasaki H., Ogawa S. // J. Phys. Soc. Japan. 1966. V. 21. P. 1616, 1617.
12. Старостенков М.Д., Потекаев А.И., Сеница Н.В. и др. // Изв. вуз. Физика. 2010. Т. 53. № 8. С. 38 – 47.
13. Старостенков М.Д., Потекаев А.И., Сеница Н.В. и др. // Изв. вуз. Физика. 2011. Т. 54. № 2. С. 41 – 48.
14. Старостенков М.Д., Потекаев А.И., Сеница Н.В. и др. // Изв. вуз. Физика. 2011. Т. 54. № 3. С. 42 – 47.

© 2012 г. В.В. Кулагина, А.И. Потекаев,
А.А. Клопотов, М.Д. Старостенков
Поступила 31 января 2012 г.

УДК 669.1.017

Т.Н. Вершинина¹, Ю.Р. Колобов¹, М.В. Леонтьева-Смирнова²

¹Белгородский государственный университет

²Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов
им. акад. А.А. Бочвара (г. Москва)

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ЗЕРНОГРАНИЧНОГО АНСАМБЛЯ В ХРОМИСТОЙ ФЕРРИТО-МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ ЭК-181

Хромистые стали феррито-мартенситного класса, содержащие 9 – 12 % хрома, широко распространены в качестве материала для изготовления деталей электростанций высокотемпературного применения, в частности, таких элементов, как бойлеры, турбины и т.д. Весь-

ма перспективна возможность использования таких сталей в ядерной и термоядерной технике.

В России разработана жаропрочная малоактивируемая сталь ЭК-181 феррито-мартенситного класса, содержащая 12 % хрома [1]. Для обеспечения быстрого