

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЗЕРНОГРАНИЧНЫЕ СЕГРЕГАЦИИ В СПЛАВАХ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

© 2010 И. К. Разумов

*Институт физики металлов Уральского отделения РАН, ул. С. Ковалевской 18, 620990 Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию: 02.05.2010 г.

**Аннотация.** Предсказано появление аномальных зернограничных сегрегаций в процессе интенсивной пластической деформации сплава. Эффект обусловлен скоплением краевых дислокаций вблизи границ и тройных стыков зерен в ходе воздействия. Поскольку ядро дислокации предпочтительно для скопления примесных атомов по механизму Коттрелла, быстрая дислокация оставляет за собой примесный след. Этот след замораживается до прихода следующей дислокации в силу различия скоростей диффузии в ядре дислокации и в объеме зерна. При длительной деформации возникает кумулятивный эффект, что приводит к перераспределению атомов примеси между объемом зерна и приграничными областями. В результате вблизи границ зерен формируются широкие неравновесные сегрегации промежуточного состава.

**Ключевые слова:** интенсивная пластическая деформация, облака Коттрелла, зернограничные сегрегации.

### ВВЕДЕНИЕ

Причины аномальных фазовых превращений в сплавах подвергнутых интенсивной пластической деформации (ИПД) [1—8], давно являются предметом дискуссий [9—14]. Эксперименты свидетельствуют, что в процессе воздействия сплав удаляется от состояния термодинамического равновесия, например, происходит распад в смешиваемых системах [3], формирование пересыщенных твердых растворов и сильно-гетерогенных состояний в несмешиваемых системах [2, 7]. Следовательно, существуют механизмы, преобразующие подводимую к сплаву механическую энергию во внутреннюю энергию сплава. Однако физическая природа этих процессов неясна в силу недостаточной развитости теории ИПД.

Согласно современным представлениям, при достижении нанозеренной структуры в условиях ИПД внутризеренное скольжение дислокаций подавляется [15]. При этом границы зерен (ГЗ) имеют ширину 2—5 нм и являются сильно неравновесными, поскольку содержат до  $10^{17} \text{ м}^{-2}$  избыточных дислокаций, создающих значительные искажения кристаллической решетки [16]. Динамика ЗГ-дислокаций включает в себя зарождение и скольжение, переползание, аннигиляцию дислокаций различных знаков [17]. Доминирующим механиз-

мом ИПД становится зернограничное проскальзывание, носителями которого (как и в случае сверхпластичности) могут выступать подвижные ЗГ-дислокации с векторами Бюргерса параллельными плоскостям ГЗ [18, 19]. При этом объемная диффузия (даже, по-видимому, с учетом потоков неравновесных вакансий, генерируемых при ИПД) не обеспечивает развитие фазовых превращений за наблюдаемые времена, потому что скорость превращений на 8—9 порядков выше обычной [20]. Следовательно, можно предполагать, что превращения реализуются посредством зернограничной диффузии, приграничного решеточного скольжения дислокаций и миграции самих границ в ходе воздействия [21].

Из теории дислокаций известно, что в области дислокационных ядер образуются примесные облака Коттрелла [22—25]; известен эффект увлечения примесных атомов движущимися дислокациями [9, 26, 27]. Вместе с тем, многие авторы полагают, что энергии дислокаций недостаточно для развития фазовых превращений в масштабах, отвечающих экспериментальным фактам. Поэтому предлагались модели, объясняющие аномальные превращения при ИПД проявлением неизвестных метастабильных фаз [10], обратным эффектом Киркендалла [11] и влиянием дальнедействующих

упругих полей дисклинационных диполей [12]. По существу, в этих работах вводятся дополнительные предположения о механизмах ИПД и термодинамических свойствах сплава. С другой стороны, в работах [13, 14] указывалось на важную роль неравновесных ГЗ в развитии аномальных превращений в нанокристаллических сплавах, однако физическая природа этой неравновесности не конкретизировалась.

Предлагаемая в настоящей работе концепция формирования неравновесных ЗГ-сегрегаций исходит из представлений о совместном действии механизмов сегрегирования примеси в дислокационном ядре и «замораживания» достигнутого состояния после смещения дислокации. Образование сегрегаций обусловлено термодинамически, смещение дислокаций вдоль ГЗ связано с внешним воздействием, а «замораживание» реализуется по той причине, что скорость диффузии в ядре дислокации выше объемной на 2—3 порядка [28, 29]. Таким образом, в ходе воздействия механическая энергия перманентно преобразуется во внутреннюю энергию сплава, приводя к развитию неравновесного превращения в приграничном слое. При этом достигаемая степень распада может быть на порядки выше, чем в случае равновесных ЗГ-сегрегаций. В результате перераспределения атомов между объемом и приграничным слоем, состав в объеме также существенно изменяется, поэтому равновесная фазовая диаграмма становится непригодной для анализа возникающих состояний сплава.

### ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Проблему влияния движущихся ЗГ-дислокаций на кинетику фазовых превращений в сплаве рассмотрим на простейшем примере регулярного твердого раствора. В этом случае эволюция концентрации компонента определена уравнением непрерывности [30]:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = M \nabla (\nabla \mu), \quad \mu = \frac{\delta f}{\delta c} + \frac{R^2 v}{2} \Delta c, \quad (1)$$

где  $M$  — обобщенная подвижность,  $M = Dc(1-c)/(kT)$ ,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\mu$  — химический потенциал атомов,  $\frac{R^2 v}{2} \Delta c$  — вклад в химпотенциал от межфазной границы,  $f$  — свободная энергия регулярного твердого раствора:

$$f(c) = \varepsilon c - \frac{v}{2} c(1-c) + kT [c \ln c + (1-c) \ln(1-c)]. \quad (2)$$

Величины  $\varepsilon$ ,  $v$ , называемые энергиями растворения и смешения, выражаются через значения

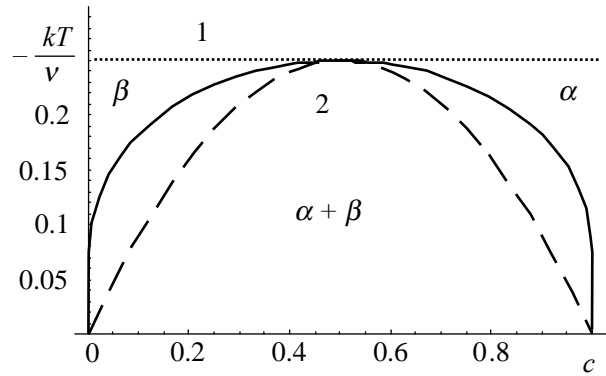


Рис. 1. Равновесная фазовая диаграмма регулярного твердого раствора. 1 — область растворимости, 2 — двухфазная область. Кривая растворимости и спинопаль обозначены сплошной и штриховой линиями

потенциалов парного взаимодействия  $\phi_{\alpha\beta}$  в узлах решетки:  $\varepsilon = \Phi_{AA} - \Phi_{BB}$ ,  $v = 2(\Phi_{AA} + \Phi_{BB} - 2\Phi_{AB})$ ,  $\Phi_{\alpha\beta} = \sum \phi_{\alpha\beta}(\xi_i)$ ,  $\alpha(\beta) = A, B$ . Кривые фазового равновесия и потери устойчивости твердого раствора находятся из условий  $\frac{\partial f}{\partial c} = 0$ ,  $\frac{\partial^2 f}{\partial c^2} = 0$ , соответственно и определяют вид фазовой диаграммы недеформированного сплава. В случае  $v > 0$  сплав имеет неограниченную растворимость, а в случае  $v < 0$  фазовая диаграмма сплава содержит двухфазную область (см. рис. 1).

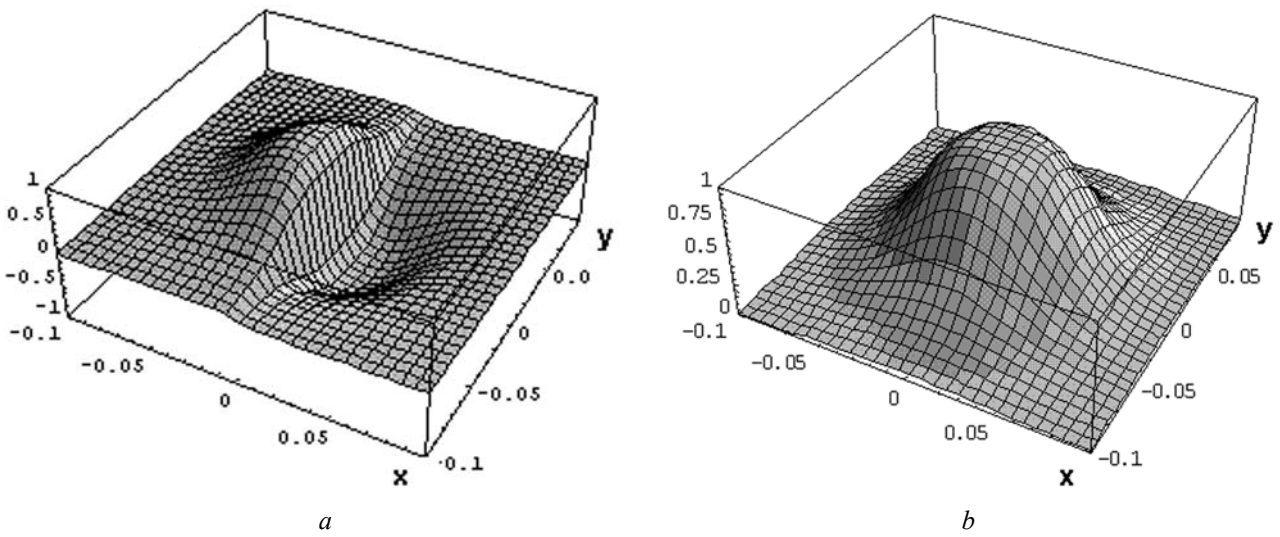
В ядре дислокации кристаллическая решетка сильно искажена, поэтому энергии  $\varepsilon$ ,  $v$  зависят от координат:  $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon(\mathbf{r})$ ,  $v = v_0 + \delta v(\mathbf{r})$ . Возмущения  $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ ,  $\delta v(\mathbf{r})$  могут иметь разный знак в областях сжатия и растяжения, что приводит к вытеснению примеси с меньшим атомным радиусом в область сжатия, и с большим атомным радиусом — в область растяжения дислокационного ядра [22]. При этом  $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ ,  $\delta v(\mathbf{r})$  имеют, вообще говоря, произвольную симметрию относительно центра ядра и могут быть представлены в виде суммы «симметричного» и «антисимметричного» вкладов:

$$\begin{aligned} \delta\varepsilon(\mathbf{r}) &= \chi_{sim}^\varepsilon(\mathbf{r}) + \zeta_{as}^\varepsilon(\mathbf{r}), \\ \delta v(\mathbf{r}) &= \chi_{sim}^v(\mathbf{r}) + \zeta_{as}^v(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

Равновесное распределение концентраций определяется из условия  $\mu(\mathbf{r}) = \text{const}$ , откуда для идеального твердого раствора ( $v \equiv 0$ ) приходим к изотерме Ленгмюра-МакЛин [31]:

$$\frac{c(\mathbf{r})}{(1-c(\mathbf{r}))} = \frac{c_b}{(1-c_b)} \exp\left[\frac{\delta\varepsilon(\mathbf{r})}{kT}\right], \quad (3)$$

где  $c_b$  — концентрация примеси в объеме. Термодинамика сегрегаций в более сложном случае недеформированного сплава была изучена в [32].



**Рис. 2.** «Антисимметричный» (a) и «симметричный» (b) вклады в энергию связи примеси с дислокацией согласно формуле (4) при  $\delta_L/L = 0.05$ ,  $A = 5$ ,  $m = 4$

В настоящей работе ограничимся простым случаем  $\delta v(\mathbf{r}) = 0$ , а энергию связи  $\delta \epsilon(\mathbf{r})$  определим феноменологически:

$$\delta \epsilon(\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r}) + \zeta(\mathbf{r}), \quad \chi(\mathbf{r}) = \pm \chi_0 \left[ 1 + \left( \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)}{\delta_L} \right)^m \right]^{-1},$$

$$\zeta(\mathbf{r}) = \frac{2\zeta_0}{\pi\chi_0} \arctg \left( \frac{A(x - x_0(t))}{\delta_L} \right) \chi(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где  $\mathbf{r}_0(t)$ ,  $\delta_L$  — координаты центра и радиус дислокационного ядра,  $\chi_0$ ,  $\zeta_0$  — амплитуды «симметричной» и «антисимметричной» части возмущения,  $A$  и  $m$  — подгоночные параметры, выбор знака зависит от направления вектора Бюргера. Обсуждаемые эффекты не будут связаны с конкретным видом зависимости (4), а будут определяться лишь ее грубыми качественными особенностями. Типичные графики  $\chi(\mathbf{r})$ ,  $\zeta(\mathbf{r})$  представлены на рис. 2. Увеличение коэффициента диффузии в дислокационном ядре моделируем аналогично:

$$D = D_0 + D_1 \left[ 1 + \left( \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)}{\delta_L} \right)^m \right]^{-1}. \quad (5)$$

Скольжение дислокации вблизи границы  $x_{GB} = const$  моделируем движением возмущения (4) на рассматриваемой 2D-области по закону  $y_0(t) = \pm Vt$ ,  $V = const$ ,  $x_0 = const$ . Степень распада сплава, достигнутую к моменту времени  $t$ , определяем по формуле:

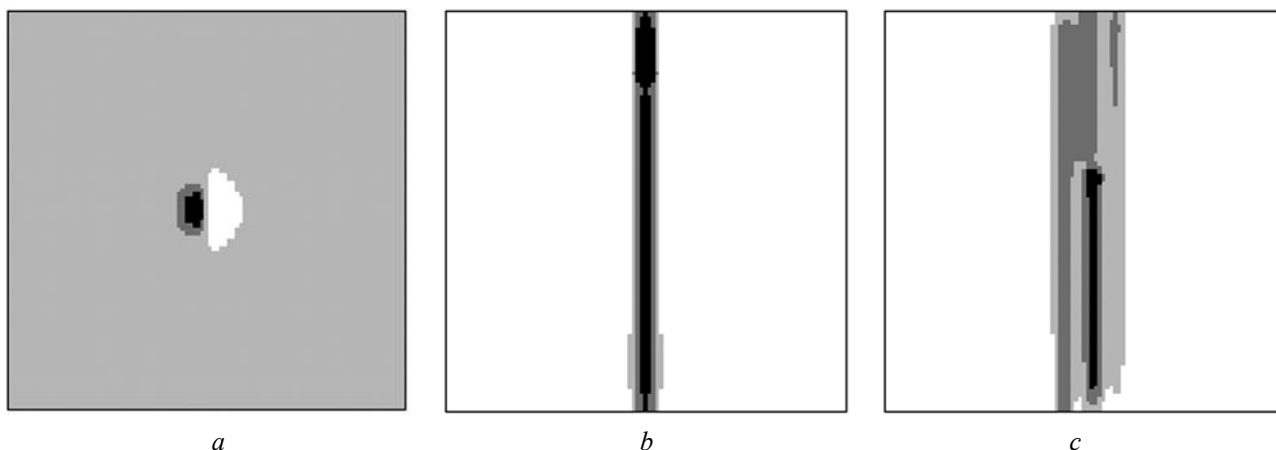
$$S(t) = [2\bar{c}(1 - \bar{c})]^{-1} \int |c(\mathbf{r}, t) - \bar{c}| d\mathbf{r}, \quad 0 \leq S(t) \leq 1, \quad (6)$$

где  $\bar{c}$  — средний по образцу состав сплава.

Обсудим проблему выбора реалистичных значений используемых параметров. Согласно традиционным представлениям [27], радиус дислокационного ядра близок к параметру решетки, потому что упругие напряжения быстро спадают по мере удаления от линии дислокации. Однако прямые наблюдения атмосфер Котрелла методом 3D-томографии показывают, что в реальности этот радиус может достигать 2 нм [24, 25]. Согласно формуле МакЛин (3) концентрация примеси в ядре дислокации существенно (на десятки процентов) отклоняется от объемного значения, если  $\delta \epsilon / (kT) \sim 1$ . При температурах вблизи комнатной ( $kT \sim 0.03$  eV) это условие почти всегда выполняется, потому что энергия взаимодействия примеси с дислокацией  $\sim 0.2 - 0.5$  eV [27] (оценка проводится по скачку предела текучести при вариации температуры), и, следовательно,  $\epsilon(\mathbf{r}_0) / (kT) \gg 1$ . В системах с существенно различными атомными радиусами примеси и матричного компонента следует ожидать  $\chi_0 < \zeta_0$ , однако с учетом  $\epsilon(\mathbf{r}_0) / (kT) \gg 1$  предположение  $\chi_0 \sim kT$  можно считать оправданным. Как будет показано ниже, вклад в энергию связи  $\chi(\mathbf{r})$ , даже если он незначителен по сравнению с  $\zeta(\mathbf{r})$ , играет важную роль в развитии неравновесных 3Г-сегрегаций.

### ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Для анализа эволюции концентраций уравнение (1) решалось численно стандартным методом Рунге-Кутты на квадратной области размера  $L \times L$ , причем потоки атомов через границы квадрата были запрещены. Предполагалось, что положение

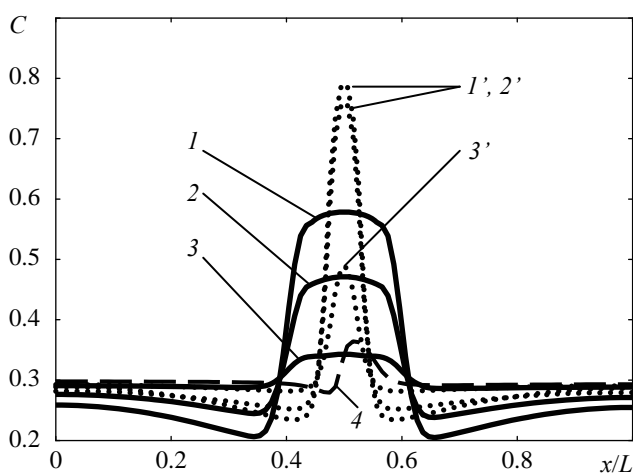


**Рис. 3.** Распределения концентраций при  $\bar{c} = 0.30$ ,  $-v/(kT) = 3.5$ ,  $\chi_0/(kT) = 2.5$ ,  $\zeta_0/\chi_0 = 3$ ,  $\delta_L/L = 0.03$ ,  $D_1/D_0 = 100$  в окрестности неподвижной дислокации — (a) и в квазистационарном режиме при движении дислокаций со скоростью  $VL/D_1 = 50$  вдоль линии  $x/L = 0.5$ ;  $d/L = 0$  — (b), 0.2 — (c)

границы зерна определено условием  $x/L = 0.5$ , и что скольжение дислокаций не приводит к относительному смещению левой и правой частей рассматриваемого образца. Последнее достижимо, если средний по времени поток дислокаций равен нулю.

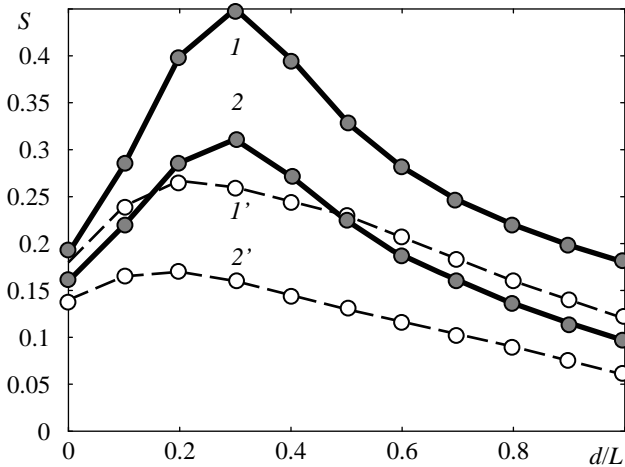
На рис. 3 представлены (квази)стационарные распределения концентраций, возникающие в нескольких модельных случаях: (a) вблизи неподвижной дислокации (рис. 3a); (b) дислокация со случайным знаком вектора Бюргера генерируется на границе  $y = 0$  ( $y = L$ ) и скользит вдоль линии

$x/L = 0.5$  вплоть до гибели на противоположной границе квадрата, после чего процесс повторяется (рис. 3b); (c) аналогичное скольжение реализуется в слое конечной ширины  $(1 - d)/2 < x/L < (1 + d)/2$  (рис. 3c). Здесь различные уровни концентрации примеси обозначены градиациями серого цвета. На рис. 4 представлены сегрегационные профили полученные усреднением по времени (от нуля до выхода на стационарный режим) и по координате (вдоль направления  $y$ ) для этих же ситуаций. Можно видеть, что форма профиля и величина сегрегаций определяются динамикой скольжения. Амплитуда сегрегации понижается до нуля с ростом ширины слоя  $d$  (ср. кривые 1—3 и 1'—3') и возрастает до насыщения с ростом отношения  $D_1/D_0$  (ср. кривые 1 и 3, 1' и 3') и скорости деформации  $V$ . При этом достигаемая степень распада гораздо выше, чем в случае неподвижной дислокации (кривая 4). Причиной наблюдаемого неравновесного превращения является «замораживание» оставляемого дислокацией примесного следа до прихода следующей дислокации, что приводит к кумулятивному эффекту в развитии превращения. Следует обратить внимание, что при случайном выборе знака векторов Бюргера действие асимметричного вклада возмущения  $\zeta(\mathbf{r})$  усредняется до нуля, поэтому сегрегации обусловлены лишь симметричным вкладом  $\chi(\mathbf{r})$ .



**Рис. 4.** Средние по времени и направлению  $y$  профили концентрации примеси, достигнутые к моменту выхода на стационарный режим.  $\bar{c} = 0.30$ ,  $VL/D_1 = 50$ ,  $-v/(kT) = 3.5$ ,  $\chi_0/(kT) = 2.5$ ,  $\zeta_0/\chi_0 = 3$ ,  $\delta_L/L = 0.03$ ;  $D_1/D_0 = 300$  — (1, 1', 4), 100 — (2, 2'), 10 — (3, 3');  $d/L = 0.2$  — (1, 2, 3), 0 — (1', 2', 3'); кривая 4 соответствует неподвижной дислокации

На рис. 5 представлены также кривые зависимости предельной степени распада  $S$  (достигаемой при длительном воздействии) от относительной ширины слоя  $d/L$ , в котором происходит скольжение дислокаций. Можно видеть, что величина  $S$  возрастает не только с ростом амплитуды возму-



**Рис. 5.** Зависимость степени распада от относительной ширины слоя, в котором происходит скольжение дислокаций.  $\bar{c} = 0.30$ ,  $VL/D_1 = 50$ ,  $-v/(kT) = 3.5$ ,  $\zeta_0 = 0$ ,  $\delta_L/L = 0.03$ ;  $\chi_0/(kT) = 5$  — (1, 2), 2.5 — (1', 2');  $D_1/D_0 = 300$  — (1, 1'), 100 — (2', 2')

щения  $\chi_0$  (ср. кривые 1, 2 и 1', 2'), но и с ростом отношения  $D_1/D_0$  (ср. кривые 1 и 2, 1' и 2'), и максимизируется при оптимальном  $d$ . Последнее обстоятельство свидетельствует, что неравновесное превращение требует перераспределения примеси между объемом зерна и ЗГ-слоем. Поэтому в случае гомогенной деформации ( $d/L = 1$ ) степень распада определяется только флуктуациями состава в объеме и остается незначительной. Напротив, в случае  $d = 0$  степень распада определяется сегрегациями на ГЗ, но также мала, потому что ЗГ-слой не вмещает в себя значительное количество примеси. Таким образом, для максимизации  $S(d)$  должны быть сопоставимы величины  $c_{GB}d$  и  $\bar{c}L$ , где  $c_{GB}$  — концентрация примеси в сегрегационном слое. Отсюда легко предсказать, что в случае сегрегаций на поверхности 3D-образца максимум  $S(d)$  смещается в сторону меньших  $d/L$ , потому что относительный объем ЗГ-слоя при неизменном  $d$  возрастает при переходе от 1D к 3D случаю.

### ОБСУЖДЕНИЕ

Показано, что гетерогенная пластическая деформация, реализующаяся в приграничном слое, приводит к формированию неравновесных зернограничных сегрегаций в этом слое. При этом достигаемое значение концентрации примеси определяется не только термодинамическими параметрами, но также шириной слоя и скоростью диффузии в дислокационном ядре, а зависимость степени распада от ширины слоя немонотонна.

Причиной этих особенностей является кумулятивный эффект, возникающий вследствие «замораживания» оставляемого дислокацией неравновесного следа до прихода следующей дислокации.

Описанные эффекты должны возникать при ИПД на умеренной температуре, когда термодинамические стимулы достаточны для образования примесных облаков, диффузия в объеме зерна заморожена, а приложенные напряжения столь велики, что примесные облака не могут служить надежными стопорами при скольжении дислокаций. В данной работе рассмотрена ситуация, характерная для малых размеров зерен ( $\sim 30$  нм), когда внутриверное скольжение дислокаций подавляется, так что пластическая деформация становится гетерогенной. Общая проблема фазовых превращений, индуцированных скольжением дислокаций, включает в себя также эффекты, связанные с увлечением примеси в дислокационном потоке, с локальным изменением условий распада в дислокационном ядре, конкуренцией процессов механосплавления и термодинамически обусловленного распада [33, 34]. С другой стороны, рассмотрение проведено для сплавов с непрерывной областью растворимости (рис. 1, область 1); если же параметры сплава лежат в двухфазной области (см. рис. 1, область 2), ЗГ-сегрегации могут способствовать растворению выделений равновесных фаз [35]. Тогда в предположении равномерного распределения примеси в сегрегационном слое, легко оценить критический размер зерна  $L_{cr}$ , при котором существование равновесных выделений в объеме становится невозможным. Рассматривая зерно в форме шара радиуса  $L_{cr}/2$  и приравнявая содержание примеси в сегрегационном слое ширины  $d/2$  к общему содержанию примеси в зерне, имеем  $L_{cr} = 3d(c_{GB}/\bar{c})$ .

При большом количестве экспериментальных фактов, свидетельствующих о развитии необычных фазовых превращений при ИПД, экспериментальная картина неоднозначна. Наблюдались превращения дислокационной природы в объеме [8, 9], аномальные сегрегации неясного происхождения вблизи ГЗ [36, 37] и скопления дислокаций в приграничной области после ИПД [16]. Сведения о стимулированном ИПД распаде в сплавах с непрерывной областью растворимости практически отсутствуют, хотя большинство исследователей в дискуссиях выражают уверенность, что такой распад должен происходить. Таким образом, проблема фазовых превращений при ИПД требует дальнейшего изучения.

## ВЫВОДЫ

Предложен механизм накопления примеси в приграничной зоне в результате скопления дислокаций вблизи границы зерна в условиях интенсивной пластической деформации. Показано, что вследствие кумулятивного эффекта («замораживание» примесных следов) величина неравновесных зернограничных сегрегаций существенно выше, чем в случае равновесных сегрегаций на неподвижных дислокациях. Обнаружено, что степень распада сплава, обусловленного предложенным механизмом, максимизируется при оптимальном размере зерна.

*Автор признателен профессорам А. Е. Ермакову и Ю. Н. Горностыреву за содержательные дискуссии.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Schwarz R. B., Johnson W. L. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P.415.
- Неверов В. В., Буров В. Н., Житников П. П. // Изв. СО АН СССР. 1983. № 5. С. 54.
- Bakker H., Loeff P.I., Weeber A.W. // Def. Diff. Forum. 1989. V. 66—69. P. 1169.
- Varinov V.A., Dorofeev G.A., Ovechkin L.V. // Phys. Stat. Sol. (A). 1991. V. 123. P. 527.
- Sherif E., Eskandarany M., Aoki K., et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 1679.
- Дерягин А. И., Завалишин В. А., Сагарадзе В. В. и др. // ФММ. 2000. Т. 89. № 6. С. 82.
- Delcroix P., Ziller T., Bellouard C., et al. // Mat. Sci. Forum. 2001. V. 360. P. 329.
- Шабашов В. А., Борисов С. В., Заматовский А. Е. и др. // ФММ. 2006. Т. 102. № 5. С. 582.
- Shabashov V.A., Korshunov L.G., Mukoseev A. G., et al. // Mater. Sci. Eng. 2003. V. 346. P. 196.
- Скаков Ю.А. // МТТ. 2005. № 7. С. 45.
- Гапонцев В. Л., Разумов И. К., Горностырев Ю. Н. и др. // ФММ. 2005. Т. 99. № 4. С. 26.
- Власов Н.М., Гонтарь А.С., Зазноба В. А. // ФТТ. 2001. Т. 71. № 5. С. 63.
- Razumov I.K., Gornostyrev Yu. N., Yermakov A. Ye. // J. of Alloys and Comp. 2007. V. 434. P. 535.
- Razumov I. K., Gornostyrev Yu. N., Yermakov A. Ye. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2008. V. 18. P. 767.
- Zhu Y.T., Langdon T.G. // Mat. Sci. and Eng. A. 2005. V. 409. P. 234.
- Roven H. J., Liu M., Murashkin M., et al. // Mat. Sci. Forum. 2009. V. 604. P. 179.
- Овидько И. А., Рейзус А. Б. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 1. С. 35.
- Гуткин М. Ю., Овидько И. А., Скиба Н. +В. // ФТТ. 2005. Т.47. Вып. 9. С. 1602.
- Поздняков В. А., Глейзер А. М. // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 4. С. 705.
- Мазилкин А. А., Страумал Б. Б., Протасова С. Г. и др. // ФТТ. 2007. Т. 49. Вып. 5. С. 824.
- Глезер А. М., Метлов М. С. // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 6. С. 1090.
- Cottrell A. H., Jaswon M. A. // Proc. Roy. Soc. 1949. V. 199. № 189. P. 104.
- Cadel E., Launois S., Fraczkiewicz A., Blavette D. // Phil. Mag. Lett. 2000. V. 80. № 11. P. 725.
- Thompson K., Flaitz P.L., Ronsheim P., et al. // Science. 2007. V. 317. № 5843. P. 1370.
- Miller M. K. // J. Mat. Sci. V. 43. № 21. P. 7808.
- Любов Б. Я., Шмаков В.А. // ФММ. 1970. Т. 29. С. 968.
- Фридель Ж. Дислокации. М.:Мир, 1967. 644 с.
- Legros M., Dehm G., Arzt E., et al. // Science. 2008. V. 319. №. 5870. P. 1646.
- Бокштейн Б. С., Бокштейн С. З., Жуховицкий А. А. Термодинамика и кинетика диффузии в твердых телах. М.: Металлургия, 1974. 196 с.
- Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. М.: Мир, 1978. 806 с.
- McLean D. Grain Boundaries in Metals. Oxford University Press, London, 1957. 346 p.
- Fowler R.H., Guggenheim E.A. Statistical Thermodynamics. Cambridge University Press, London, 1939. 693 p.
- Разумов И. К. // ЖФХ. 2010. Т. 84. № 9. С. 1632.
- Разумов И. К. // Инж.-физ. журнал. 2010. Т. 83. № 3. С. 439.
- Васильев Л. С., Ломаев И. Л., Елсуков Е. П. // ФММ. 2009. Т. 107. № 2. С. 141.
- Sha G., Ringer S.P., Duan Z.C., Langdon T.G. // Intern. Journal of Materials Research. 2009. V.12. P.1674.
- Nurislamova G., Sauvage X., Murashkin M., et al. // Phil. Mag. Lett. 2008. V. 88. № 6. P. 459.

Разумов Илья Кимович — научный сотрудник института физики металлов УрО РАН; тел.: (343) 2330740, e-mail: iraz@k66.ru

Razumov Ilya K. — researcher, Institute of Metal Physics, UB RAS; tel.: (343) 2330740, e-mail: iraz@k66.ru