

ФИЗИКА ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ

PACS numbers: 05.70.-a, 61.72.Mm, 62.20.Fe, 64.10.+h, 64.60.Mu, 65.40.Gr, 83.10.-y

Фазовая динамика и кинетика интенсивной пластической деформации

А. В. Хоменко, Я. А. Ляшенко, Л. С. Метлов*

*Сумский государственный университет,
ул. Римского-Корсакова, 2,
40007 Сумы, Украина*

**Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
ул. Розы Люксембург, 72,
83114 Донецк, Украина*

В рамках теории фазовых переходов Ландау исследуется фрагментация твердых тел в процессе интенсивной пластической деформации. Для описания образующихся дефектных структур введены плотности избыточной энергии и суммарной поверхности границ зерен, что позволяет учесть два канала диссипации энергии (тепловой и производства дефектов). Построена фазовая диаграмма, определяющая области реализации различных типов предельных структур. Установлено, что с увеличением упругих деформаций размер зерен в предельных структурах уменьшается. Найден условия формирования двух предельных структур, что отвечает режиму, при котором существует смесь зерен различного размера. В рамках адиабатического приближения, при котором изменение температуры следует за эволюцией плотности энергии границ зерен, исследована кинетика системы. Показано, что стационарные значения достигаются в результате быстрой релаксации при отсутствии колебательного режима.

В рамках теорії фазових переходів Ляндава досліджується фрагментація твердих тіл у процесі інтенсивної пластичної деформації. Для опису дефектних структур, які утворюються, введено густини надлишкової енергії та сумарної поверхні меж зерен, що дає змогу врахувати два канали дисипації енергії (тепловий і виробництва дефектів). Побудовано фазову діаграму, яка визначає області реалізації різних типів граничних структур. Виявлено, що зі збільшенням пружних деформацій розмір зерен у граничних структурах зменшується. Знайдено умови формування двох граничних структур, що відповідає режиму, в якому існує суміш зерен різного розміру. В рамках адіабатичного наближення, в якому зміна температури настає за еволюцією густини енергії меж зерен, досліджено кінетику системи. Показано, що стаціонарні значення досягаються в результаті швидкої релаксації за відсутності коливного режиму.

Using the Landau theory of phase transitions, the fragmentation of solids is studied during the process of severe plastic deformation. In describing of appearing defect structures, the densities of excess energy and a total surface of the grain boundaries are introduced that allows us to take into account two channels of energy dissipation (thermal one and defects' production). Phase diagram determining the regions of realization of different types of limiting structures is constructed. As shown, the grains' sizes in limiting structures decrease with an increase of the elastic strains. The formation conditions for two limiting structures are found and correspond to the mode, in which there is a mixture of grains of different sizes. Kinetics of the system is investigated within the scope of the adiabatic approximation, at which the temperature change follows the evolution of a density of the grain-boundaries' energy. As shown, the stationary values are reached as a result of rapid relaxation in absence of the oscillation mode.

Ключевые слова: граница зерна, предельная структура, фазовый переход, свободная энергия.

(Получено 3 мая 2007 г.; окончат. вариант — 29 апреля 2008 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивная пластическая деформация (ИПД) — сложный многоуровневый процесс. По этой причине теоретическое описание ИПД является чрезвычайно сложной задачей и необходимо приветствовать все попытки в этом направлении [1]. Проблема состоит в разумном выборе основных параметров задачи и в обоснованном пренебрежении практически бесконечной совокупностью других параметров. Фактически, в процессе ИПД между собой взаимодействует множество дефектных подсистем, однако главным решающим дефектом разумно положить самый крупный из них, каковым является граница зерна. По сути, процесс фрагментации зерен сводится к продуцированию новых границ и, как следствие, к измельчению зерна. Данный процесс не является прямым превращением работы внешних сил в энергию границ зерен, а протекает, как через промежуточные этапы, через формирование иерархии дефектных подструктур, и влияние этой цепочки можно учесть коэффициентами теории.

Существующая теория [1], базирующаяся на обобщении экспериментальных данных, не может объяснить причину формирования предельного состояния, когда при последующих циклах ИПД зерна перестают измельчаться [2]. Чтобы описать этот процесс, в теорию искусственно вводится некоторый притягивающий аттрактор. Кроме того, в теории отсутствует температурный аспект задачи, в силу чего «за бортом» оказались такие важные варианты проблемы, как низкотемпературное равноканальное уг-

ловое прессование [3], низкотемпературная квазигидроэкструзия [4] и т.д.

В настоящее время для описания целого ряда процессов — разрушения квазихрупких материалов, измельчения зерен в процессе обработки металлов методами ИПД и т.д. — разрабатываются методы, по своей сути близкие теории Ландау фазовых переходов [5–7]. В них эволюционные уравнения всех основных параметров получены путем дифференцирования многомерного термодинамического потенциала.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Закон сохранения энергии должен выполняться как при внешних взаимодействиях выделенного объема, так и при внутренних преобразованиях различных видов энергии в результате протекания необратимых внутренних процессов. Первый закон термодинамики как раз регулирует внешние взаимодействия выделенного объема в форме работы и теплового обмена. Преобразование энергии на внутренних степенях свободы задается распределением необратимой части внешней работы по различным каналам диссипации. Переход части необратимой работы в теплоту — это только один из каналов диссипации. Вторым каналом диссипации может быть формирование дефектной структуры, в частности, при наличии только одного типа дефектов. Компиляцией первого закона термодинамики и закона преобразования энергии на внутренних степенях свободы в этом случае можно получить [8] термодинамическое тождество для плотности внутренней энергии u в виде

$$du = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^e + Tds + \varphi dh, \quad (1)$$

где σ_{ij} , ε_{ij}^e — тензор напряжений и упругая часть тензора деформаций; T , s — температура и энтропия; φ и h — сопряженная пара термодинамических переменных, которая характеризует дефектность материала (в предлагаемой работе полагается наличие дефектов только одного типа). Здесь второе слагаемое описывает тепловой канал диссипации, последнее слагаемое — канал диссипации, связанный с образованием дефектов. С математической и физической точек зрения оба канала равноправны и описывают разветвление энергии, полученной телом за счет необратимой части работы внешних сил. Чтобы подчеркнуть равноправность каналов диссипации, назовем переменную φ статической температурой, а h — статической энтропией. Переменные φ и h в разных задачах могут определяться по-разному. Здесь, для описания фрагментации металлов в процессе ИПД, под величи-

ной φ подразумевается некоторая удельная энергетическая характеристика, — средняя поверхностная плотность избыточной энергии внутренних границ, — границ зерен. В то же время, величина h представляет объемную плотность суммарной поверхности границ зерен.

Соотношение (1) является эквивалентом первого закона термодинамики после установления в системе некоторого стационарного состояния. Это стационарное состояние не является строго равновесным, так как сопровождается диссипативными процессами. Отметим, что его можно рассматривать как один из видов равновесия в системе, когда процессы, идущие во взаимобратных направлениях, сбалансированы и «не изменяются» во времени. При этом в системе может сформироваться специфическое распределение, типичное для данного состояния.

Если система не достигла стационарного состояния, то в соответствии с общими принципами термодинамики для ее описания необходимо увеличить количество независимых аргументов [9]. Соотношение (1) на этот случай можно обобщить [10] в виде

$$du = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^e + Tds + \chi ds' + \varphi dh. \quad (2)$$

Неравновесное состояние задается набором параметров, два из которых ε_{ij}^e и s описывают часть системы, которая уже пришла к равновесному распределению, а два других s' , h — неравновесную часть системы (χ — неравновесная температура). Полагается, что изменение внутренней энергии является полным дифференциалом от всех четырех переменных. Производные от нее по равновесным переменным дают термодинамические силы σ_{ij} и T , а по неравновесным переменным — обобщенные термодинамические силы χ и φ , стремящиеся привести систему к стационарному состоянию.

В процессе диссипации часть энергии связывается полем тепловых колебаний Ts , часть же — дефектами φh . Осуществляя полное преобразование Лежандра по обоим видам связанной энергии, получим выражение для плотности свободной энергии в виде

$$f = u - Ts - \varphi h. \quad (3)$$

Согласно (1), внутренняя энергия является функцией экстенсивных переменных ε_{ij}^e , s и h , т.е. $u = u(\varepsilon_{ij}^e, s, h)$, а свободная энергия (3) в силу преобразования Лежандра — экстенсивной переменной ε_{ij}^e и двух интенсивных переменных T и φ , т.е. $f = f(\varepsilon_{ij}^e, T, \varphi)$.

Поскольку точное аналитическое выражение для свободной энергии не известно, рассмотрим упрощенную модель, разложив свободную энергию в ряд по ее аргументам вплоть до кубических вкладов:

$$\begin{aligned}
 f(\varphi, T, \varepsilon_{ij}^e) = & f_0' - h_0' \varphi + \frac{1}{2} a' \varphi^2 - \frac{1}{3} b \varphi^3 + \frac{1}{2} \lambda (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \mu (\varepsilon_{ij}^e)^2 - g \varphi \varepsilon_{ii}^e - \\
 & - \frac{1}{2} \bar{\lambda} \varphi (\varepsilon_{ii}^e)^2 - \bar{\mu} \varphi (\varepsilon_{ij}^e)^2 - e \varphi^2 \varepsilon_{ii}^e + \alpha' \varphi \Delta T + \alpha_g \varphi \Delta T \varepsilon_{ii}^e + \beta \varphi^2 \Delta T - \gamma (\Delta T)^2, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где $\Delta T = T - T_0$, T_0 — начальная температура до ИПД для бездефектного состояния. Постоянные h_0' , a' , b выражают зависимость свободной энергии квазиравновесной подсистемы от статической температуры при отсутствии внешних воздействий. Остальные параметры описывают внешние механические, температурные или смешанные воздействия. Упругие напряжения учитываются с точностью до квадратичных вкладов через первые два инварианта тензора деформаций: ε_{ii}^e , $(\varepsilon_{ij}^e)^2 = \varepsilon_{ij}^e \varepsilon_{ji}^e$. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Полагается, что вследствие быстрой релаксации в неравновесной подсистеме напряжения, при которых проявляются кубические вклады по тензору деформаций ε_{ij}^e , не успевают развиваться. Далее при анализе берутся отрицательные значения инварианта ε_{ii}^e , поскольку описывается процесс сжатия деформируемого объекта, что и реализуется при ИПД.

Компоненты деформации ε_{ij}^e являются управляющими параметрами, представляющими внешнее воздействие, и их можно считать константами. Тогда после переобозначения постоянных

$$\begin{aligned}
 f_0 = f_0' + \frac{1}{2} \lambda (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \mu (\varepsilon_{ij}^e)^2, \quad h_0 = h_0' + g \varepsilon_{ii}^e + \frac{1}{2} \bar{\lambda} (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \bar{\mu} (\varepsilon_{ij}^e)^2, \\
 a = a' - 2e \varepsilon_{ii}^e, \quad \alpha = \alpha' + \alpha_g \varepsilon_{ii}^e \quad (5)
 \end{aligned}$$

свободная энергия принимает более простой вид:

$$f(\varphi, T) = f_0 - h_0 \varphi + \frac{1}{2} a \varphi^2 - \frac{1}{3} b \varphi^3 + \alpha \varphi \Delta T + \beta \varphi^2 \Delta T - \gamma (\Delta T)^2. \quad (6)$$

3. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА

Запишем теперь для оставшихся компонент уравнения движения

$$\tau_\varphi \dot{\varphi} = -\frac{\partial f}{\partial \varphi}, \quad \tau_T \dot{T} = -\frac{\partial f}{\partial T}, \quad (7)$$

где введены времена релаксации τ_φ , τ_T соответствующих величин, характеризующие инерционные свойства системы. Измеряя для удобства время в единицах τ_φ , получим двухпараметрическую систему уравнений для параметров состояния

$$\dot{\phi} = h_0 - a\phi + b\phi^2 - \alpha\Delta T - 2\beta\phi\Delta T, \quad (8)$$

$$\tau\dot{T} = -\alpha\phi - \beta\phi^2 + 2\gamma\Delta T, \quad (9)$$

где $\tau \equiv \tau_T / \tau_\phi$. Следует отметить, что в свободной энергии (4), в отличие от [7], дополнительно учтены два последних слагаемых. Первое из них позволяет ввести отрицательную обратную связь между ϕ и T в уравнении (8), второе необходимо для описания самосогласованного поведения ϕ и T .

Используем адиабатическое приближение $\tau_\phi \gg \tau_T$, при котором эволюция температуры T следует за изменениями параметра ϕ . При этом в уравнении (9) можно положить $\tau\dot{T} \approx 0$ и получить зависимость для температуры

$$T = T_0 + \frac{\alpha}{2\gamma}\phi + \frac{\beta}{2\gamma}\phi^2. \quad (10)$$

Подставив ΔT из (10) в (8), получим уравнение типа Ландау–Халатникова

$$\dot{\phi} = -\frac{\partial V}{\partial \phi}, \quad (11)$$

где производная $-\partial V / \partial \phi \equiv F(\phi)$ задает термодинамическую силу F :

$$F(\phi) = h_0 - \left(a + \frac{\alpha^2}{2\gamma}\right)\phi + \left(b - \frac{3\beta\alpha}{2\gamma}\right)\phi^2 - \left(\frac{\beta^2}{\gamma}\right)\phi^3, \quad (12)$$

которая стремится привести параметр ϕ в притягивающий аттрактор, соответствующий стационарному значению. Система при этом описывается термодинамическим потенциалом

$$V(\phi) \equiv -\int_0^\phi F(\phi)d\phi, \quad (13)$$

совпадающим с (6) при использовании подстановки (10).

Стационарные состояния статической температуры ϕ задаются условием экстремума потенциала (13), так как при $\partial V / \partial \phi = 0$, согласно (11), $\dot{\phi} = 0$. При этом максимумы потенциала соответствуют неустойчивым состояниям, а его минимумы — устойчивым. Условие стационарности $\partial V / \partial \phi = 0$ приводит к выражению

$$2\beta^2\phi^3 - (2b\gamma - 3\alpha\beta)\phi^2 + (\alpha^2 + 2a\gamma)\phi - 2h_0\gamma = 0. \quad (14)$$

Таким образом, положения экстремумов потенциала зависят от параметров задачи $a, b, \alpha, \beta, \gamma, h_0$ и не зависят от уровня отсчета

энергии f_0 . Данные экстремумы определяют режимы фрагментации при ИПД.

Решение (14) показано на рис. 1, согласно которому при больших отрицательных значениях инварианта ε_{ij}^e существуют три стационарных состояния, два из которых соответствуют минимуму потенциала $V(\varphi)$ (сплошная и штриховая кривая), а один — его максимуму (штрихпунктирная кривая). Первый минимум может достигаться при нулевом и ненулевом значениях плотности энергии границ зерен φ_0 в зависимости от величины $(\varepsilon_{ij}^e)^2$. Ненулевые значения он принимает только в том случае, когда $(\varepsilon_{ij}^e)^2$ больше некоторой критической величины. Это связано с тем, что при ИПД процесс фрагментации может протекать, когда упругие деформации ε_{ij}^e и связанные с ними напряжения σ_{ij} превышают предел текучести. Стационарные состояния в процессе ИПД могут быть достигнуты только при выполнении этого условия. Если оно не выполняется, то система также может стремиться к стационарным состояниям, однако

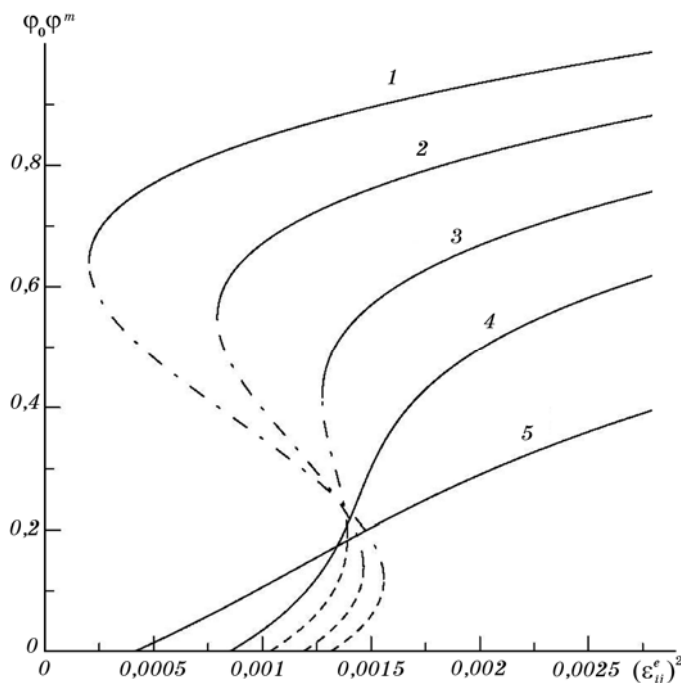


Рис. 1. Зависимость стационарных значений плотности энергии границ зерен φ_0, φ^m [Дж/м²] от инварианта $(\varepsilon_{ij}^e)^2$ при параметрах $h_0' = 0,005 \text{ м}^{-1}$, $\bar{\lambda} = 9,6 \text{ м}^{-1}$, $\bar{\mu} = 105 \text{ м}^{-1}$, $\alpha' = 1,7 \text{ К}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\alpha_s = 31 \text{ К}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $e = 1,55 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{м}$, $g = 3,1 \text{ м}^{-1}$, $a' = 0,3 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{м}$, $\gamma = 2,4 \text{ м}^{-3} \cdot \text{К}^{-2} \cdot \text{Дж}$, $\beta = 2,2 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{м}$, $b = 2,5 \text{ Дж}^{-2} \cdot \text{м}^3$. Кривые 1–5 отвечают значениям $\varepsilon_{ij}^e = -0,05, -0,045, -0,039, -0,032, -0,016$.

с другой, существенно более низкой, скоростью. Отметим, что в возбужденном (деформированном) состоянии предел текучести примерно на 10% выше, чем в равновесном (в сталях повышение предела текучести, обусловленное возбуждением границ зерен, достигало 50%) [11]. Согласно кривым 1–3, меньшее из устойчивых стационарных значений φ_0 отвечает большему размеру зерна (штриховые части кривых), большее (сплошная) — меньшему его размеру. Их разделяет неустойчивое состояние (штрихпунктирная кривая) при значении плотности энергии границ зерен φ^m , которое соответствует максимуму потенциала. Следует отметить, что нулевой минимум отвечает крупнозернистому поликристаллу, а в пределе — монокристаллу. В случае монокристалла изначально реализуется нулевой минимум потенциала, и только когда он становится ненулевым, процесс фрагментации начинает протекать.

Если образец до ИПД уже имеет мелкозернистую структуру (реализуется состояние, близкое к ненулевому минимуму $V(\varphi)$), то, согласно кривой 1, эволюция структуры материала к стационарному состоянию возможна даже при малых значениях $(\varepsilon_{ij}^e)^2$.

Для всех приведенных на рисунке кривых при $(\varepsilon_{ij}^e)^2 = 0$ образец представляет собой монокристалл (или крупнозернистый поликристалл). Если увеличивать деформацию $(\varepsilon_{ij}^e)^2$, то некоторое время реализуется монокристалл ($\varphi_0 = 0$). Согласно кривым 1 и 2, при увеличении $(\varepsilon_{ij}^e)^2$ до значения, когда сосуществуют нулевой и ненулевой минимумы потенциала, процесс фрагментации не может произойти, так как эти минимумы разделены потенциальным барьером (штрихпунктирная линия). Затем нулевой минимум становится ненулевым (пунктирная линия), и происходит непрерывный процесс фрагментации. При дальнейшем увеличении деформации первый минимум исчезает вместе с потенциальным барьером и система по механизму фазового перехода первого рода резко переходит в состояние, описываемое вторым минимумом потенциала (сплошная линия). При этом происходит резкое уменьшение размеров зерен. Известно, что при фазовом переходе первого рода из-за наличия одновременно двух минимумов термодинамического потенциала система может находиться в двух метастабильных фазах [12]. Здесь это означает сосуществование предельных структур с различным размером зерна.

В случае, описываемом кривой 3, в отличие от кривых 1, 2, реализация потенциала одновременно с нулевым и ненулевым минимумами невозможна. В остальном кривые 1–3 эквивалентны.

С последующим уменьшением ε_{ii}^e по абсолютному значению (кривые 4, 5) будет реализоваться непрерывный переход второго рода между монокристаллом и фрагментированным образцом при отсутствии потенциального барьера. При этом возможно формирование только одной предельной структуры.

Критическое значение квадрата сдвиговых деформаций получается из (14) при $\varphi = 0$:

$$(\varepsilon_{ij}^e)^2_c = -\frac{1}{\bar{\mu}} \left(h_0' + g\varepsilon_{ii}^e + \frac{1}{2} \bar{\lambda} (\varepsilon_{ii}^e)^2 \right). \quad (15)$$

В координатах $(\varepsilon_{ij}^e)^2 - \varepsilon_{ii}^e$ (15) представляет кривую второго порядка, ниже которой существует стационарное решение (14), отвечающее минимуму $V(\varphi)$ в точке $\varphi_0 = 0$. На рисунке 1 кривые выходят из точки (15) на оси абсцисс. Поэтому выражение (15) представляет значение второго инварианта, при котором начинает протекать процесс фрагментации. Поскольку (15) содержит величину ε_{ii} , все кривые выходят из разных точек.

На рисунке 2 приведена фазовая диаграмма, где линии отвечают пределам потери устойчивости системы. Кривая 1, ниже которой возможно нулевое стационарное решение, определяется выражением (15). При $\varphi_0 = 0$ отсутствует канал диссипации энергии, связанный с образованием дефектных структур, и система представляет собой монокристалл либо структуру, близкую к нему. Точки 1–4 на фазовой диаграмме соответствуют кривым потенциала на рис. 3,

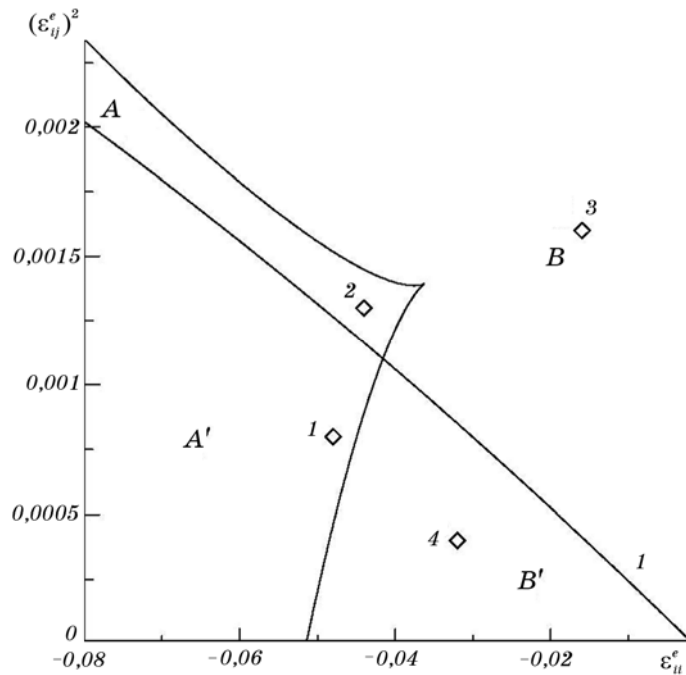


Рис. 2. Фазовая диаграмма системы с областями формирования двух (A, A') и одной (B, B') предельных структур, соответствующая параметрам рис. 1.

который обладает минимумами. Их положения определяются параметрами задачи.

Область A отвечает реализации двух ненулевых минимумов потенциала $V(\varphi)$ (кривая 2 на рис. 3). Здесь наблюдаются две предельные структуры с большим (первый минимум потенциала) и малым (второй минимум) размерами зерна.

Область диаграммы A' подобна области A , но с тем отличием, что первый минимум потенциала здесь нулевой (кривая 1 на рис. 3). Поскольку первая предельная структура формируется при $\varphi_0 = 0$, она представляет собой монокристалл. В этой области в процессе ИПД фрагментация материала может не реализоваться. Следует отметить, что переходы между минимумами потенциала возможны непосредственно во время ИПД. Благодаря им в областях A, A' формируются две предельные структуры, что отвечает режиму, при котором имеет место смесь зерен различного размера. Когда процесс ИПД закончен, следует полагать, что образец сформирован и дальнейшие переходы не осуществляются.

В области больших деформаций B , согласно кривой 3 на рис. 3, формируется одна предельная структура. При увеличении $(\varepsilon_{ij}^e)^2$ размер зерна будет уменьшаться и в пределе $(\varepsilon_{ij}^e)^2 \rightarrow \infty$ обработанный образец представляет аморфную структуру.

Единственный нулевой минимум $V(\varphi)$ (кривая 4 на рис. 3) реализуется в области малых деформаций B' . Здесь система представляет собой монокристалл.

4. КИНЕТИКА УСТАНОВЛЕНИЯ РАВНОВЕСНОГО ЗНАЧЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН

Исследуем кинетику рассматриваемой системы. Для анализа методом фазовой плоскости [13] при заданных соотношениях времен релаксации τ_φ, τ_T необходимо уточнить вид термодинамического потенциала (6) согласно экспериментальным данным. Это связано с тем, что система уравнений (8), (9) в общем случае при произвольных параметрах может оказаться расходящейся и не описывать установление стационарного состояния. В связи с этим для качественного описания рассмотрим упрощенный вариант эволюции системы в рамках адиабатического приближения $\tau_\varphi \gg \tau_T$. При этом исследование сводится к анализу кинетического уравнения Ландау–Халатникова (11), которое в явном виде представляется как

$$\dot{\varphi} = h_0 - \left(a + \frac{\alpha^2}{2\gamma} \right) \varphi + \left(b - \frac{3\beta\alpha}{2\gamma} \right) \varphi^2 - \left(\frac{\beta^2}{\gamma} \right) \varphi^3. \quad (16)$$

Релаксационные временные зависимости $\varphi(t)$, полученные при численном решении дифференциального уравнения (16) и соответ-

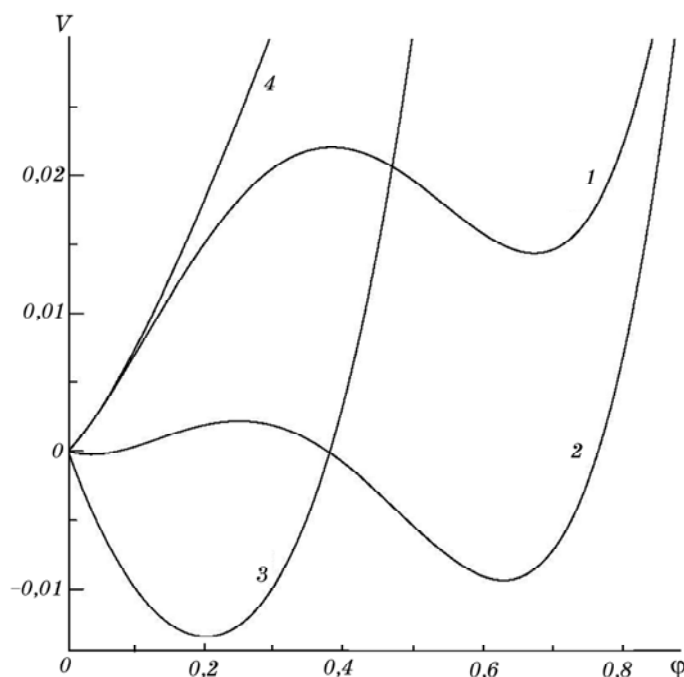


Рис. 3. Зависимость термодинамического потенциала V [Дж/м³] (13) от плотности энергии границ зерен ϕ [Дж/м²] при параметрах рис. 1. Кривые 1–4 отвечают значениям инварианта $(\varepsilon_{ij}^e)^2 = 0,0008, 0,0013, 0,0016, 0,0004$ и следа тензора деформации $\varepsilon_{ii}^e = -0,048, -0,044, -0,016, -0,032$ соответственно (точки 1–4 на рис. 2).

ствующие параметрам рис. 2, для различных областей фазовой диаграммы приведены на рис. 4. Рисунки 4, *a–г* соответствуют точкам 1–4 рис. 2.

На рисунке 4, *a* показаны зависимости, описывающие фрагментацию материала в области A' фазовой диаграммы при различных начальных условиях $\phi(t=0)$. Соответствующий потенциал показан кривой 1 на рис. 3. Первое устанавливающееся стационарное значение (при малых начальных ϕ) находится в отрицательной области ϕ . Это связано с тем, что на самом деле первый минимум потенциала реализуется при $\phi < 0$.

Однако, поскольку отрицательные значения ϕ не имеют физического смысла, следует считать, что при достижении нулевого значения плотности энергии границ зерен перестает убывать и система переходит в режим $\dot{\phi} = 0$. Согласно рисунку, в зависимости от начальных условий может реализоваться как монокристалл (когда система выходит на стационарное значение, описываемое прямой 1), так и мелкозернистая предельная структура (прямая 2).

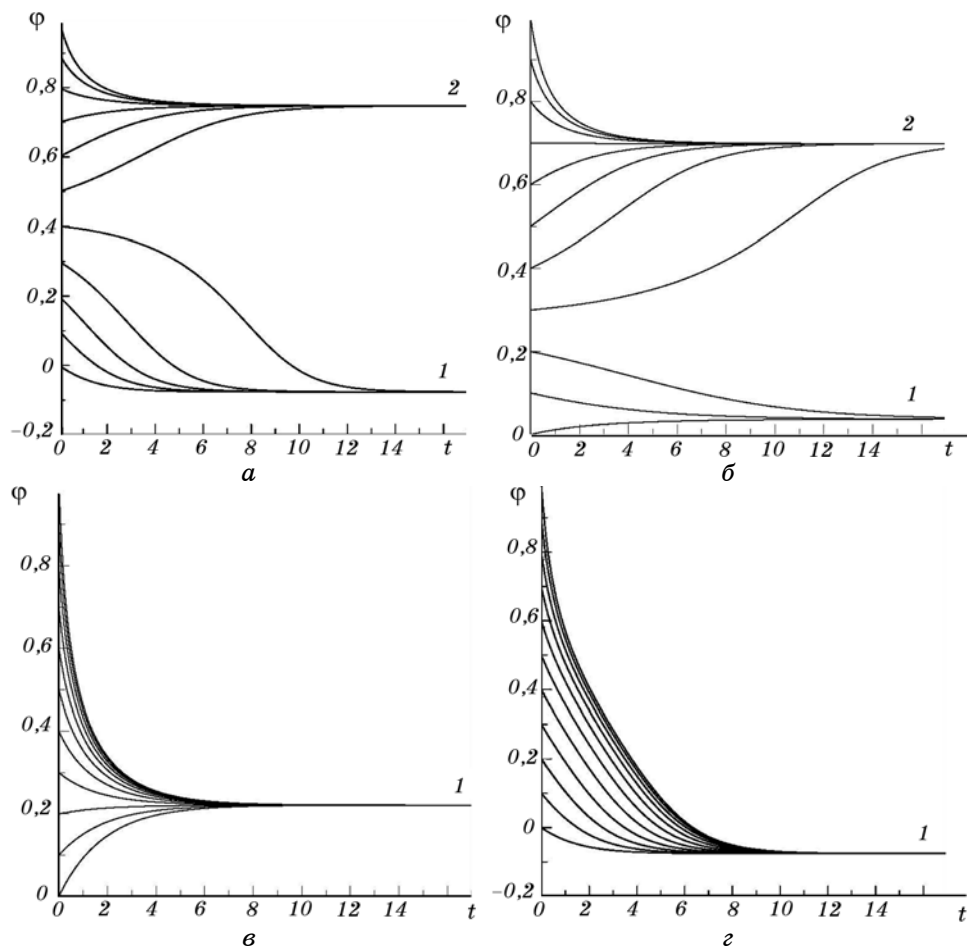


Рис. 4. Релаксационные зависимости $\varphi(t)$ [Дж/м²], полученные при решении уравнения (16) для параметров рис. 2. Рисунки *a–г* соответствуют точкам 1–4 на рис. 2. Время t [Дж/м] измерено в единицах $\tau_\varphi = [\text{Дж}^{-1} \cdot \text{м} \cdot \text{с}]$.

Временные зависимости, соответствующие области *A* фазовой диаграммы, показаны на рис. 4, *б*. Его отличие от предыдущего заключается в том, что здесь первая стационарная точка реализуется в положительной области плотностей энергии границ зерен φ . Соответственно формируются две предельные структуры с крупным (прямая 1) и более мелким (прямая 2) зерном.

Область *B* диаграммы представлена на рис. 4, *в*. Здесь существует одно стационарное состояние (прямая 1), отвечающее единственному минимуму потенциала $V(\varphi)$ (кривая 3 на рис. 3). При любых начальных условиях система релаксирует к этому значению и образуется предельная структура с соответствующим размером зерна.

Последней области B' диаграммы соответствует рис. 4, z . Поскольку минимум потенциала $V(\varphi)$ наблюдается при $\varphi < 0$, стационарное значение формируется в отрицательном диапазоне φ . Как и для рис. 4, a , φ_0 следует считать нулевым. При этом в результате быстрой релаксации системы к стационарной точке формируются крупные монокристаллические зерна. Соответствующий потенциал показан кривой 4 на рис. 3.

В заключение отметим, что первое слагаемое h_0 в (16) описывает некоторый постоянный источник дефектов, приводящий к росту параметра φ . Большие значения h_0 смещают стационарные точки задачи в область более высоких значений дефектности и способствуют формированию более мелких зерен. Существование этого источника связано с дефектностью материала более глубоких структурных уровней — наличием дислокационной подструктуры, примесей и т.д. В частности, в случае сплавов этим параметром определяется зависимость предельного размера зерна от процентного содержания легирующих элементов. Так, например, в экспериментальной работе А. А. Мазилкина и др. [14] для сплавов на основе алюминия приведены данные, из которых следует, что средний размер зерна в сплавах Al–Mg составляет 150 и 90 нм для 5 и 10% Mg; для сплавов Al–5% Zn–2% Mg и Al–10% Zn–4% Mg величина зерна равна соответственно 150 и 120 нм (до деформации — 500 мкм). Это подтверждает указанную выше закономерность.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенное в статье рассмотрение, базирующееся на принципах теории фазовых переходов Ландау, дает целостную картину основных режимов обычной и интенсивной пластичности. Данный подход позволяет описать существование предельной (стационарной) зеренной структуры, которая достигается в процессе ИПД (ненулевой минимум термодинамического потенциала). Крупнозернистое состояние материала (в пределе монокристалл) связывается с нулевым минимумом свободной энергии и в контексте теории его также можно рассматривать как своего рода предельную структуру, которая будет равновесной относительно обычной пластичности. Показано, что переход от крупнозернистой структуры к мелкозернистой в процессе ИПД может проходить по сценарию фазового перехода первого и второго рода. Построена фазовая диаграмма, где величины первых двух инвариантов упругой части тензора деформации ε_{ii}^e и $(\varepsilon_{ij}^e)^2$ определяют области реализации различных типов предельных структур. Минимумы термодинамического потенциала $V(\varphi)$ соответствуют формированию предельных структур с различным размером зерна. На фазо-

вой диаграмме выделено четыре области — две с существованием одной предельной структуры и две с существованием двух. В этих областях предельная структура может формироваться как при нулевой плотности энергии границ зерен (крупные монокристаллические зерна), так и при ненулевом ее значении (более мелкие зерна). Для всех областей в рамках адиабатического приближения (когда изменение температуры следует за изменением плотности энергии границ зерен) для анализа кинетического уравнения типа Ландау–Халатникова приведены релаксационные зависимости $\phi(t)$. Согласно последним, тип формируемой предельной структуры зависит от начальных значений плотности энергии границ зерен. Установлено, что с увеличением упругих деформаций размер зерен в предельных структурах уменьшается.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ja. E. Beigelzimer, *Mech. of Material*, **17**: 753 (2005).
2. Я. Е. Бейгельзимер, В. Н. Варюхин, Д. В. Орлов, С. Г. Сынков, *Винтовая экструзия — процесс накопления деформаций* (Донецк: ТЕАН: 2003).
3. В. В. Шпейзман, В. И. Николаев, Б. И. Смирнов и др., *ФТТ*, **42**: 1034 (2000).
4. А. С. Кальченко, А. В. Мац, И. М. Неклюдов и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 5: 585 (2005).
5. Л. С. Метлов, А. Ф. Морозов, *ФТВД*, **11**, № 2: 93 (2001).
6. Л. С. Метлов, *Деформация и разрушение материалов*, № 2: 40 (2007).
7. Л. С. Метлов, *Вестн. Донецкого ун-та. Естественные науки*, **1**: 269 (2006).
8. Л. С. Метлов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **29**, № 3: 335 (2007).
9. И. П. Базаров, *Термодинамика* (Москва: Высшая школа: 1991).
10. Л. С. Метлов, *Вестн. Донецкого ун-та. Естественные науки*, **2**: 169 (2006).
11. А. И. Олемской, Р. З. Валиев, А. В. Хоменко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **21**, № 4: 43 (1999).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика* (Москва: Наука: 1995), ч. 1.
13. А. И. Олемской, А. В. Хоменко, *ЖЭТФ*, **110**, вып. 6(12): 2144 (1996).
14. А. А. Мазилкин, Б. Б. Страумал, С. Г. Протасова и др., *ФТТ*, **49**: 824 (2007).