

# Локализация пластической деформации в ультрамелкозернистых Al и Al–Li при температурах 4,2–350 К

Н.В. Исаев, П.А. Забродин, А.В. Русакова

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины*

*пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: isaev@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 27 марта 2012 г.

Исследована пластичность крупнозернистых (КЗ) и ультрамелкозернистых (УМЗ) образцов Al и Al–Li, полученных путем интенсивной пластической деформации. Температурные зависимости равномерной деформации  $\epsilon_u(T)$  до начала ее локализации в виде шейки рассматриваются как результат эволюции плотности дислокаций и влияния границ зерен. Уменьшение  $\epsilon_u$  с ростом температуры вызвано увеличением скорости аннигиляции винтовых дислокаций, которая определяется зеегеровским напряжением поперечного скольжения. Резкое уменьшение  $\epsilon_u$  УМЗ материалов по сравнению с КЗ объясняется ростом их предела текучести и снижением скорости деформационного упрочнения вследствие усиления роли границ зерен как препятствий, источников и стоков дислокаций. В этом случае распределения деформации и микротвердости вдоль образца становятся сильно неоднородными, а величина  $\epsilon_u$  в качестве меры пластичности не отражает высокую локальную пластичность изученных материалов.

Досліджено пластичність крупнозернистих (КЗ) та ультрадрібнозернистих (УДЗ) зразків Al та Al–Li, які отримано шляхом інтенсивної пластичної деформації. Температурні залежності рівномірної деформації  $\epsilon_u(T)$  до початку локалізації у вигляді шийки розглядаються як результат еволюції щільності дислокацій та впливу границь зерен. Зменшення  $\epsilon_u$  зі зростанням температури викликано збільшенням швидкості анігіляції гвинтових дислокацій, яка визначається зеєгерівською напруженою поперечного ковзання. Різке зменшення  $\epsilon_u$  УДЗ матеріалів у порівнянні з КЗ пояснюється зростанням напруження текучості та зниженням швидкості деформаційного зміцнення внаслідок посилення ролі границь зерен як перешкод, джерел та стоків дислокацій. У цьому випадку розподіл деформації та микротвердості уздовж зразка стає сильно неоднорідним, а величина  $\epsilon_u$  як міра пластичності не відображає високу локальну пластичність вивчених матеріалів.

PACS: 62.20.F– Деформация и пластичность;

62.20.–x Механические свойства твердых тел.

Ключевые слова: пластическая деформация, микрозернистая структура, сплавы алюминия, образование шейки.

## 1. Введение

Широкое технологическое применение микро- и нанокристаллических металлов, подвергнутых интенсивной пластической деформации, ограничивается тем, что рост их прочности в результате измельчения зерна сопровождается потерей пластичности [1,2]. При деформации растяжением в качестве характеристики пластичности кристаллического образца рассматривается величина равномерной деформации  $\epsilon_u$  до начала ее локализации в виде шейки, когда образец теряет

механическую устойчивость. Это происходит, если скорость деформационного упрочнения перестает компенсировать рост напряжения вследствие уменьшения поперечного сечения образца, т.е. нарушается известный критерий Консидера:

$$d\sigma/d\epsilon \geq \sigma, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — истинное напряжение,  $\epsilon$  — истинная деформация. Таким образом, условием высокой пластично-

сти металла является сочетание высокой скорости деформационного упрочнения  $\theta = d\sigma/d\varepsilon$  и низкого уровня напряжения течения. Как известно, для металлов с микро- и нанозернистой структурой это условие, как правило, не выполняется, что приводит к нарушению критерия (1) уже при малых деформациях.

В настоящее время установлено, что в области низких и умеренных температур пластическая деформация ГЦК металлов с микронным и субмикронным размером зерна сохраняет свою дислокационную природу, а для деформирующего напряжения, обусловленного взаимодействием дислокаций, справедливо соотношение Тейлора [3]:

$$\sigma(\varepsilon) = m\alpha\mu b\rho(\varepsilon)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\rho$  — средняя плотность дислокаций,  $\alpha$  — константа взаимодействия дислокаций,  $\mu$  — модуль сдвига,  $b$  — длина вектора Бюргерса,  $m$  — фактор Тейлора для поликристалла. Из (2) следует, что для определения величины равномерной деформации  $\varepsilon_u$  необходимо знать вид зависимости  $\rho(\varepsilon)$ , которая определяет форму кривой деформации  $\sigma(\varepsilon)$  для данной исходной структуры и температуры. На основе феноменологических представлений параболическая зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  для обычных поликристаллов с ГЦК решеткой при низких и умеренных температурах объясняется балансом процессов накопления дислокаций при их взаимодействии с «лесом» и аннигиляции дислокаций путем поперечного скольжения [4]. Связь структурных факторов, таких как размер зерна, легирование, энергия дефекта упаковки с эволюцией плотности дислокаций  $\rho(\varepsilon)$  и формой кривой растяжения для металлов и сплавов с ГЦК решеткой, проанализирована в [5–7] путем решения кинетических уравнений для средней плотности дислокаций. В результате анализа установлено, что низкий ресурс пластичности микро- и нанозернистых поликристаллов объясняется, с одной стороны, увеличением их предела текучести за счет границ зерен, с другой стороны, снижением коэффициента деформационного упрочнения вследствие изменения баланса процессов накопления и аннигиляции дислокаций как в объеме, так и в границах зерен. При этом учитывалось, что термически активированные механизмы аннигиляции дислокаций во многом определяют температурные зависимости прочности и пластичности материалов [8].

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение влияния размера зерна и температуры на локализацию пластической деформации при растяжении поликристаллов чистого Al и сплава Al–Li и анализ полученных результатов в рамках дислокационно-кинетического подхода [5–8] к проблеме эволюции плотности дислокаций в кристалле.

## 2. Методика

Объектами исследования служили крупнозернистые (КЗ) и ультрамелкозернистые (УМЗ) поликристаллы технического чистого Al и сплава Al–3,8 ат. % Li. В качестве исходных КЗ материалов использовали заготовки Al в виде литья и Al–Li в виде проката. Исходные УМЗ заготовки получали путем интенсивной пластической деформации чистого Al методом равноканального углового прессования (РКУП), а сплава Al–Li — методом комбинированной прямой и равноканальной угловой гидроэкструзии (ГЭ и УГЭ). Схема РКУП Al подробно описана ранее в [9], а схема ГЭ и УГЭ Al–Li — в [10]. Из полученных КЗ и УМЗ заготовок с помощью электроискровой резки и специального штампа получали плоские образцы для растяжения в форме двойной лопатки с размерами рабочей части  $15 \times 3 \times 0,9$  мм. Перед растяжением КЗ образцы Al отжигали при 473 К и медленно охлаждали, а КЗ образцы Al–Li отжигали при 823 К и закачивали в ледяную воду. Микроструктуру КЗ и УМЗ образцов исследовали методами оптической и трансмиссионной микроскопии. Результаты структурных исследований подробно описаны в работах [9,10]. Средний размер зерна  $d$  в отожженных КЗ поликристаллах составлял: Al ~ 100 мкм; Al–Li ~ 600 мкм. В УМЗ поликристаллах средний размер зерна составлял: Al ~ 1 мкм (после 4–8 проходов РКУП [9]), Al–Li ~ 2 мкм (после комбинированной ГЭ и УГЭ по схеме С4 [10]).

Образцы деформировали путем квазистатического растяжения в деформационной машине с криостатом для жидкого гелия при температурах 4,2, 77, 155, 295 и 350 К и постоянной скорости штока, которая соответствовала начальной скорости деформации  $\dot{\varepsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . По диаграммам «нагрузка–время» рассчитывали кривые растяжения  $\sigma$ – $\varepsilon$  (с учетом изменения поперечного сечения) и кривые  $d\sigma/d\varepsilon$ – $\varepsilon$ , по которым определяли условный предел текучести  $\sigma_0$ , предел прочности  $\sigma_m$  и деформацию  $\varepsilon_u$ , соответствующую условию  $d\sigma/d\varepsilon = \sigma$ . Погрешность графической оценки  $\varepsilon_u$  составляла  $\pm 0,03$ . Величину  $\varepsilon_u$ , которая является средней характеристикой пластичности, сравнивали с локальной деформацией различных участков образца. С этой целью перед растяжением на полированную поверхность образца с помощью индентора наносили метки с шагом 0,43 мм, затем образец деформировали при фиксированной температуре до некоторой промежуточной деформации  $\varepsilon < \varepsilon_u$  и разгружали. С помощью оптического микроскопа при комнатной температуре измеряли расстояние между соседними метками и определяли локальную деформацию в зависимости от продольной координаты. После этого образец вновь охлаждали до первоначальной температуры и деформировали с заданной скоростью. Кроме этого, методом микротвердости определяли локальное упрочнение образца после растяжения при фиксированной температуре. Микро-

твердость по Виккерсу измеряли на недеформированном (лопатка) и деформированном участках образца при комнатной температуре с помощью стандартного твердомера ПМТ-3 при нагрузке 1,0 Н и времени нагружения 10 с. С помощью растрового микроскопа JSM-6490 LV получали и сравнивали фрактограммы поверхности разрыва поликристаллов, деформированных при различных температурах.

### 3. Результаты

Влияние размера зерна и температуры на величину равномерной пластической деформации  $\epsilon_u$ , рассчитанную при условии  $d\sigma/d\epsilon = \sigma$  по кривым растяжения чистого Al и сплава Al-Li, иллюстрирует рис. 1. Основная часть экспериментальных данных (символы) получена авторами в настоящей работе и ранее в [9–11]. Данные для КЗ поликристаллов Al при 4,2 К взяты из [12]. Видно, что для КЗ и УМЗ поликристаллов при низких тем-

пературах деформация  $\epsilon_u$  монотонно уменьшается с ростом температуры. При фиксированной  $T$  величина  $\epsilon_u$  в Al выше, чем в сплаве Al-Li. В случае УМЗ материалов монотонный характер зависимостей  $\epsilon_u(T)$  нарушается при 350 К, где величина  $\epsilon_u$  больше, чем при комнатной температуре. Минимальные значения  $\epsilon_u \leq 0,05$ , соответствующие локализации деформации вблизи условного предела текучести, наблюдаются при промежуточных температурах 155 и 295 К в УМЗ Al-Li (рис. 1(б)). Причины влияния размера зерна и температуры на величину  $\epsilon_u$  как усредненную характеристику макроскопической локализации деформации в виде шейки обсуждаются в следующем разделе.

Распределение локальной пластической деформации  $\epsilon_i(x_i)$  вдоль образцов при растяжении иллюстрируют рис. 2 и 3, где  $\epsilon_i$  — относительное удлинение интервала

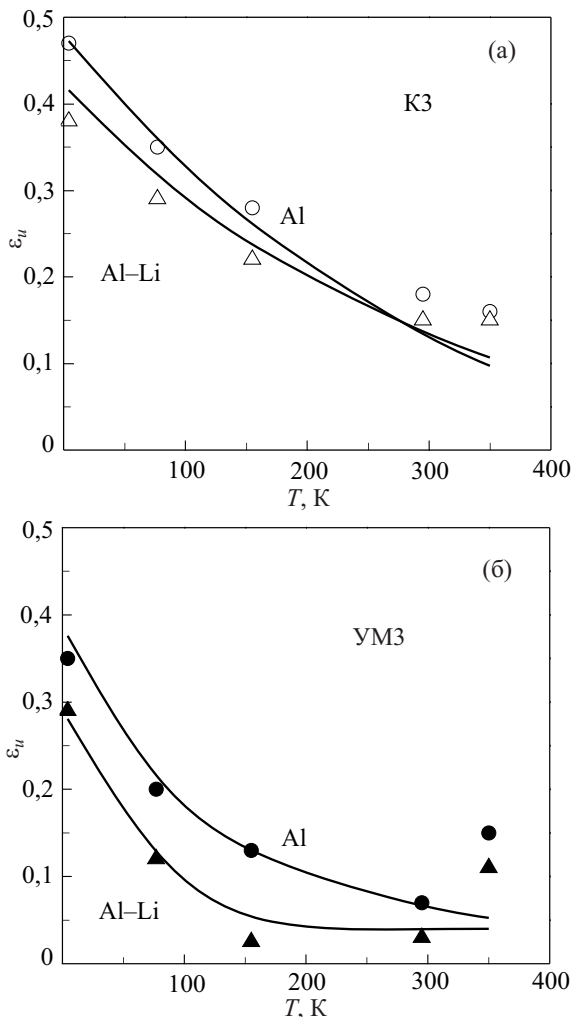


Рис. 1. Равномерная пластическая деформация  $\epsilon_u$  до начала локализации в виде шейки в зависимости от температуры для КЗ (а) и УМЗ (б) Al и Al-Li. Символы — данные эксперимента, кривые — результаты расчета согласно выражению (7).

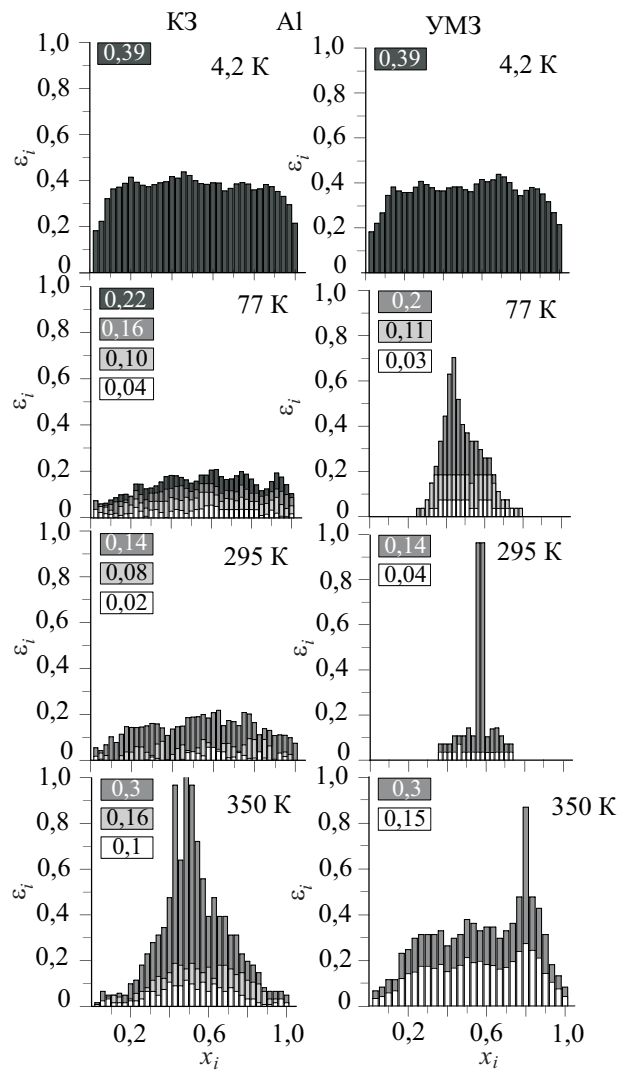


Рис. 2. Распределение локальной пластической деформации  $\epsilon_i(x_i)$  в КЗ (слева) и УМЗ (справа) образцах Al при различных температурах,  $x_i$  — относительная координата интервала между  $i$ -й и  $i+1$ -й метками индентора. Тоновой штриховкой обозначены распределения при указанной цифрами средней деформации образца.

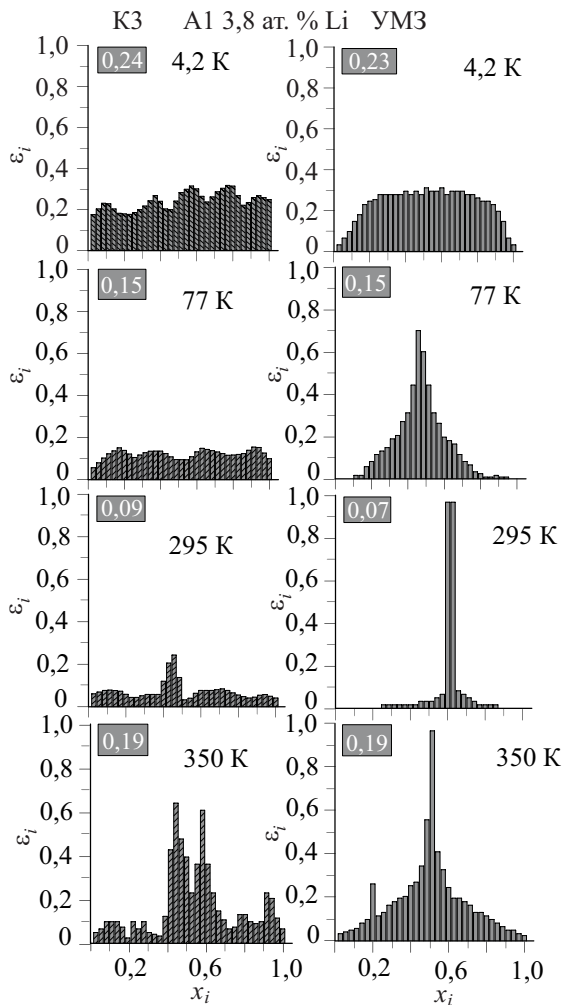


Рис. 3. Распределение локальной пластической деформации  $\varepsilon_i(x_i)$  в КЗ (слева) и УМЗ (справа) образцах Al-Li при различных температурах. Обозначения те же, что и на рис. 2.

между  $i$ -й и  $i+1$ -й метками индентора,  $x_i$  — относительная координата интервала,  $x_i = 0$  и  $x_i = 1$  соответствуют границам рабочей части образца (между захватами деформационной установки). Тоновой штриховкой выделены распределения  $\varepsilon_i(x_i)$  при разном уровне средней деформации образца  $\varepsilon$  (указано цифрами) с заданной скоростью. На рис. 2 приведены данные для КЗ (слева) и УМЗ (справа) алюминия при четырех температурах. В случае КЗ алюминия средняя деформация  $\varepsilon$ , при которой распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  остается условно однородным тем меньше, чем выше температура. Так, при 4,2 и 77 К однородное распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  наблюдается даже при больших средних деформациях  $\varepsilon = 0,39$  и  $0,22$  соответственно. При 295 К однородный характер  $\varepsilon_i(x_i)$  сохраняется до  $\varepsilon = 0,15$ – $0,20$ , а при 350 К — до деформаций не более  $\varepsilon = 0,1$ . Такая тенденция качественно согласуется с монотонно убывающей зависимостью равномерной деформации  $\varepsilon_u(T)$  на кривых растяжения для КЗ алюминия (см. рис. 1(a)). В случае УМЗ алюминия сравнительно однородное распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  наблюдается

только при температуре 4,2 К. В отличие от КЗ, деформация УМЗ образца уже при 77 К локализована в средней части (при близких значениях средней деформации  $\varepsilon = 0,10$  и  $0,11$ ). Сильно неоднородный характер  $\varepsilon_i(x_i)$  наблюдается при 295 К и  $\varepsilon = 0,14$ . Однако при температуре 350 К и  $\varepsilon = 0,15$  распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  в УМЗ Al становится более однородным, чем при 295 К. Полученные результаты качественно согласуются с зависимостью  $\varepsilon_u(T)$  для УМЗ алюминия (рис. 1(б)).

Распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  в КЗ и УМЗ образцах Al-Li при различных температурах иллюстрирует рис. 3. Видно, что при температуре 4,2 К и  $\varepsilon = 0,23$  деформация в сплаве, как и в чистом Al, распределяется однородно независимо от микроструктуры образца. Периодический характер  $\varepsilon_i(x_i)$  в КЗ образце при 4,2 К можно объяснить наличием крупных зерен, диаметр которых больше, чем расстояние между метками индентора. При температурах 77 и 295 К и малых значениях  $\varepsilon$  деформация в УМЗ Al-Li локализована сильнее, чем в КЗ. При 350 К и  $\varepsilon = 0,19$  распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  в УМЗ Al-Li становится более однородным, чем при 295 К.

Влияние структуры и температуры на однородность распределения локальной деформации  $\varepsilon_i(x_i)$  можно оценить по величине коэффициента вариации

$$v = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{\varepsilon} - \varepsilon_i)^2}}{\bar{\varepsilon}}, \quad \text{где } \bar{\varepsilon} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \varepsilon_i. \quad (3)$$

Как правило, при  $v > 0,4$  распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  считается существенно неоднородным, а величина  $\bar{\varepsilon}$  является не репрезентативной (нетипичной). В нашем случае погрешность вычисления  $v$  определяется погрешностью оптического микроскопа при измерении длины  $i$ -го интервала, а среднее значение  $\bar{\varepsilon} \approx \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — относительное удлинение всего образца при заданной скорости штока. При малых  $\varepsilon$  и заданном числе меток  $n = 36$  погрешность  $v$  достигает  $\pm 0,2$ , поэтому существенно неоднородным будем считать распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  при  $v > 0,6$ . По определению  $v$  уменьшается с ростом  $\bar{\varepsilon}$  при постоянной величине среднего квадратического отклонения, поэтому практический интерес для обсуждения однородности  $\varepsilon_i(x_i)$  представляют интервалы, где  $v$  не зависит от деформации или увеличивается с деформацией. На рис. 4 построены зависимости  $v$  от деформации  $\varepsilon$  для КЗ и УМЗ алюминия. Видно, что при температурах 4,2 и 77 К значения параметра  $v \leq 0,6$  относятся к случаям условно однородного распределения  $\varepsilon_i(x_i)$  (см. рис. 2) и больших равномерных деформаций  $\varepsilon_u$  (см. рис. 1). Так, при 4,2 К в широком интервале  $\varepsilon$  значениям  $v < 0,3$  соответствуют условно однородное распределение  $\varepsilon_i(x_i)$  (рис. 2) и высокие значения  $\varepsilon_u \sim 0,48$ – $0,37$  (см. рис. 1) для КЗ и УМЗ Al. В УМЗ Al при 77 К и больших  $\varepsilon$  коэффициент  $v > 0,6$  соответ-

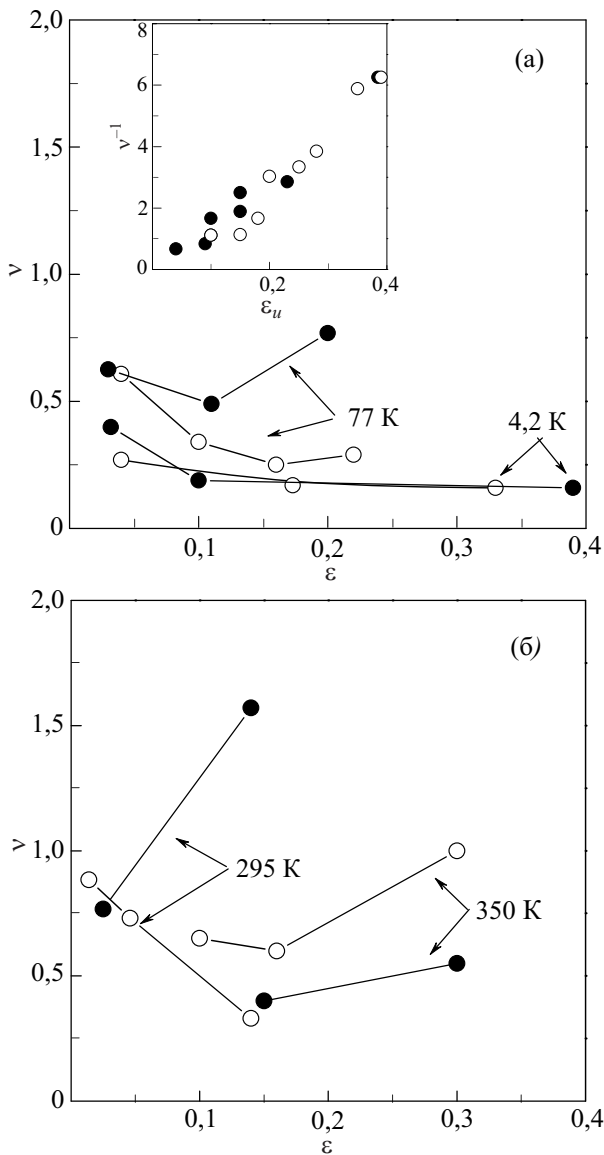


Рис. 4. Коэффициент вариации  $v$ , определяемый выражением (3), в зависимости от средней деформации  $\varepsilon$  чистого Al при 4,2 и 77 К (а); 295 и 350 К (б). Светлые символы — КЗ, темные символы — УМЗ образцы. На вставке: корреляция между  $v^{-1}$  и величиной равномерной деформации  $\varepsilon_u$ .

вует существенно неоднородному распределению  $\varepsilon_i(x_i)$  (рис. 2), когда величина  $\varepsilon_u$  уменьшается до 0,20 (см. рис. 1). Сильной локализации деформации в УМЗ Al при 295 К соответствует  $v \approx 1,6$  (рис. 4(б)), когда понятие средней деформации теряет смысл. При 350 К коэффициент  $v$  для УМЗ Al несколько меньше, чем для КЗ, что согласуется с данными на рис. 1, 2, свидетельствующими об увеличении пластичности УМЗ алюминия при высокой температуре.

Зависимости  $v(\varepsilon)$  для сплава Al–Li аналогичны приведенным на рис. 4 с той лишь разницей, что при фиксированной температуре коэффициент  $v$  в сплаве несколько выше, чем в чистом алюминии. Это иллюстрирует рис. 5, где построены зависимости  $v(T)$  для Al и Al–Li при максимальных значениях  $\varepsilon$ , указанных

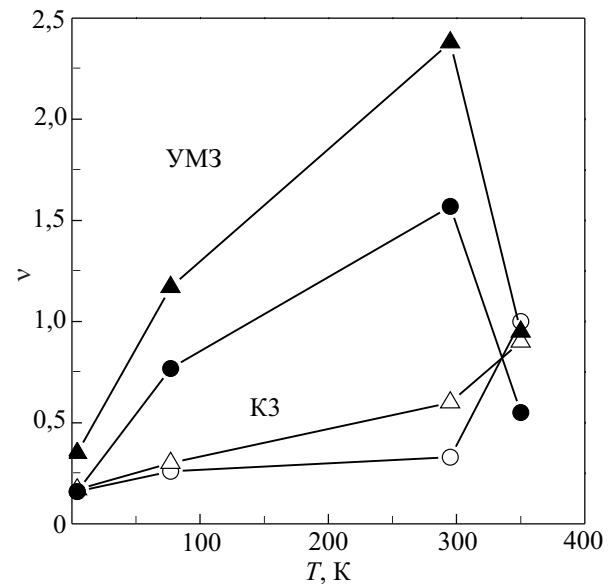


Рис. 5. Коэффициент вариации  $v$  в зависимости от температуры для Al (кружки) и Al–Li (треугольники). Светлые символы — КЗ, темные символы — УМЗ образцы.

цифрами на рис. 2, 3. Видно, что условие  $v > 0,6$  выполняется для УМЗ материалов уже при  $T > 77$  К, а для КЗ при более высоких температурах, что качественно согласуется с изменением вида зависимости  $\varepsilon_u(T)$  в результате измельчения зерна.

Таким образом, влияние структуры и температуры на коэффициент вариации  $v$  в (3), который отражает степень неоднородности распределения пластической деформации  $\varepsilon_i(x_i)$ , согласуется с изменением величины равномерной деформации  $\varepsilon_u$ , рассчитанной по кривым растяжения при условии  $\theta = \sigma$ . Для распределений  $\varepsilon_i(x_i)$  при фиксированной  $T$  и больших деформациях  $\varepsilon \approx \varepsilon_u$  коэффициент  $v$  обратно пропорционален величине  $\varepsilon_u$  (см. вставку на рис. 4), при этом чем больше  $v$ , тем менее репрезентативной становится величина средней деформации  $\varepsilon$ , определяемая по кривой растяжения.

Локальная пластическая деформация, как правило, вызывает локальное упрочнение материала, которое можно оценить методом микроиндентирования [13]. Для корректности сравнение распределения деформации и микротвердости вдоль оси растяжения проводилось на одном и том же образце. Полученные результаты для двух УМЗ образцов Al–Li, деформированных при 4,2 и 77 К, приведены на рис. 6. Здесь изменение микротвердости  $\Delta H_V = H_V - H_{V0}$ , где  $H_V$  — значение микротвердости в заданной точке на оси образца,  $H_{V0} = 615$  МПа — значение микротвердости, измеренное на недеформированном участке (лопатке). Видно, что в пределах экспериментальной погрешности распределения  $\Delta H_V(x_i)$  и  $\varepsilon_i(x_i)$  коррелируют между собой: увеличение микротвердости наблюдается только на тех участках образца, где имеет место локальная пластическая

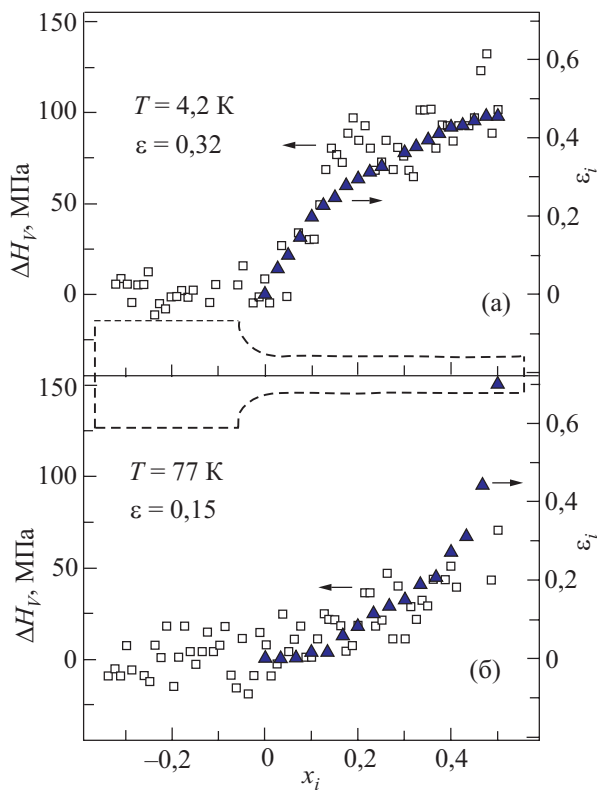


Рис. 6. Корреляция между приращением микротвердости  $\Delta H_V(x_i)$  (светлые символы) и локальной пластической деформацией  $\varepsilon_i(x_i)$  (темные символы) в УМЗ образце Al-Li, деформированном до разрыва при 4,2 и 77 К. Микротвердость в области лопатки  $\Delta H_{V_0} = 615$  МПа.

деформации, причем большей деформации соответствует большее приращение микротвердости. Следует отметить, что с повышением температуры до 295 и 350 К указанная корреляция нарушается, а именно, даже большая локальная деформация (до  $\varepsilon_i \approx 1$ ) не сопровождается заметным приращением микротвердости  $\Delta H_V$ . Отсутствие локального упрочнения при растяжении и является причиной сильной локализации пластической деформации, наблюдаемой при 295 и 350 К. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в следующей работе.

Ясно, что температура эксперимента влияет не только на вид  $\varepsilon_i(x_i)$ ,  $\Delta H_V(x_i)$  и величину равномерной деформации  $\varepsilon_u$ , но и на характер разрушения материала. Поскольку при низких температурах соответствующие литературные данные ограничены, на рис. 7 представлены микрофотографии поверхностей разрыва образцов УМЗ Al-Li при температурах 4,2–350 К. Видно, что все поверхности имеют типичную для алюминия и его сплавов ямочную структуру, образовавшуюся в результате слияния первичных микропор и пластического сдвига, характерного для вязкого разрушения [14,15]. При температуре 4,2 К (рис. 7(а)) края ямок сильно вытянуты вследствие больших предшествующих деформаций. При 77 и 295 К края ямок менее

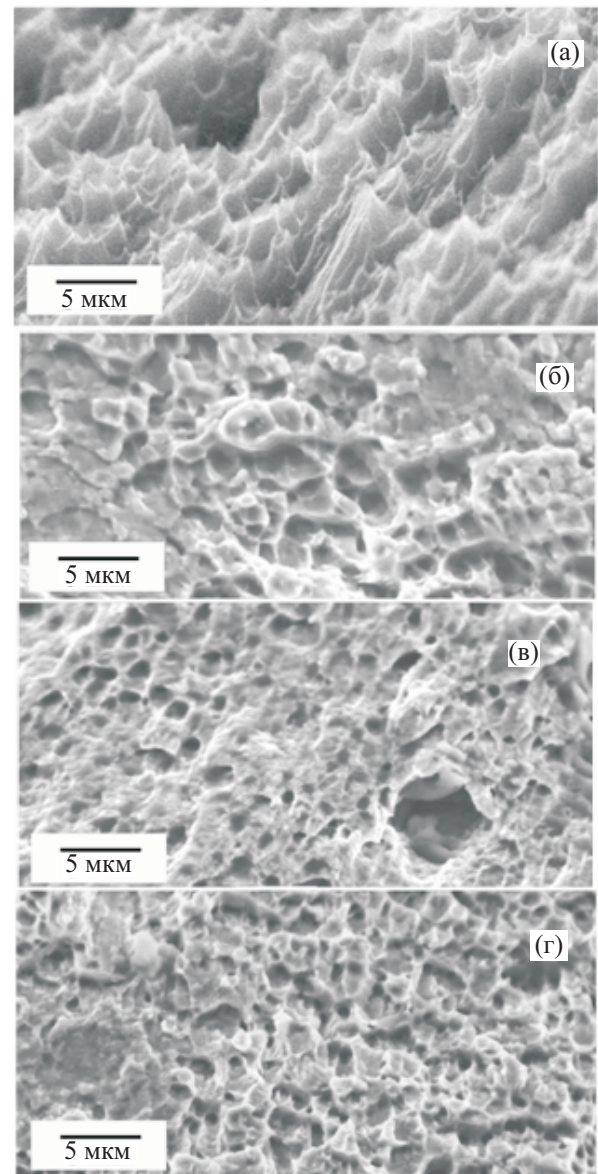


Рис. 7. Поверхности разрыва УМЗ поликристаллов Al-Li при температурах 4,2 (а), 77 (б), 295 (в) и 350 К (г) (сканирующая электронная микроскопия).

вытянуты, на поверхности разрыва видны плоские участки (рис. 7(б),(в)). С повышением температуры до 350 К плотность ямок увеличивается, а их края вновь сильно вытянуты (рис. 7(г)). Влияние температуры на элементы вязкого разрушения УМЗ Al-Li качественно согласуется с немонотонной температурной зависимостью соответствующей величины  $\varepsilon_u$  (рис. 1(б)), пропорциональной степени пластической деформации, предшествующей разрушению.

#### 4. Обсуждение

При обсуждении экспериментальных данных о влиянии структуры и температуры на локализацию пластической деформации в чистом Al и сплаве Al-Li

воспользуемся представлениями о деформационном (дислокационном) упрочнении металлов с ГЦК решеткой [4,16] и результатами анализа уравнений дислокационной кинетики [5–8]. Ограничимся случаем, когда напряжение течения описывается выражением (2), а вид зависимости  $\rho(\gamma)$ , где  $\gamma = m\varepsilon$ , определяется балансом процессов накопления дислокаций при их взаимодействии с «лесом» и аннигиляции дислокаций путем поперечного скольжения. В этом случае при низких и умеренных температурах справедливо уравнение [5,7]

$$d\rho/d\gamma = k_f \rho^{1/2} - k_a \rho. \quad (4)$$

Первый член в правой части уравнения (4) описывает процесс размножения дислокаций на дислокациях леса ( $bk_f \approx 10^{-2}$  — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций при взаимодействии с дислокациями леса). Он определяет линейную стадию кривой упрочнения, где длина свободного пробега дислокаций пропорциональна расстоянию между дислокациями,  $\Lambda \sim \rho^{-1/2}$ . Второй член определяет скорость аннигиляции винтовых участков дислокационных петель ( $h_a = bk_a$  — эффективное расстояние аннигиляции), зависящую от температуры и скорости деформации. Этот член уравнения описывает третью стадию деформационного упрочнения, стадию динамического возврата (recovery).

Для поликристаллов решение (4) и его подстановка в (2) приводит к следующему выражению для напряжения течения  $\sigma = m\tau$ :

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_0 \exp(-mk_a \varepsilon / 2) + \sigma_m (1 - \exp(-mk_a \varepsilon / 2)). \quad (5)$$

Здесь  $\sigma_0 = m\alpha\mu b\rho_0^{1/2}$  — начальное напряжение при  $\varepsilon = 0$ ,  $\rho_0 = \beta_0/bd$  — начальная плотность дислокаций вследствие их эмиссии из границ зерен диаметром  $d$ . Параметр  $\beta_0 = 3bl_0/l^2$  зависит от линейной плотности ступенек (ledges) в границах зерен  $l^{-1}$ ,  $l_0$  — средняя длина дислокации, генерируемой источником [17]. Напряжение течения  $\sigma_m = m\alpha\mu b\rho_m^{1/2}$  и плотность дислокаций  $\rho_m = (k_f/k_a)^2$  соответствуют третьей стадии деформационной кривой [18]. Из (5) следует, что коэффициент деформационного упрочнения  $d\sigma/d\varepsilon$  определяется соотношением

$$d\sigma/d\varepsilon = (mk_a/2)(\sigma_m - \sigma_0)\exp(-mk_a \varepsilon / 2). \quad (6)$$

Тогда, в соответствии с условием Консидера (1), зависимость равномерной деформации  $\varepsilon_u$  до начала шейкообразования (necking) при  $d\sigma/d\varepsilon = \sigma$  от напряжения  $\sigma_0$  (предела текучести) и коэффициентов в (4), будет иметь вид

$$\varepsilon_u = (2/mk_a) [\ln(1 + mk_a/2) + \ln(1 - \sigma_0/\sigma_m)]. \quad (7)$$

В выражения (6) и (7) входит коэффициент аннигиляции  $k_a$  винтовых дислокаций, который зависит от температуры и энергии дефекта упаковки  $\gamma_D$ . Согласно [19], величина  $k_a$  определяется временем перемещения дислокаций между актами аннигиляции и описывается следующим выражением:

$$k_a = (\omega_s^{5/2} / 2\pi^2 p\alpha)(\mu/\tau_a), \quad (8)$$

где  $\omega_s$  — доля винтовых участков на расширяющихся дислокационных петлях,  $p$  — число действующих систем скольжения,  $\tau_a$  — напряжение трения, от которого зависит критическое расстояние спонтанной аннигиляции дислокаций разного знака. В качестве  $\tau_a$  будем рассматривать напряжение поперечного скольжения винтовых дислокаций в модели плоских скоплений дислокаций, где  $\tau_a = \tau_{III}(T, \gamma_D)$ ,  $\tau_{III}$  — напряжение на стадии III кривой упрочнения, зависящее от температуры и энергии дефекта упаковки  $\gamma_D$  [20,21],

$$\ln(\tau_{III}/\mu) = \ln[(\tau_{III}(0)/\mu(0)) - (k_B T/A) \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})], \quad (9)$$

где  $\tau_{III}(0) = 2\mu(0)(0,056 - \gamma_D/\mu(0))b/n$  — напряжение при  $T = 0$ , зависящее от  $n$  — числа дислокаций в плоском скоплении,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\dot{\gamma}_0$  — предэкспоненциальный фактор. Параметр  $A$  связан с энергией образования критического перегиба на дислокации в плоскости поперечного скольжения и зависит от  $\gamma_D$ :

$$A = 0,35\mu b^3 / (1 + 180\gamma_D/\mu b), \quad (10)$$

Тогда выражение (8) можно записать в виде

$$k_a(T, \gamma_D, c) = k_a(0) s^{-1} \exp[(k_B T/A) \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})], \quad (11)$$

$$k_a(0) = (\omega_s^{5/2} / 2\pi^2 p\alpha_0)\mu(0) / \tau_{III}(0), \quad (12)$$

где параметр  $s(T) = \alpha(T)/\alpha_0$  [4,16] описывает температурную зависимость константы взаимодействия дислокаций,  $\alpha_0$  — значение константы при  $T = 0$ . При наличии примесей напряжение  $\tau_a$  поперечного скольжения в (8) увеличивается,  $\tau_a = \tau_{III}(T, \gamma_D) + \tau_c(T, c)$ , где  $\tau_c(T, c)$  — напряжение трения при взаимодействии дислокаций с примесными атомами в твердом растворе с концентрацией  $c$  [5], поэтому величина  $k_a$  должна уменьшаться.

Таким образом, температурная зависимость равномерной деформации  $\varepsilon_u(T)$  определяется в (7) зависимостью  $k_a(T)$  (первое слагаемое в правой части) и зависимостями от температуры напряжений  $\sigma_0(T)$ ,  $\sigma_m(T)$  (второе слагаемое в правой части). Зависимость  $k_a(T)$  в общем случае определяется температурными зависимостями параметров  $\omega_s$ ,  $\alpha$ ,  $\mu$ ,  $\tau_{III}$ , входящих в выражения (11), (12), и параметра  $\tau_c$  при наличии примесей.

Кривые  $\varepsilon_u(T)$  на рис. 1 построены путем расчета с помощью выражения (7), где  $m = 3,05$ , зависимости  $\sigma_0(T)$ ,  $\sigma_m(T)$  получены из эксперимента [9–12], а зависимости  $k_a(T)$  рассчитаны с помощью (11) и (12). Для расчета  $k_a(T = 0)$  использовали следующие значения параметров в выражении (12):  $\alpha_0 = 0,5$ ;  $b = 0,286$  нм;  $\gamma_D = 0,17$  Дж/м<sup>2</sup>;  $\dot{\gamma}_0 = 10^6$  с<sup>-1</sup>;  $p = 12$ ;  $\tau_{III} = 49$  МПа [12];  $\tau_c = 2$  МПа [11];  $\omega_s = 0,7$ ;  $\mu = 29$  ГПа (Al) [22] и 32 ГПа (Al–Li) [23]. Зависимости  $k_a(T)$  рассчитывали с учетом следующих экспериментальных данных:  $s(T)$  для Al [4,24],  $\mu(T) = [C_{44}(C_{11} - C_{12})/2]^{1/2}$  для Al [22],  $\tau_{III}(T)$  и  $\tau_c(T)$  для КЗ поликристаллов Al–Li [11],  $\tau_{III}(T)$  для монокристаллов Al [12]. Как видно на рис. 1(а), в случае КЗ материалов экспериментальные данные описываются кривыми  $\varepsilon_u(T)$ , которые рассчитаны согласно (7) при  $\sigma_0 \ll \sigma_m$ , т.е. определяются только зависимостями  $k_a(T)$ . По нашим оценкам  $k_a(0) = 1,8$  для чистого Al и  $k_a(0) = 2,2$  для сплава Al–Li, что согласуется с величиной  $k_a(0) \approx 2$ , полученной для Al в [19]. Большее значение  $k_a(0)$  в сплаве соответствует меньшей деформации  $\varepsilon_u$ , наблюдаемой в эксперименте при  $T = 4,2$  К (см. рис. 1(а)). Это, однако, противоречит выражению (8), из которого следует, что при наличии примесей коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций должен уменьшаться вследствие увеличения напряжения поперечного скольжения на величину  $\tau_c$  — напряжение трения при взаимодействии дислокаций с атомами примеси. В результате равномерная деформация  $\varepsilon_u$  сплава должна увеличиваться по сравнению с чистым металлом. Данное противоречие может быть связано как с микроструктурой образцов, сформированной на этапе их приготовления, так и с особенностями атомного строения твердых растворов лития в алюминии. Как уже отмечалось, на этапе подготовки после гомогенизирующего отжига образцы Al–Li в отличие от образцов Al закачивали в «ледяную» воду. При последующей деформации в исследованном интервале температур закалочные вакансии и их комплексы в качестве зародышей микропор и микротрещин могут служить причиной низкой пластичности КЗ Al–Li по сравнению с чистым алюминием. Основные особенности твердого раствора Al–Li связаны с низкой энергией ионизации лития, в результате чего эффективный объем иона  $Li^+$  в решетке алюминия существенно отличается от истинного объема атома Li. Этим объясняется сравнительно слабое искажение кристаллической решетки твердого раствора, которое не описывается правилом Вегарда [25]. С другой стороны, поляризация лития и искажение электронных оболочек в присутствии алюминия существенно влияют на межатомные связи и упругие модули. Так, приращение модуля Юнга в области растворимости при комнатной температуре составляет  $\sim 3$  ГПа на 1 ат. % Li [23]. Указанные особенности приводят к тому, что по данным эксперимента [11,12] при  $T > 150$  К пределы текучести чистого

Al и Al–3,8 ат. % Li практически не отличаются, а при 4,2 К предел текучести сплава выше, чем алюминия всего на  $\sim 6$  МПа, что, тем не менее, учитывалось в наших расчетах. Другим параметром расчета напряжения поперечного скольжения, а следовательно, и величины  $k_a$  является энергия дефекта упаковки  $\gamma_D$ , надежные оценки которой для твердых растворов Al–Li авторам неизвестны. Еще одним параметром является напряжение  $\tau_{III}$ , которое, согласно (9), зависит от числа дислокаций в плоском скоплении  $n = 25–50$  [20]. Напряжение  $\tau_{III}(0) = 49$  МПа, используемое в расчетах, получено путем усреднения экспериментальных данных для монокристаллов Al при 4,2 К [12] и экстраполяции без учета его аномальной температурной зависимости, обусловленной инерционными свойствами дислокаций при низких температурах. Аналогичная процедура экстраполяции использовалась при оценке напряжения трения  $\tau_c(0) = 2$  МПа в Al–Li [11]. Для указанных значений  $\tau_{III}(0)$  и  $\tau_c(0)$  соотношение (9) выполняется при  $n = 40$ , что согласуется с теорией. Однако погрешность наших оценок может также влиять на точность расчета коэффициента  $k_a$ . Наконец, оптимальное в нашем случае значение  $\omega_s \approx 0,7$  близко к значению  $\omega_s \approx 0,5$  (квадратная петля), которое принято считать характерным для металлов с ГЦК решеткой, но влияние примесей на этот параметр неизвестно. С учетом сделанных замечаний, коэффициент  $k_a(0)$  в (9) может определяться, главным образом, величиной модуля сдвига  $\mu(0)$ , которая для чистого Al заметно меньше, чем для сплава. Таким образом, в случае КЗ поликристаллов (см. рис. 1(а)) удовлетворительное согласие теории и эксперимента достигается при условии, что равномерная деформация  $\varepsilon_u$  зависит от  $T$  только в меру зависимости  $k_a(T)$ , которая определяется температурной зависимостью напряжения поперечного скольжения  $\tau_{III}$  и температурными зависимостями параметров  $\tau_c$ ,  $\alpha$  и  $\mu$ , входящих в выражение (11).

В случае УМЗ поликристаллов характер экспериментальных зависимостей  $\varepsilon_u(T)$  существенно меняется (рис. 1(б)). С ростом температуры величина равномерной деформации  $\varepsilon_u$  сначала резко уменьшается, а при 350 К вновь увеличивается. Согласно [4–7], локализация деформации при малых  $\varepsilon_u$  в УМЗ поликристалле объясняется высоким пределом текучести  $\sigma_0$  вследствие высокой начальной плотности дислокаций, эмитируемых границами зерен в соответствии с механизмом [17]. Поскольку при малом объеме зерна возможности накопления дислокаций ограничены, рост  $\sigma_0$  сопровождается уменьшением коэффициента  $\theta$  в (6), усилением роли второго слагаемого в (7) и уменьшением  $\varepsilon_u$  по сравнению с КЗ материалами. Теоретические кривые  $\varepsilon_u(T)$ , приведенные на рис. 1(б), согласуются с данными эксперимента, если в качестве параметров  $\sigma_0$  и  $\sigma_m$  в (7) использовать экспериментальные значения предела текучести и максимального



напряжения для УМЗ материалов. Удовлетворительное согласие теории и эксперимента наблюдается при всех температурах, кроме 350 К.

С учетом приведенных выше обозначений выражение (7) можно записать в виде

$$\varepsilon_u = (2 / mk_a) [\ln(1 + mk_a / 2) + \ln(1 - (d_c / d)^{1/2})], \quad (13)$$

где  $d_c = b\beta_0(k_a/bk_f)^2$ . Как следует из (7) и (13), деформация  $\varepsilon_u = 0$  при  $d = (1 + 2/mk_a)^2 d_c$ . Таким образом, при условии единой зависимости  $k_a(T)$  для КЗ и УМЗ материалов, чем выше температура, тем больше критический размер зерна  $d_c$ , при котором равномерная деформация  $\varepsilon_u = 0$ . По нашим оценкам при температурах 4,2 и 295 К критический размер зерна  $d_c$  составляет 0,05 и 0,6 мкм для чистого Al и 0,2 и 1,7 мкм для сплава Al–Li соответственно. Эти оценки согласуются с данными в [26,27], где для Al  $d_c$  составлял 0,3 и 0,8 мкм при 77 и 295 К. Высокие по сравнению с расчетными значения  $\varepsilon_u$ , наблюдаемые для УМЗ материалов при 350 К, по-видимому, являются следствием диффузионных процессов в границах зерен, влияние которых на пластичность УМЗ алюминия и сплава Al–Li при  $T/T_m > 0,3$  становится существенным, но не описывается уравнением (4).

В интервале температур  $T/T_m < 0,3$  полученные экспериментальные результаты и их анализ свидетельствуют о том, что равномерная деформация изученных КЗ и УМЗ поликристаллов ( $d \sim 1$  мкм) определяется балансом процессов накопления и аннигиляции дислокаций и описывается единым выражением (7). Влияние размера зерна на величину и температурную зависимость  $\varepsilon_u$  обусловлено усилением роли границ зерен как препятствий, источников и стоков для дислокаций. Равномерная деформация  $\varepsilon_u$  характеризует степень однородности распределения деформации до начала макроскопической локализации в виде шейки, однако в качестве меры пластичности величина  $\varepsilon_u$  может существенно отличаться от локальной деформации. Данные о распределении пластической деформации  $\varepsilon_i(x_i)$  в образце и вид поверхностей разрыва указывают на то, что высокая локальная пластичность и вязкое разрушение характерны для изученных поликристаллов Al и Al–Li независимо от размера зерна и температуры.

Авторы признательны А.А. Давиденко, В.В. Бурховецкому и Л.Ф. Сенниковой за приготовление образцов и снимки поверхности разрушения, а также В.В. Пустовалову и Л.С. Фоменко за полезные дискуссии.

1. Р.З. Валиев, И.В. Александров, *Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией*, Логос, Москва (2000).
2. М.А. Meyers, А. Mishra, and D.J. Benson, *Prog. Mater. Sci.* **51**, 427 (2006).
3. G.I. Taylor, *Proc. Roy. Soc. A* **145**, 362 (1934).

4. U.F. Kocks and H. Mecking, *Prog. Mater. Sci.* **48**, 171 (2003).
5. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **47**, 236 (2005).
6. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **49**, 961 (2007).
7. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **53**, 341 (2011).
8. Г.В. Владимиров, Г.А. Малыгин, Д.Г. Рывкина, *ФММ* **67**, 380 (1989).
9. Ю.З. Эстрин, Н.В. Исаев, Т.В. Григорова, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, И.С. Брауде, С.В. Малыгин, М.В. Решетняк, М. Янчек, *ФНТ* **34**, 842 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 665 (2008)].
10. Н.В. Исаев, П.А. Забродин, В.З. Спусканюк, А.А. Давиденко, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, И.С. Брауде, *ФНТ* **38**, 102 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 80 (2012)].
11. В.С. Фоменко, Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **19**, 429 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 301 (1993)].
12. D.A. Didenko and V.V. Pustovalov, *J. Low Temp. Phys.* **11**, 65 (1973).
13. Yu.V. Milman, V.A. Galanov, and S.I. Chugunova, *Acta Metall. Mater.* **41**, 2523 (1993).
14. С.В. Коновалов, Д.В. Загуляев, Ю.Ф. Иванов, В.Е. Громов, *Вестн. Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского* **2**, 33 (2011).
15. K.M. Youssef, R.O. Scattergood, K.L. Murty, and C.C. Koch, *Scripta Materialia* **54**, 251 (2006).
16. H. Mecking and U. F. Kocks, *Acta Met.* **29**, 1865 (1981).
17. J.M.S. Li, *Trans. Metal. Soc. AIME* **227**, 239 (1963).
18. Г.А. Малыгин, *УФН* **169**, 979 (1999).
19. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **34**, 2882 (1992).
20. A. Seeger, R. Berner, and H. Wolf, *Z. Phys.* **155**, 247 (1959).
21. Р. Бернер, Г. Кронмюллер, *Пластическая деформация монокристаллов*, Мир, Москва (1969).
22. G.N. Kamm and G.A. Alers, *J. Appl. Phys.* **35**, 327 (1964).
23. B. Noble, S.J. Harris, and K. Dinsdale, *J. Mater. Sci.* **17**, 461 (1982).
24. Z.S. Basinski, *Phil. Mag.* **4**, 393 (1959).
25. М.И. Замоторин, в кн.: *Тр. Ленинградского политехнического института*, №180 (1955).
26. C.Y. Yu, P.W. Kao, and C.P. Chang, *Acta Mater.* **53**, 4019 (2005).
27. N. Tsuji, Y. Ito, and Y. Minamoto, *Scripta Mater.* **47**, 893 (2002).

#### Localization of plastic deformation in ultrafine-grained Al and Al–Li at temperatures 4.2–350 K

N.V. Isaev, P.A. Zabrodin, and A.V. Rusakova

Ductility of coarse-grained (CG) and ultrafine-grained (UFG) Al and Al–Li processed by severe plastic deformation was investigated. The temperature dependences of uniform deformation  $\varepsilon_u(T)$  before localization by necking are examined as a result of dislocation density evolution and grain boundary effects. A decrease in  $\varepsilon_u$  with temperature increase is

due to acceleration of screw dislocations annihilation which is controlled by Seeger double cross slip stress. A sharp decrease of  $\epsilon_u$  in UFG materials as compare to CG is explained for by increasing yield stress and decreasing work hardening rate due to the increased role of grain boundaries as obstacles, sources and sinks for dislocations. In this case the deformation and microhardness distributions along the sample becomes strongly nonuniform, and the  $\epsilon_u$  value as a measure of

ductility is not an indicator of high local ductility of the investigated materials.

PACS: 62.20.F– Deformation and ductility;

**62.20.–x** Mechanical properties of solids.

Keywords: plastic deformation, micrograin structure, aluminum alloys, necking.