

Макролокализация пластического течения в алюминии и соотношение Холла—Петча

© Л.Б. Зуев, Н.В. Зариковская, М.А. Федосова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
634021 Томск, Россия
e-mail: lbz@ispms.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 12 января 2010 г.)

Сопоставлены параметры макролокализации пластической деформации с параметрами соотношения Холла—Петча для напряжения течения в образцах из поликристаллического алюминия с размером зерна $8 \cdot 10^{-3}$ –5 мм. Установлено существование в исследованном диапазоне размеров зерен двух типов зависимости длины автоволны локализованной деформации от размера зерна, с одной стороны, и двух вариантов упрочнения по Холлу—Петчу — с другой. Показано, что граница между вариантами зависимостей соответствует значению $d \approx 0.1$ мм для обоих случаев. Прослежена связь картин локализации пластического течения с соотношением Холла—Петча.

Введение

Локализация пластической деформации металлов и сплавов является существенным, а часто — определяющим фактором многих технологических процессов, связанных с формоизменением. Как было установлено в ходе многочисленных экспериментов [1], пластическая деформация моно- и поликристаллов металлов и сплавов протекает локализованно на всех этапах процесса. Тип картин макролокализации, имеющих характер автоволновых процессов, определяется действующим на соответствующей стадии законом деформационного упрочнения. Тенденция к локализации на разных пространственных масштабах является атрибутивным признаком всех деформационных процессов вне зависимости от их природы [1]. Независимые доказательства справедливости этой точки зрения на характер пластического течения были получены в последнее время авторами работ [2–4].

Для развития представлений о природе процессов макролокализации необходимы данные о влиянии структуры деформируемого материала и геометрии образцов на характеристики автоволн локализованного пластического течения. В частности, одним из наиболее важных вопросов при объяснении природы этого явления оказывается характер и природа количественной связи параметров автоволн локализации пластического течения с размерами структурных элементов деформируемой среды. В рамках поиска ответов на эти вопросы ранее было установлено, что длина автоволны локализованной деформации зависит от размера зерна по логистическому закону [5] и линейно возрастает по мере роста размера дислокационного ансамбля [6].

Известно, что предел текучести и напряжение течения также существенно зависят от размера зерна поликристалла. Соответствующие связи обычно удовлетворительно описываются соотношением Холла—Петча [7],

которое для напряжения течения σ_f имеет вид

$$\sigma_f(d) = \sigma_0 + k_f d^{-1/2}. \quad (1)$$

Физический смысл параметров σ_0 и k_f в (1) обычно определяется в рамках многочисленных и разнообразных дислокационных моделей [7].

Целью настоящей работы, развивающей выполненные ранее исследования [8], является поиск связи автоволновых характеристик локализованного пластического течения с параметрами соотношения Холла—Петча, описывающего зависимость напряжения пластического течения от размера зерна в поликристаллах алюминия. При этом дополнительно рассматривается влияние толщины образца на автоволновые и прочностные характеристики металла.

Экспериментальная методика

Поставленная задача решалась варьированием как размера зерна в образцах, так и (в ряде случаев) толщины последних. Материалом для исследований служил алюминий чистоты 99.85 wt.%, размер зерна в котором регулировался холодной деформацией до 0.04–0.05 и рекристаллизационным отжигом при 853 К в течение четырех часов с последующим охлаждением с печью [9]. В ходе такой процедуры были получены образцы с размерами зерен от $8 \cdot 10^{-3}$ до 5 мм. При получении мелкозернистого материала рекристаллизации не проводилось, но для уравнивания структуры все готовые образцы отжигались перед испытаниями при 573 К в течение двух часов.

Плоские образцы с размерами рабочей части $50 \times 10 \times 2$ мм или $50 \times 10 \times 5$ мм растягивались вдоль длинной оси на машине Instron-1185 со скоростью $\dot{\epsilon} = 6.67 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ при 300 К. Соответствующие кривые пластического течения поликристаллического алюминия, представленные на рис. 1 для образцов толщиной 2 мм и на рис. 2 — для образцов толщиной 5 мм

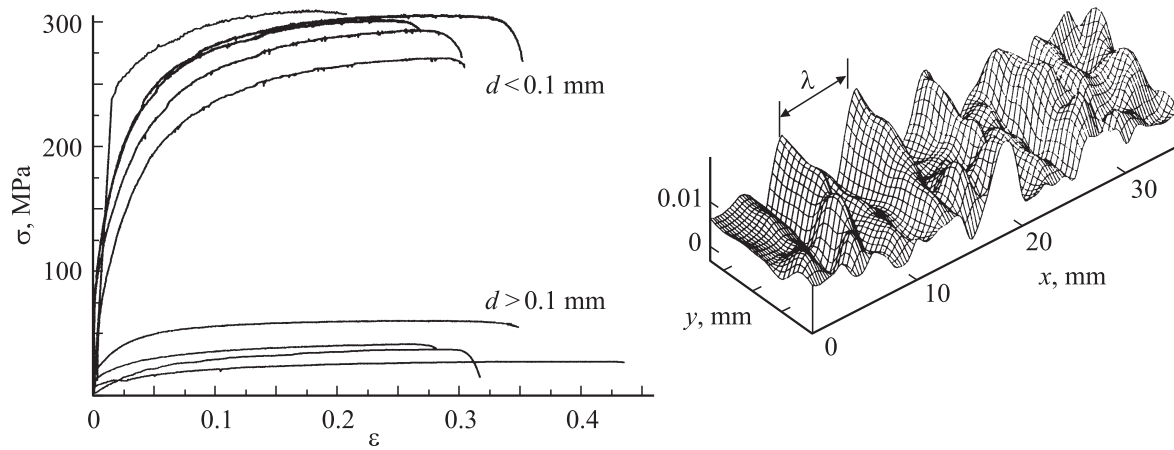


Рис. 1. Диаграммы пластического течения образцов толщиной 2 mm и пример локализации пластического течения в полукристалле алюминия ($d = 14 \cdot 10^{-3}$ mm, $\varepsilon = 0.03$).

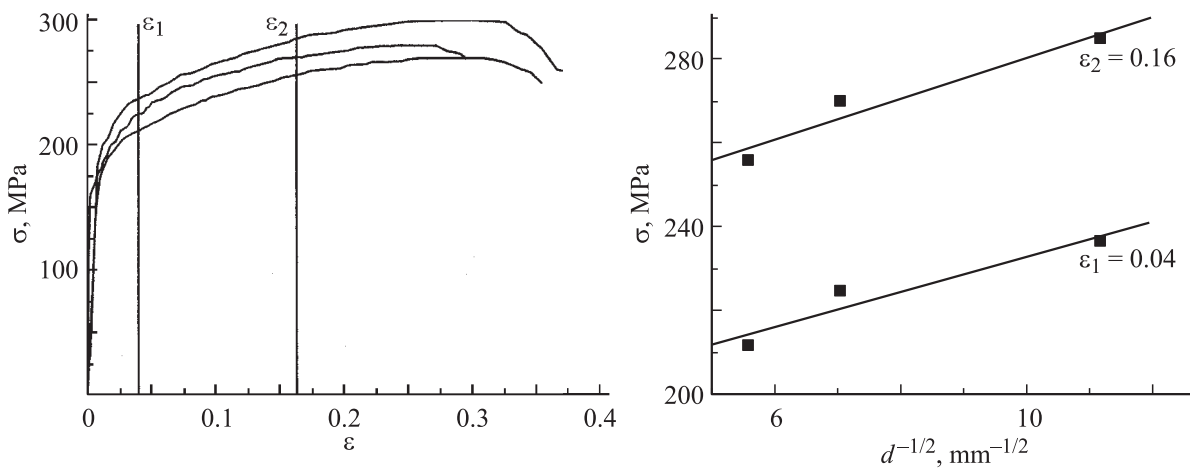


Рис. 2. Диаграммы пластического течения образцов толщиной 5 mm и пример построения зависимости Холла–Петча для деформаций ε_1 и ε_2 .

в координатах „напряжение σ — деформация σ “, оказались многостадийными.¹

Стадии процесса деформации удавалось выявить по значениям показателя деформационного упрочнения n в степенном уравнении Людвика [11,12] для зависимости напряжения течения σ_f от деформации ε

$$\sigma_f = \sigma_s + K\varepsilon^n, \quad (2)$$

где K — коэффициент деформационного упрочнения, а $\sigma_s = \text{const}$. Описывая кривые течения алюминиевых образцов $\sigma(\varepsilon)$ соотношением (2), удалось определить $n = \frac{\ln[(\sigma_f - \sigma_s)K^{-1}]}{\ln \varepsilon}$ для разных этапов пластического течения и выделить стадии, на которых $K = \text{const}$, а именно:²

— линейного деформационного упрочнения, где $\sigma \sim \varepsilon$, т.е. $n \approx 1$,

¹ Многостадийный характер кривых пластического течения поликристаллического алюминия описан ранее в [10].

² Такой способ выделения стадий оказался более точным по сравнению с традиционным отысканием зависимости коэффициента деформационного упрочнения от деформации $d\sigma/d\varepsilon = \theta(\varepsilon)$.

— параболического деформационного упрочнения, где экспериментально определенные значения n лежат в пределах $0.40 < n \approx 1/2 < 0.64$, т.е. $\sigma \sim \sqrt{\varepsilon}$, и

— предразрушения, на которой $n < 1/2$.

Одновременно с записью диаграмм пластического течения деформируемых образцов методом двухэкспозиционной спекл-фотографии [1] регистрировались картины локализации, т.е. пространственно-временные распределения очагов локализации пластического течения. Из приведенного на рис. 1 примера следует, что при пластическом течении деформируемая среда самопроизвольно расслаивается на чередующиеся активные (деформирующиеся) и пассивные (недеформирующиеся) зоны макроскопического масштаба. Естественной пространственной характеристикой этого процесса расслоения является расстояние между активными деформационными зонами, измеряемое вдоль оси образца — длина автоволны λ [1], величина которой может быть оценена, как показано на рис. 1.

Наконец, параметры σ_0 и k_f уравнения Холла–Петча (1) для напряжения течения определялись, как это показано на рис. 2, по соответствующим набору деформаций $\varepsilon_i = \text{const}$ вертикальным сечениям графиков $\sigma(\varepsilon)$ для разных стадий кривых течения образцов с разным размером зерен.

Экспериментальные результаты

Остановимся, прежде всего, на экспериментально установленных особенностях картин макролокализации пластического течения в поликристаллическом алюминии и их связи со стадийностью процесса течения, описанной выше. В соответствии с полученными данными и в согласии с [10] в мелкозернистых ($d < 0.5$ mm) образцах последовательно реализуются стадии линейного и параболического деформационного упрочнения. В крупнозернистых образцах алюминия ($d > 0.5$ mm) стадии линейного деформационного упрочнения не наблюдается [15] и кривая $\sigma(\varepsilon)$ состоит из нескольких участков, различающихся значением показателя $n = \text{const} < 1$. На стадии линейного деформационного упрочнения очаги локализованной пластичности согласованно движутся вдоль оси растяжения с постоянной для данного образца скоростью $\sim 10^{-4} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, сохраняя одинаковое расстояние между собой и образуя фазовую автоволну локализованного пластического течения [1,5]. На параболической стадии упрочнения такие эквидистантно расположенные очаги неподвижны. Полученные данные о картинах локализации соответствуют общим закономерностям этого явления [1].

Третий тип картины локализации пластического течения наблюдается на стадии предразрушения. Здесь длина зоны пластической деформации уменьшается, и автоволна локализованной пластичности коллапсирует в очаге разрушения [13]. Проанализировав диаграммы „положение очага локализованной пластичности X –время деформирования t “ („ $X-t$ –диаграммы), можно проследить за эволюцией картины локализованной пластичности при смене стадий деформационного упрочнения. Важно, что пространственная координата центра образующегося пучка прямолинейных зависимостей $X(t)$ совпадает с местом разрушения, а временная — отвечает моменту разрушения. Эта закономерность была подтверждена в исследованиях, проведенных на ряде других металлов и сплавов [13].

Отмеченная выше стадийность кривой пластического течения алюминия оказалась связанной с зависимостью длины автоволны локализованной деформации от размера зерна $\lambda(d)$, форму которой удалось уточнить в ходе описанных экспериментов по сравнению с исследованиями [5]. Основной объем данных для построения зависимости $\lambda(d)$ был получен для стадии параболического деформационного упрочнения. В этом случае показанная на рис. 4 зависимость $\lambda(d)$ имеет две ветви, соответствующие разным диапазонам размеров зерен, разграниченных размером зерна $d \approx 0.1$ mm.

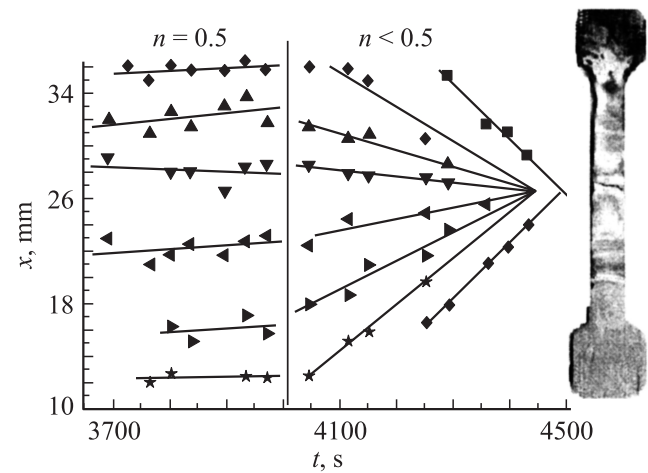


Рис. 3. Диаграмма „ $X-t$ “ для стадий параболического деформационного упрочнения ($n = 0.5$) и предразрушения ($n < 0.5$); вид разрушенного алюминиевого образца.

В случае „больших“ зерен, когда $d > 0.1$ mm, зависимость $\lambda(d)$ для стадии параболического деформационного упрочнения удовлетворительно аппроксимируется логистической кривой Ферхюльста [14]

$$\lambda(d) = \lambda_0 + \frac{\lambda^*}{1 + C \exp(-d/d_0)}, \quad (3)$$

значения эмпирических констант в которой $\lambda_0 \approx 4.4$ mm, $\lambda^* \approx 10$ mm, $d_0 \approx 0.5$ mm и $C \approx 7.8$ уточнены по сравнению с работой [5].

Иная ситуация реализуется в диапазоне „малых“ зерен при $d < 0.1$ mm, в котором для этой же стадии упрочнения выполняется соотношение $\lambda(s) \approx \alpha + \beta d$,

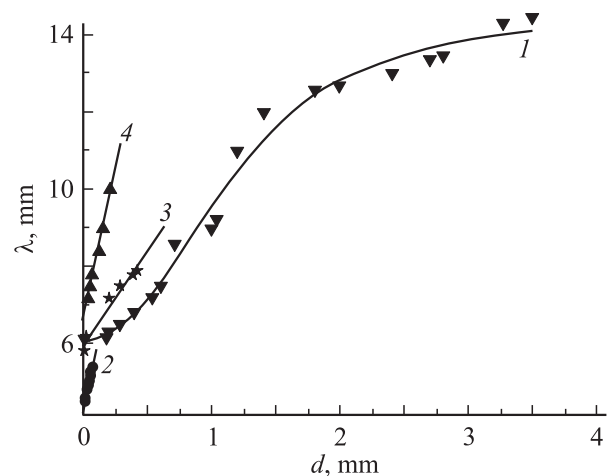


Рис. 4. Зависимость длины автоволны локализованной деформации от размера зерна d в образцах толщиной h . 1 — параболическая стадия, $d > 0.1$ mm, $h = 2$ mm; 2 — параболическая стадия, $d < 0.1$ mm, $h = 2$ mm; 3 — линейная стадия, $d < 0.5$ mm, $h = 2$ mm; 4 — параболическая стадия, $d < 0.3$ mm, $h = 5$ mm.

Таблица 1. Коэффициенты α и β и коэффициент линейной корреляции r величин λ и d на рис. 4

Стадия деформационного упрочнения	Толщина образца, mm	Размер зерна, d , mm	α , mm	β	r
Параболическая	2	< 0.1	4.5	15.0	0.95
»	5	< 0.25	6.7	15.8	0.98
Линейная	2	< 0.4	6.0	4.8	0.95
»	2	< 0.25	5.9	5.8	0.93

т.е. $\lambda \sim d$. Аналогичная связь λ и d наблюдалась также — при деформации образцов с размером зерна $d < 0.5$ mm, на кривой течения которых имеется стадия линейного деформационного упрочнения [5,10];

— при испытаниях образцов толщиной 5 mm, для которых значение длины автоволн смещены к большим, по сравнению с тонкими образцами, значениям λ .

Все линейные зависимости также приведены на рис. 4. Значения постоянных α и β , а также коэффициента корреляции величин λ и d для всех случаев линейной связи приведены в табл. 1. Отметим, что ранее линейная связь длины автоволны локализованного пластического течения λ со средним размером $\bar{s} \ll d$ элемента дислокационной субструктуры (ячейки, фрагменты и т.п.) вида $\lambda(\bar{s}) \approx 4.2 + 1.3 \cdot 10^4 \bar{s}$ была также отмечена в работе [6] при исследовании дислокационной субструктуры пластически деформированного мелкозернистого сплава Zr–Nb–Fe–Sn. Природу этой зависимости удалось объяснить в работах [6,15] на основе представлений о термически активированном характере генерации автоволн локализации пластического течения.

Принципиальное изменение характера функции $\lambda(d)$ при $d \approx 0.1$ mm особенно отчетливо выявляется (рис. 5) при использовании в качестве ее аргумента величины $d^{-1/2}$, принятой при обработке экспериментальных данных о зависимости механических свойств от размера зерна по уравнению Холла–Петча (1). Как следует из этого рисунка, $\lambda = \xi - \chi d^{-1/2}$, причем при $d \approx 0.1$ mm наклон графиков меняется. Кроме того, изменение характера автоволнового процесса локализации пластического течения при переходе по мере роста деформации от линейного деформационного упрочнения к параболическому приводит, во-первых, к скачкообразному падению длины автоволны локализованного пластического течения на 1–2 mm, а во-вторых, к прекращению движения очагов локализованной пластичности. Из рис. 5 также видно, что при $d \approx 0.5$ mm зависимости для стадий линейного и параболического деформационного упрочнения пересекаются, т.е. при $d > 0.5$ mm существование линейной стадии становится невозможным.

Оказалось также, что аналогично сепарации зависимости $\lambda(d)$ на два участка, отвечающих разным размерам зерен в поликристаллах, существует различие в форме соотношения Холла–Петча (1), т.е. в поведении параметров σ_0 и k_f в обсуждаемых интервалах размеров зерен. Проиллюстрируем форму зависимости $\sigma_f(d^{-1/2})$ на стадиях линейного и параболического деформационного

упрочнения (рис. 6). Здесь также отчетливо выражено разделение ветвей, причем обе зависимости линейны и обе претерпевают излом при $d \approx 0.1$ mm. В области $d > 0.1$ mm зависимость $\sigma_f(d^{-1/2})$ становится единой для линейной и параболической стадий деформационного упрочнения.

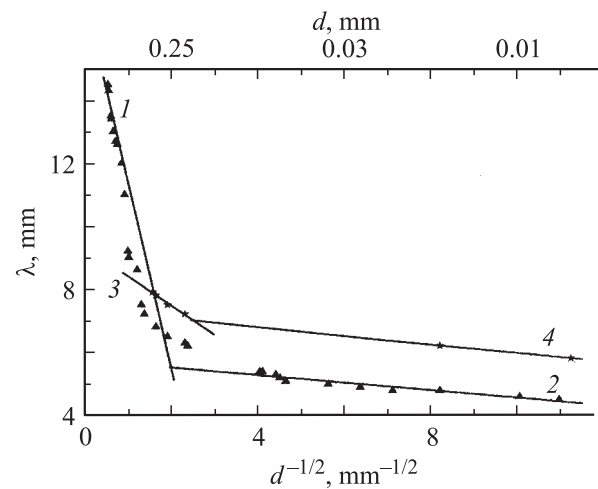
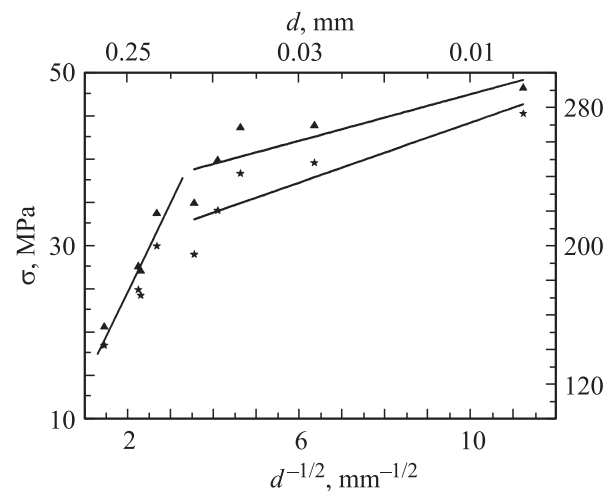
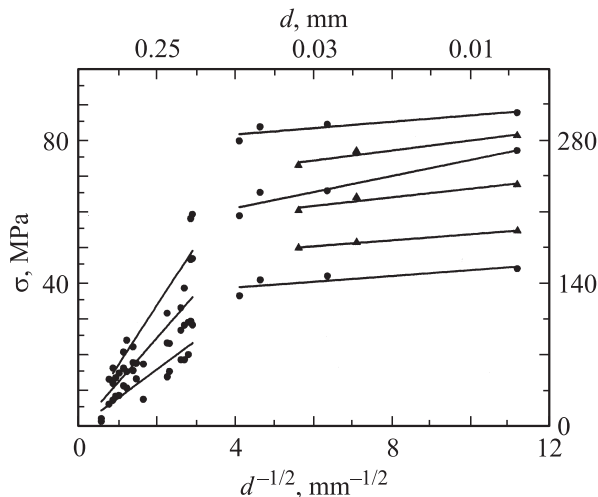
**Рис. 5.** Зависимость $\lambda(d)$ в координатах $\lambda-d^{-1/2}$. 1–2 — стадия параболического деформационного упрочнения; 3–4 — стадия линейного деформационного упрочнения.**Рис. 6.** Напряжение течения как функция размера зерна на разных стадиях деформационного упрочнения: \blacktriangle — линейная стадия; $*$ — параболическая.

Таблица 2. Параметры уравнения Холла–Петча для поликристаллического алюминия (рис. 4)

ε	Толщина образца 2 mm				Толщина образца 5 mm	
	размер зерна, mm					
	$d > 0.1$		$d < 0.1$		$8 \cdot 10^{-3} < d < 0.1$	
	σ_0 , МПа	k_f , МПа · mm ^{1/2}	σ_0 , МПа	k_f , МПа · mm ^{1/2}	σ_0 , МПа	k_f , МПа · mm ^{1/2}
0.002	0.7	5.2	34.6	7.1	—	—
0.006	0.2	6.8	82.5	4.6	—	—
0.01	0	8.0	99.7	5.5	159.3	2.88
0.02	-0.4	10.0	103	13.3	174	3.83
0.04	0	12.5	164	9.8	191.3	4.14
0.06	-0.3	14.3	200	7.8	203.1	4.14
0.08	-0.9	15.3	220	6.8	212.9	4.08
0.1	-0.4	15.7	234	6.0	219.4	4.27
0.12	-0.2	16.5	242	5.7	223.4	4.47
0.14	0.1	16.7	252	5.2	228.7	4.52
0.16	0.6	16.8	257	4.8	231.8	4.81
0.18	0.9	16.9	264	4.2	235	4.86
0.2	1.2	17.0	268	3.8	237.4	4.98

Рис. 7. Обобщение зависимости Холла–Петча. Смена механизма упрочнения при $d \approx 0.1$ mm. Для $d < 0.1$ mm — левая шкала σ , для $d > 0.1$ mm — правая шкала σ .

Это же относится и к общему случаю зависимости $\sigma_f(d^{-1/2})$. Как показывают данные о параметрах уравнения Холла–Петча σ_0 и k_f , приведенные в табл. 2, и график на рис. 7, построенный на их основе, линейность соотношения $\sigma_f \sim d^{-1/2}$ повсюду выполняется, однако график $\sigma_f(d^{-1/2})$ при граничном размере зерна $d \approx 0.1$ mm меняет форму.³

Графики зависимости $\sigma_f(d^{-1/2})$ для образцов толщиной 5 mm в интервале $8 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 0.3$ mm также представлены на рис. 7 треугольниками. Как видно, они параллельны друг другу и семейству прямых, по-

³ Аномальные отклонения от линейного хода зависимости $\sigma_f \sim d^{-1/2}$ неоднократно наблюдались и ранее, например, в области малых размеров зерна [16–19].

строенных для образцов толщиной 2 mm, т.е. для них параметр σ_0 растет с деформацией.

Обсуждение результатов

Подводя итог сказанному, можно утверждать, что характер зависимостей $\lambda(d^{-1/2})$ и $\sigma_f(d^{-1/2})$ в исследованном диапазоне размеров зерна $8 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 5$ mm скачкообразно изменяется при $d \approx 0.1$ mm.

Это утверждение является наиболее важным с точки зрения результатов, полученных в настоящей работе. С целью его развития проанализируем поведение функции $\sigma_f(d^{-1/2})$ при $d > 0.1$ mm и $d < 0.1$ mm. Из рис. 7 следует, что

— при $d < 0.1$ mm графики $\sigma_f(d^{-1/2})$ параллельны друг другу, т.е. значение параметра σ_0 возрастает по мере роста общей деформации при постоянном значении параметра $k_f \approx 6.5$ МПа · mm^{1/2};

— при $d > 0.1$ mm совокупность графиков $\sigma_f(d^{-1/2})$ формирует пучок прямых, координаты центра которого $\sigma_{f(c)} \approx \sigma_0 \leq 0.12$ МПа и $d_{(c)}^{-1/2} \approx 0.17$ mm^{-1/2}. В этом случае значение $\sigma_{f(c)}$ близко к критическому напряжению сдвига в алюминии [20], а $d_{(c)}^{-1/2}$ соответствует $d_c = (d_{(c)}^{-1/2})^2 \approx 35$ mm, т.е. отвечает монокристаллическому состоянию металла. Соответственно в интервале $d > 0.1$ mm параметр k_f увеличивается с ростом напряжения течения.

Важной особенностью перехода от одной ветви зависимости $\sigma_f(d^{-1/2})$ к другой в узком диапазоне размеров зерен $0.1 \geq d \geq 0.06$ mm ($3 \leq d^{-1/2} \leq 4$ mm^{-1/2} соответственно) является хаотизация набора значений σ_f в этом случае. Это, в общем, подтверждает введенное ранее [1] представление о том, что при изменении типа автоволнового процесса локализованного пластического

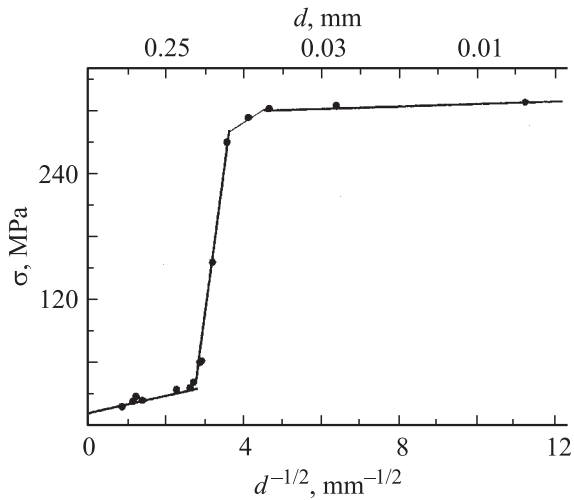


Рис. 8. Скачкообразное изменение предела прочности поликристаллического алюминия при $d \approx 0.1$ мм.

течения структура локализованного течения, соответствующая заканчивающейся стадии процесса, хаотизируется, а далее из возникшего хаоса при дальнейшем росте общей деформации самопроизвольно рождается новая упорядоченная макроструктура локализованного пластического течения.

Скачкообразная смена характера зависимости $\sigma_f(d^{-1/2})$ при $d \approx 0.1$ мм иллюстрируется рис. 6 и 7 и дополняется представленной на рис. 8 зависимостью предела прочности от размера зерна, установленной для исследованных поликристаллических образцов.⁴ Наличие скачка характеристик следует также из рис. 1, на котором показано, что при переходе от крупнозернистых образцов к мелкозернистым скачкообразно увеличивается напряжение течения.

Остановимся теперь на причинах изменения характера зависимости $\sigma_f(d^{-1/2})$ при граничном значении размера зерна $f \approx 0.1$ мм. Согласно [7,20], параметры σ_0 и k_f уравнения Холла–Петча (1) ответственны за различные механизмы упрочнения поликристаллов. Первый из параметров, σ_0 , контролируется сопротивлением кристаллической решетки движению дислокаций, а второй, k_f , отражает вклад зернограничных процессов в упрочнение. В принципе, упрочнение может быть вызвано увеличением как одного, так и другого параметра с уменьшением размера зерна, но анализ полученных данных показал, что в разных диапазонах размеров зерен в алюминии деформируемая система самопроизвольно выбирает один из двух альтернативных путей упрочнения по мере роста общей деформации, а именно:

— увеличение параметра k_f с общей деформацией в диапазоне $d > 0.1$ мм при $\sigma_f \approx \text{const} \leq 0.12$ МПа, по степенному закону $k_f \approx k^* \varepsilon^n$;

— увеличение параметра σ_0 в диапазоне $d < 0.1$ мм при $k_f \approx \text{const} \approx 6.5$ МПа \cdot мм^{1/2}, согласно уравнению $\sigma_0 \approx \sigma^* \varepsilon^n$.

В приведенных выше соотношениях значение n близко к показателю деформационного упрочнения в уравнении (2) на соответствующей стадии процесса течения. Разное поведение параметров σ_0 и k_f в интервалах $d > 0.1$ и $d < 0.1$ мм ответственно за различие характера выполнения пропорциональности Холла–Петча $\sigma_f \sim d^{-1/2}$ в разных частях исследованного интервала размеров зерен $8 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 5$ мм. Это означает, что напряжение течения поликристаллического алюминия возрастает при измельчении зерна от $d \approx 5$ до 0.1 мм за счет роста вклада зернограничных процессов упрочнения (изменения параметра k_f). При измельчении зерна от $d \approx 0.1$ до $8 \cdot 10^{-3}$ мм рост напряжения течения связан с повышением сопротивления движению дислокаций в зерне за счет деформационного упрочнения (изменение параметра σ_0). Возможная причина такого изменения будет проанализирована ниже.

Рассмотрим теперь природу пограничного значения размера зерна $d \approx 0.1$ мм, при котором происходит смена механизмов упрочнения. Поскольку в экспериментах использован алюминий с примесями (до 0.15 wt.%), среди которых наибольшую упрочняющую роль играет медь, находящаяся при такой концентрации в твердом растворе [21], то естественно предположить, что при этом размере примесь успевает выйти на границы зерен за время четырехчасового отжига при выращивании зерна. В этом случае можно оценить длину диффузионного пути s , используя обычное диффузионное приближение

$$s \approx (2Dt_a)^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь $t_a = 4 \text{ h} \approx 1.45 \cdot 10^4 \text{ s}$ — время отжига, а $D = D_0 \exp(-Q/kT)$ — коэффициент диффузии Cu в Al. По данным [21], энергия активации диффузии $Q \approx 1.4 \text{ eV}$, а предэкспоненциальный множитель $D_0 \approx 8.4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. В таком случае $D \approx 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ при 853 К. Используя приведенные значения, из (4) получаем $s \approx 0.04 \text{ mm} \approx d/2$, что подтверждает сформулированное выше предположение о природе граничного значения $d \approx 0.1$ мм.

Таким образом, можно полагать, что существование критического размера зерна $d \approx 0.1$ мм связано с различными состояниями примеси, возникающими после рекристаллизационного отжига поликристаллического алюминия в процессе выращивания зерен нужного размера. При $d > 0.1$ мм упрочнение может быть связано с разными степенями обогащенности примесями границ зерен. При $d < 0.1$ мм степень легированности объема зерна уже не меняется при изменении размера, и рост напряжения течения обусловлен деформационным упрочнением тела зерна при растяжении образцов.

Обсудим теперь связь между автоволновыми характеристиками пластического течения и поведением зависимости Холла–Петча для поликристаллов алюминия. Ранее в работе [22] было показано, что длина волны

⁴ Автор работы [10] (см. монографию [20]) в экспериментах с чистым алюминием наблюдал изменение характера зависимости предела упругости от размера зерна при $d \approx 0.2$ мм.

локализованной деформации обратно пропорциональна деформирующему напряжению. Так как по мере роста размера зерна это значение уменьшается, то длина автоволны увеличивается, что и наблюдается на самом деле. Поскольку упрочнение при измельчении зерна связано с изменениями параметров σ_0 и k_f , то их возрастание происходит в соответствии с изменениями длины автоволны локализованного пластического течения. Можно полагать, что как изменения длины автоволны λ , так и изменения параметров уравнения Холла–Петча σ_0 и k_f отражают процессы упрочнения поликристаллов при измельчении зерна.

Такая точка зрения подтверждается тем обстоятельством, что зависимости длины волны локализованного пластического течения λ и напряжения течения σ_f от размера зерна меняют характер при $d \approx 0.1$ mm, как это показано на рис. 5 и 6. Это проявляется, с одной стороны, в том, что в крупнозернистых образцах оказывается невозможным существование стадии линейного деформационного упрочнения, а с другой — рост напряжения течения в таком материале связан исключительно с изменением сопротивления границ зерен развитию сдвигов.

Выводы

1. Обнаружено согласование картин локализации пластического течения в поликристаллическом алюминии с характером выполнения соотношения Холла–Петча в нем.

2. Установлено граничное значение размера зерна $d \approx 0.1$ mm, при котором скачкообразно изменяется форма зависимости длины автоволны локализованного пластического течения от размера зерна и соотношение Холла–Петча.

3. Показано, что причиной изменения указанных зависимостей может быть перераспределение примесей между телом зерна и его границами во время рекристаллизационного отжига.

Список литературы

- [1] Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 327 с.
- [2] McDonald R.J., Efstathiou C., Curath P. // J. Engng. Mat. Technol. 2009. Vol. 131. N 4. P. 692–703.
- [3] Asharia A., Beaudoin A., Miller R. // Math. Mech. Solids. 2008. Vol. 13. N 1. P. 292–315.
- [4] Fressengeas C., Beaudoin A., Entemeyer D. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 014 108-1–014 108-9.
- [5] Zuev L.B., Semukhin B.S., Zarikovskaya N.V. // Int. J. Sol. Str. 2003. Vol. 40. N 4. P. 941–950.
- [6] Зуев Л.Б., Полетика Т.М., Нариманова Г.Н. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 12. С. 74–77.
- [7] Иванова В.С., Гордиенко Л.К., Геминев В.Н. и др. Роль дислокаций в упрочнении и разрушении металлов. М.: Наука, 1965. 180 с.
- [8] Зариковская Н.В., Зуев Л.Б. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 5. С. 11–19.
- [9] Шмид Е., Боас В. Пластичность кристаллов, в особенности металлических. М.: ГОНТИ НКТП, 1938. 316 с.
- [10] Jaoul B. // J. Mech. Phys. Sol. 1957. Vol. 5. N 1. P. 95–114.
- [11] Хилл Р. Математическая теория пластичности. М.: ГИТТЛ, 1956. 407 с.
- [12] Трефилов В.И., Моисеев В.Ф., Печковский Э.П. и др. Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов. Киев: Наук. думка, 1987. 245 с.
- [13] Zuev L.B. // Ann. Phys. 2007. Vol. 16. N 4. P. 286–310.
- [14] Мэрди Дж. // Математическое моделирование. М.: Мир, 1979. С. 109–127.
- [15] Зуев Л.Б. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 3. С. 1–4.
- [16] Поздняков В.А., Глезер А.М. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 1. С. 31–36.
- [17] Андриевский Р.А., Глезер А.М. // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52. Вып. 9/2. С. 15–34.
- [18] Kovách I., Chinh N.Q., Kovách-Csetényi E. // Phys. Stat. Sol. (a). 2002. Vol. 194. N 1. P. 3–18.
- [19] Эстрин Ю.З., Исаев Н.В., Пустовалов В.В. и др. // Кристаллография. 2009. Т. 54. Вып. 6. С. 1097–1104.
- [20] Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972. 408 с.
- [21] Герцикен С.Д., Дехтяр И.Я. Диффузия в металлах и сплавах в твердой фазе. М.: ГИФМЛ, 1960. 564 с.
- [22] Баранникова С.А. // Физ. мезомех. 2005. Т. 8. Вып. 3. С. 19–29.