

Низкотемпературная неустойчивость пластической деформации алюминия

© В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, С.В. Савич

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
61077 Харьков, Украина

E-mail: Victor.P.Lebedev@univer.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 23 января 2007 г.)

На поликристаллическом алюминии изучена низкотемпературная неустойчивость пластического течения (скачкообразная деформация) при изменении состояния дефектной структуры и геометрических размеров образца. Показано, что величина скачка является единой функцией деформирующего напряжения для всех изученных параметров образцов. Рассматривается модель возникновения скачкообразной деформации металла, которая предполагает наличие первичного атермического преодоления потенциального барьера группой дислокаций.

PACS: 83.50.-v, 83.60.Wc

В области низких температур ($T \leq 10$ К) у ряда металлов и сплавов возникает переход от плавного к нестабильному пластическому течению [1–3]. Обычно такая нестабильность проявляется в виде аperiodических сбросов деформирующего напряжения (скачкообразная деформация) на кривой деформационного упрочнения в условиях растяжения (сжатия) с постоянной скоростью.

Из всего разнообразия материалов [1–3], на которых наблюдали такую неустойчивость, алюминий и его сплавы являются оптимальным объектом (простота варьирования количества примесей, высокая пластичность, полнота исследования теплофизических характеристик и т.п.) для более полного изучения этого явления. Ранее было выполнено в основном качественное описание скачкообразной деформации алюминия [4] и рассмотрено в общих чертах влияние масштабного фактора [5], температуры и скорости деформирования [6], воздействие сверхпроводящего перехода [7]. Однако по-прежнему остается невыясненным стартовый механизм (термоактивируемый [8] или атермический [3,9] способ преодоления дислокациями потенциального барьера) и кинетика явления.

Отсутствие единой точки зрения при рассмотрении стартового механизма и кинетики неустойчивого течения связано не только с полнотой разработки той или иной теоретической модели, но и с наличием широкого спектра физических параметров явления и их количественным наполнением.

В настоящей работе на поликристаллах алюминия изучены характеристики скачкообразной деформации для области гелиевых температур в зависимости от начального и последующего состояния дефектной структуры и параметров образцов. На основании полученных результатов проведено сопоставление с существующими моделями явления и выполнен анализ возможных причин скачка напряжения, а также кинетики его развития.

1. Объект и методика исследований

Исследовался поликристаллический (размер зерна 0.1–0.5 мм) алюминий технической чистоты (99.5; $R_{300\text{K}}/R_{4.2\text{K}} = 25$). Образцы в виде плоскопараллельных пластин с уширениями на концах под захваты разрывной машины и размерами рабочей части $(0.15\text{--}1.5) \times (1\text{--}5) \times (5\text{--}30)$ мм вырезали из листа, полученного прокаткой при комнатной температуре со степенью обжатия 0.7–0.8 (исходное состояние), а затем отжигали при 100–640 °С в течение 1 ч.

Одноосное нагружение металла проводили в среде жидкого гелия и регистрировали в координатах нагрузка P –время t с временной инерцией 1 с. Относительное удлинение определяли по соотношению $\varepsilon = v_r t / l$ (скорость перемещения штока $v_r = 5 \mu\text{m/s}$, l — длина рабочей части) с чувствительностью 0.1%, деформирующее напряжение — $\sigma = P(1 + \varepsilon)/S$ (S — сечение образца) с чувствительностью 0.1 МПа. Электросопротивление алюминия измеряли по четырехточечной методике с чувствительностью по напряжению $2 \cdot 10^{-8}$ В.

2. Экспериментальные результаты

Деформация растяжением при $T = 1.57$ К алюминия с различным состоянием исходной дефектной структуры показала наличие неустойчивого пластического течения в виде аperiodических сбросов деформирующего напряжения изменяющейся амплитуды.

На рис. 1 приведена кривая деформационного упрочнения в координатах нагрузка P –время t алюминия в исходном (неотожженном) состоянии. Для этого состояния характерно возникновение скачков нагрузки небольшой амплитуды до и сразу за пределом текучести, которые при средних и больших временах растяжения достигают 1–10% от величины общего уровня P . Здесь же дано определение амплитуды скачка нагрузки $\delta P_{\text{др}}^i$ и времени между соседними скачками $\delta t_{\text{др}}^i$.

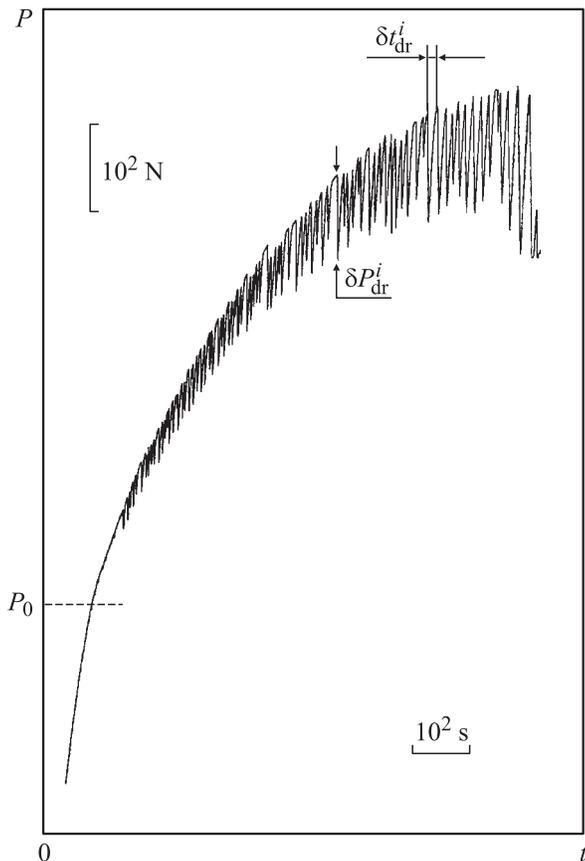


Рис. 1. Кривая деформационного упрочнения (в координатах нагрузка P –время t) алюминия в исходном (неотожженном) состоянии. δP_{dr}^i — амплитуда скачка, δt_{dr}^i — время между скачками.

В ранних работах [3,5] помимо качественного описания явления использовались такие параметры скачкообразной деформации: ε_{crit} , σ_{crit} — критические деформация и напряжение начала неустойчивости течения; общее количество скачков N_{dr} и среднее количество скачков для интервала деформаций, в котором они проявляются, $\langle n_{dr} \rangle = N_{dr} / (\varepsilon_{pl} - \varepsilon_{crit})$, где ε_{pl} — ресурс пластичности образца; максимальная и минимальная амплитуда скачка и некоторые другие.

Для более полного анализа неустойчивости на разных стадиях течения металла использовали дополнительные характеристики. После разбивки всего диапазона деформаций на интервалы $\Delta\varepsilon = 1-2\%$ находили количество скачков n_{dr} на 1% относительного удлинения образца, средние величины скачка $\delta\sigma_{dr}$ и удлинения образца δl_{dr} .

Как следует из литературных данных [4,10,11], увеличение частоты сбора данных позволяет зафиксировать тонкую временную структуру скачка. Конечное значение измеряемой амплитуды $\delta\sigma_{dr}$ не зависит от места расположения регистрирующего упругого элемента, а при временной инерции 1 с малоамплитудные и быстро затухающие процессы можно не учитывать. Анализ характеристик неустойчивого течения $\delta\sigma_{dr}$ и n_{dr} можно

производить двояким образом: в зависимости от степени относительного удлинения ε или же в зависимости от уровня деформирующего напряжения σ .

Сначала рассмотрим зависимости $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ и $n_{dr}(\varepsilon)$ для алюминия в исходном состоянии и после отжига при разных температурах T_{an} (рис. 2). Скачки напряжения всегда начинаются после достижения некоторого ε_{crit} ; по мере увеличения T_{an} (рамера зерна) неустойчивость течения начинается с возникновения скачков большей амплитуды. Для исходного состояния и разных температур предварительного отжига образцов наблюдалось увеличение $\delta\sigma_{dr}$ с ростом ε и два линейных участка на зависимости $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ с разной чувствительностью к приросту относительного удлинения $\Delta(\delta\sigma_{dr})/\Delta\varepsilon$ (МПа%): соответственно 0.104 и 0.37.

Характер изменения $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ для поликристаллов алюминия с разным начальным состоянием дефектной структуры остается подобным, но при увеличении T_{an} проявление скачкообразной деформации начинается при больших значениях ε_{crit} и кривые $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ смещаются практически параллельно в область больших деформаций.

В отличие от плавного нарастания кривых $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ количество скачков немонотонно увеличивается с ростом деформации: n_{dr} сначала возрастает, достигает своего максимального значения, а потом уменьшается. Для образцов с большим размером зерна поликристалла кривые $n_{dr}(\varepsilon)$ смещаются в сторону больших значений ε .

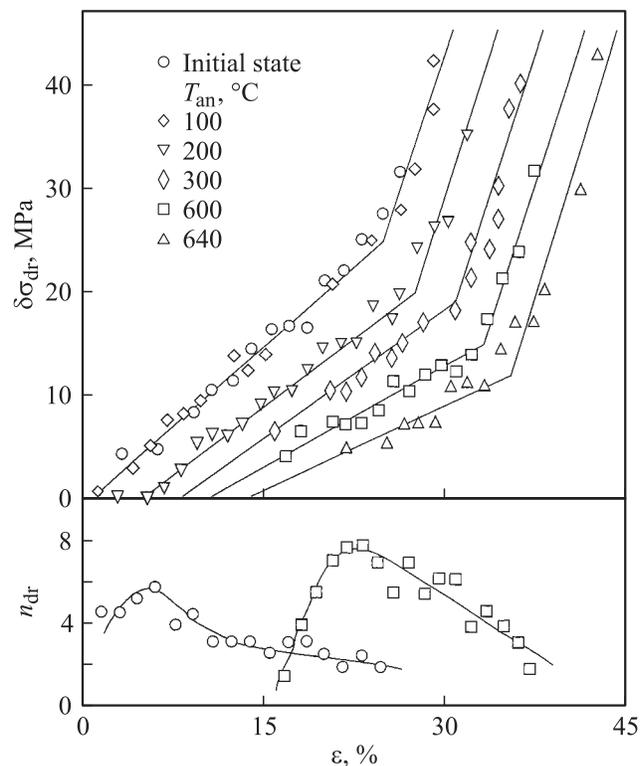


Рис. 2. Амплитуда $\delta\sigma_{dr}$ и количество скачков на 1% деформации n_{dr} как функции относительного удлинения образца ε .

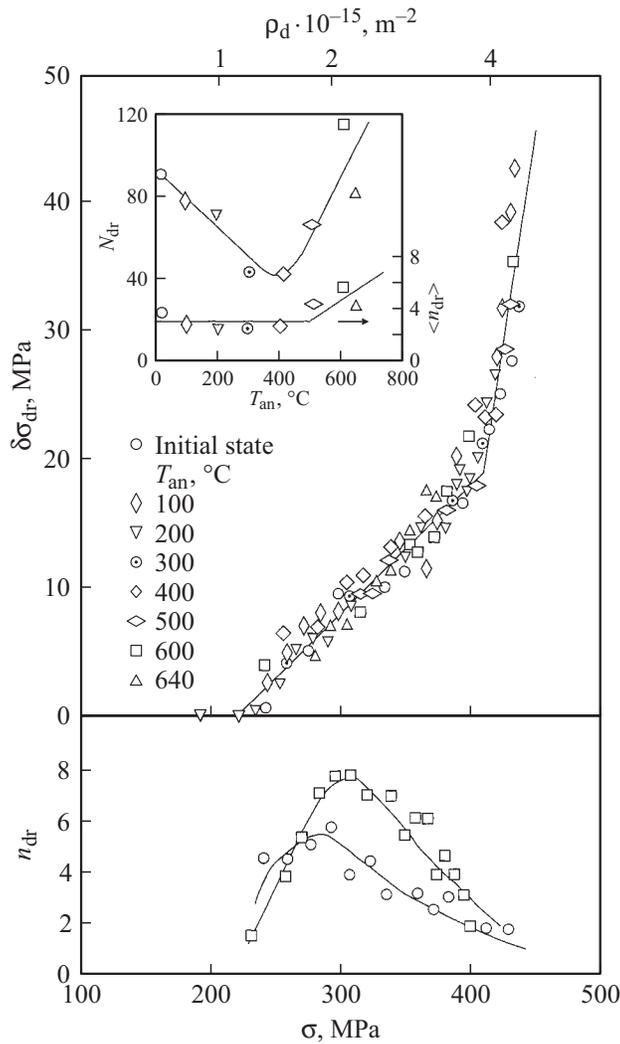


Рис. 3. Изменение $\delta\sigma_{dr}$ и n_{dr} в зависимости от уровня деформирующего напряжения и плотности дислокаций ρ_d . На вставке — влияние температуры отжига на общее N_{dr} и среднее $\langle n_{dr} \rangle$ количество скачков.

Рассмотрим теперь $\delta\sigma_{dr}$, n_{dr} как функции уровня σ . Из рис. 3 следует, что независимо от T_{an} значения $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ объединяются (в пределах разброса экспериментальных данных) в единую зависимость $\delta\sigma_{dr}(\sigma)$, которая также состоит из двух линейных участков, различающихся чувствительностью $\delta\sigma_{dr}$ к изменению деформирующего напряжения: соответственно $\Delta(\delta\sigma_{dr})/\Delta\sigma = 0.1$ и 3.5 (рис. 2). Началу возникновения неустойчивости течения соответствует $\sigma_{dr1} = 220$ МПа, а при $\sigma_{dr2} = 410$ МПа происходит переход к более интенсивной по амплитуде скачкообразной деформации. Величина n_{dr} при увеличении T_{an} возрастет, а положение максимума на зависимости $n_{dr}(\sigma)$ смещается в область больших σ .

Используя соотношение между уровнем дальнедействующего напряжения и общей плотностью дислокаций ρ_d [12] $\sigma_d \approx 0.5\sigma = \alpha Gb(\rho_d)^{1/2}$ ($\sigma_d = 0.5\sigma$ учитывает примерно равноценный вклад дальнедействующей

и ближкодействующей компонент деформирующего напряжения [13], ориентационный фактор $\alpha \approx 0.5$, модуль сдвига $G = 2.3 \cdot 10^{10}$ Па и вектор Бюргера $b = 2.86 \cdot 10^{-10}$ м), данные рис. 3 можно также рассматривать в координатах $\delta\sigma_{dr} - \rho_d$. Это позволяет оценить критические плотности дислокаций: соответственно $\rho_{d1} = 1.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и $\rho_{d2} = 3.9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$.

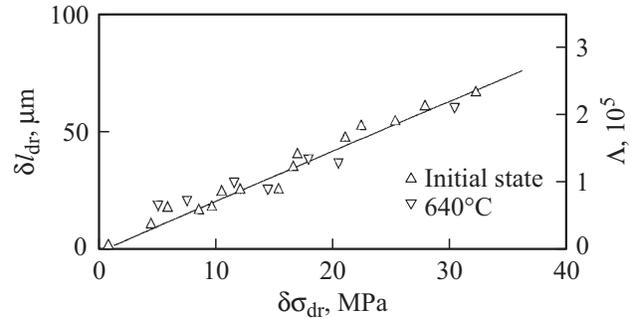


Рис. 4. Приращение удлинения образца δl_{dr} и количество дислокаций Λ , покинувших образец после одиночного скачка нагрузки, как функции $\delta\sigma_{dr}$.

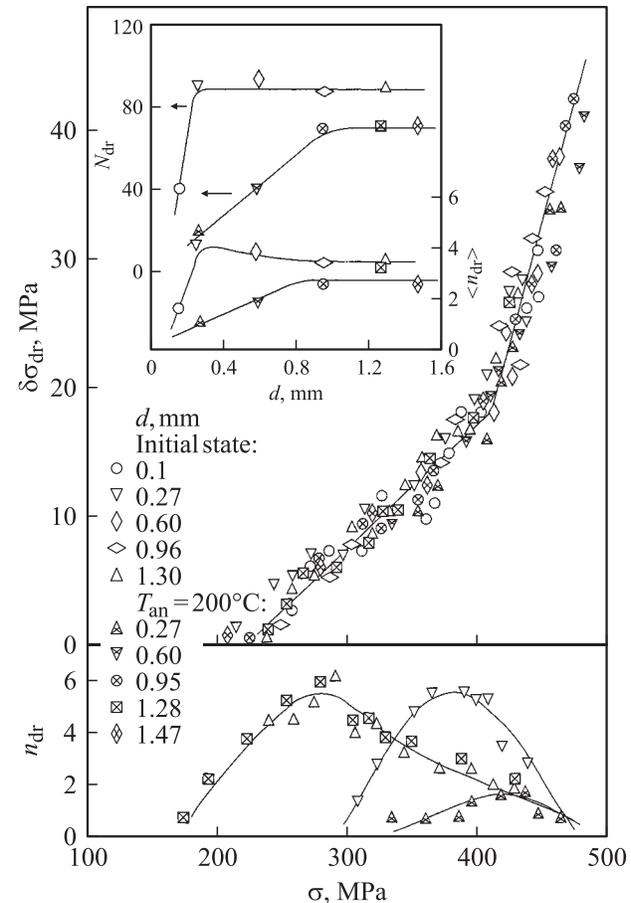


Рис. 5. Зависимость $\delta\sigma_{dr}$ и n_{dr} от уровня деформирующего напряжения для образцов алюминия разной толщины d . На вставке — влияние d на общее N_{dr} и среднее $\langle n_{dr} \rangle$ количество скачков.

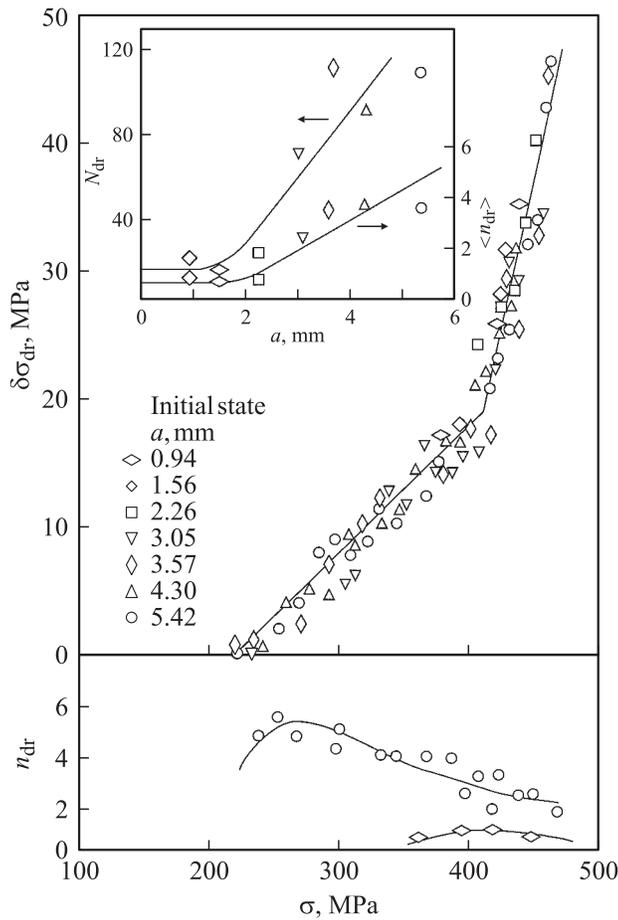


Рис. 6. Зависимость $\delta\sigma_{\text{др}}$ и $n_{\text{др}}$ от уровня деформирующего напряжения для образцов алюминия разной ширины a . На вставке — влияние a на общее $N_{\text{др}}$ и среднее $\langle n_{\text{др}} \rangle$ количество скачков.

Другим параметром, характеризующим одиночный скачок, является величина удлинения образца $\delta l_{\text{др}}$. Хотя $\delta\sigma_{\text{др}}$ и $\delta l_{\text{др}}$ линейно связаны между собой через эффективный модуль жесткости в системе нагружающее устройство–деформируемый образец, из-за частичного перекрытия следующих друг за другом скачков целесообразно непосредственное измерение абсолютного значения удлинения между скачками $\delta l_{\text{др}} = v \cdot \delta t_{\text{др}}$ (рис. 4).

На рис. 4 приведенные значения $\delta l_{\text{др}}$ при разных σ находятся в диапазоне значений $2\text{--}50 \mu\text{m}$. По величине $\delta l_{\text{др}}$ оценим количество дислокаций $\Lambda = \delta l_{\text{др}}/b$, покидающих образец при каждом скачке нагрузки $\delta\sigma_{\text{др}}$. Так, при $\delta\sigma_{\text{др}} = 13.5 \text{ MPa}$ количество дислокаций, обеспечивающих удлинение образца на $\delta l_{\text{др}} = 30 \mu\text{m}$ (рис. 4), равно $\Lambda \approx 10^5$.

Как показали исследования на монокристаллах алюминия [5], наиболее важным фактором, влияющим на проявление скачкообразной деформации, является толщина образца. Причина в том, что именно толщина образца в соответствии с моделью термомеханической

неустойчивости [8] определяет время теплоотвода из объема металла.

Использовались образцы алюминия переменной толщины d (ширина $a = 4 \text{ mm}$ и длина $l = 15 \text{ mm}$) в исходном состоянии и после отжига при $T_{\text{ан}} = 200^\circ\text{C}$ (рис. 5). Независимо от состояния дефектной структуры, размера зерна поликристалла, соотношения поверхности и объема зависимость $\delta\sigma_{\text{др}}(\sigma)$ является единой для образцов с разным d (рис. 5). Такая нечувствительность $\delta\sigma_{\text{др}}$ к изменению d поликристалла существенно отличается от ранее полученной зависимости $\delta\tau_{\text{др}}^{\text{max}} \approx d^{1/2}$ для монокристаллического алюминия [5].

В отличие от амплитуды скачка общее $N_{\text{др}}$ и среднее $\langle n_{\text{др}} \rangle$ количество скачков меняется при изменении d неоднозначно (см. вставку на рис. 5). Если для алюминия в исходном состоянии ход $N_{\text{др}}(\sigma)$ и $\langle n_{\text{др}} \rangle(\sigma)$ практически не зависят от толщины образца (исключение составляет лишь толщина $d \leq 0.2 \text{ mm}$), то во втором случае ($T_{\text{ан}} = 200^\circ\text{C}$) по мере уменьшения d $n_{\text{др}}(\sigma)$ смещается в область больших деформирующих напряжений, а $N_{\text{др}}$ и $\langle n_{\text{др}} \rangle$ уменьшаются с толщиной для $d \leq 1 \text{ mm}$. Чувствительность $N_{\text{др}}$ и $\langle n_{\text{др}} \rangle$ к изменению d появляется в том

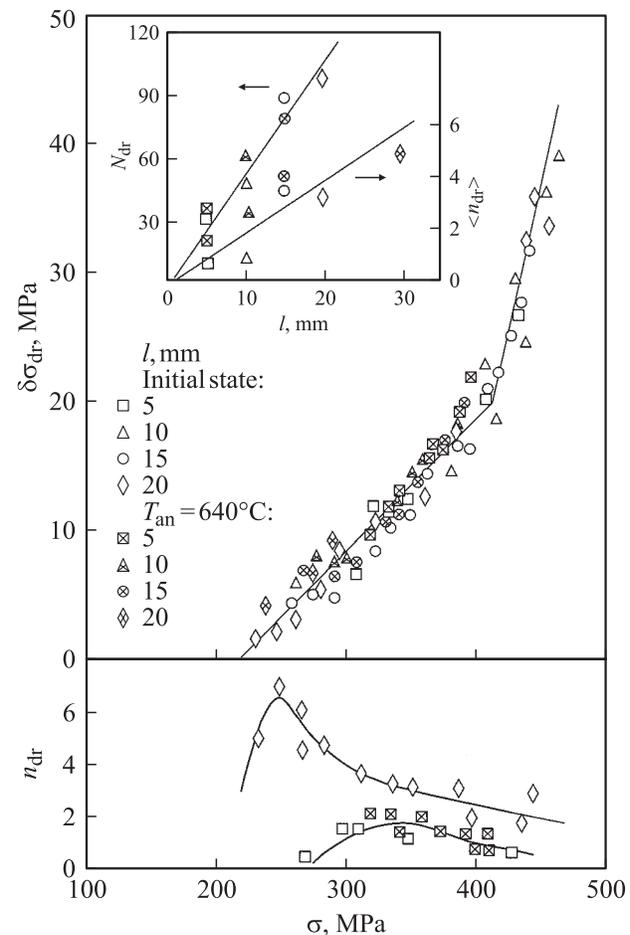


Рис. 7. Зависимость $\delta\sigma_{\text{др}}$ и $n_{\text{др}}$ от уровня деформирующего напряжения для образцов алюминия с разной длиной рабочей части l . На вставке — влияние l на общее $N_{\text{др}}$ и среднее $\langle n_{\text{др}} \rangle$ количество скачков.

случае, когда толщина образца и размер зерна поликристаллической структуры становятся соизмеримыми.

Как и в случае переменной d (рис. 5), изменение ширины a ($d \geq 1$ мм и $l = 15$ мм) не оказывает влияния на амплитуду скачка (рис. 6). В то же время уменьшение a приводит к снижению n_{dr} и смещению максимума зависимости $n_{dr}(\sigma)$ в область более высокого уровня σ (рис. 6). Величины N_{dr} и $\langle n_{dr} \rangle$ возрастают по линейному закону с увеличением a для алюминия в исходном состоянии (см. вставку на рис. 6). Граничное значение ширины, при котором количество скачков остается на постоянном уровне $N_{dr} \approx 10-15$ и $\langle n_{dr} \rangle \approx 1.0$, составляет 1–1.5 мм.

Влияние длины рабочей части образца l на характеристики скачкообразной деформации изучалось на алюминии в исходном (неотожженном) состоянии и после отжига при 640°C. При $d \geq 1$ мм и $a = 4$ мм изменение $l = 5-30$ мм (скорости деформации при этом находились в пределах $\dot{\epsilon} = (2-5) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$) не влияет на ход $\delta\sigma_{dr}(\sigma)$, увеличение T_{an} и уменьшение a снижает n_{dr} и смещает зависимость $n_{dr}(\sigma)$ в область больших σ (рис. 7). Величины N_{dr} и $\langle n_{dr} \rangle$ уменьшаются примерно по линейному закону с укорочением рабочей части образца (см. вставку на рис. 7).

3. Обсуждение

Приведенные экспериментальные результаты и данные ранних работ [3] указывают на то, что скачкообразная деформация протекает на фоне деформационного упрочнения кристаллической решетки. Это позволяет рассматривать пластическое течение металла как состоящее из двух одновременно идущих процессов. Первый характеризуется генерацией, перемещением и взаимодействием дефектов, что создает деформационное упрочнение металла [12]. Второй способствует разупрочнению металла в результате специфического поведения дислокационной системы.

В то же время эти события разделены в пространстве в пределах объема деформируемого образца, что можно проиллюстрировать на примере кривой $P(t)$ (рис. 1). В том случае, если бы непрерывно следующие друг за другом сбросы нагрузки происходили во всем объеме образца V_{samp} , плавного нарастания деформационного упрочнения металла нельзя было бы достигнуть. Поэтому более приемлемым является рассмотрение локализации интенсивной деформации в объеме $v_{loc} \leq V_{samp}$.

Экспериментально наблюдаемое повышение температуры металлов и сплавов, сопровождающее низкотемпературную скачкообразную деформацию [2], способствовало разработке модели термомеханической неустойчивости пластического течения [2,8].

При равномерном выделении тепла в объеме деформируемого материала критическое напряжение начала возникновения неустойчивости было вычислено для слу-

чая низкой теплопроводности λ материала [14]

$$\sigma_{crit} \geq \gamma \lambda T / (H/k_B T) \dot{\epsilon} d^2 \quad (1)$$

и для доминирующего поверхностного теплоотода h [15]

$$\sigma_{crit} \geq h T / (H/k_B T) \dot{\epsilon} d. \quad (2)$$

При численных значениях $T = 1.57$ К, $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $d = 10^{-3}$ м, энтальпии активации движения дислокаций $H/k_B T = 10$, $\lambda = LT/\rho = 30 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ (число Лоренца $L = 2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega/\text{K}^2$, измеренное удельное электросопротивление алюминия $\rho(1.57 \text{ K}) = 1.1 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{m}$) и мощности теплопередачи в жидкий HeII $h = 2.7 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ [16] получим $\sigma_{crit} \approx 10^9-10^{10}$ Па, что превышает экспериментальное значение $\sigma_{crit} = 220$ МПа (рис. 3).

При равномерном распределении источников тепла мощностью $\sigma \dot{\epsilon}$ в объеме материала и коэффициенте трансформации работы деформирования в тепло $\beta = 0.5$ повышение температуры образца вычисляется как [8]

$$\Delta T = \beta \sigma \dot{\epsilon} (d^2/4\lambda + d/2h). \quad (3)$$

Тогда для $\sigma = 300$ МПа и ранее приведенных численных значений теплофизических характеристик и параметров деформации

$$\Delta T = 7 \cdot 10^{-4} \text{ K} + 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ K} \approx 10^{-2} \text{ K}. \quad (4)$$

Для термоактивируемого движения дислокаций изменение уровня деформирующего напряжения определяется $\delta\sigma_T = (\delta\sigma/\delta T)\Delta T$, где $\delta\sigma/\delta T \leq 0$ — чувствительность σ к изменению T и ΔT — повышение температуры металла во время деформирования.

При изменении знака $(\delta\sigma/\delta T) \geq 0$ для поликристаллического алюминия в области гелиевых температур [1] $\Delta T = 10^{-2}$ К не приведет к снижению σ .

Расчет локализованного разогрева кристалла алюминия в приближении гетерогенного скольжения группы из 200 дислокаций дает оценку $\Delta T = 6.5$ К [17,18]. Измерения $\sigma = (T, \epsilon)$ для поликристалла алюминия в интервале 1.57–4.2 К показали, что $\delta\sigma/\delta T = 0.4$ МПа/К. При учете температурной аномалии $\sigma = f(T, \epsilon = \text{const})$ эффективное повышение температуры составит $\Delta T^* = 2.3$ К, что будет соответствовать снижению уровня деформирующего напряжения за счет его термической компоненты на $\delta\sigma_{dr} \approx \delta\sigma_T = (\delta\sigma/\delta T)\Delta T = 2.3$ МПа (при $(\delta\sigma/\delta T) = -1$ МПа/К для интервала 4.2–77 К).

Приведенная оценка спада деформирующего напряжения соответствует только начальному участку зависимости $\delta\sigma_{dr}(\sigma)$ и не может объяснить весь спектр измеренных значений $\delta\sigma_{dr}$ (рис. 3, 5–7). Кроме того, расчетное значение $\delta\sigma_{dr}$ определяется термическим механизмом активации движения дислокаций, одностадийным характером развития скачкообразной деформации и не предполагает возникновения больших групп движущихся дислокаций ($\sim 10^5$).

Поэтому более реальной может быть ситуация, когда движение дислокаций происходит в локальном объеме v_{loc} и начинается с силового (атермического) преодоления большой группой дислокаций потенциального барьера [3,6,9].

Подтверждением может служить регистрация отклика на скачкообразную деформацию алюминия [19] в виде микросекундных электрических импульсов, которые предшествуют миллисекундному электрическому сигналу или возникают на его фоне.

Атермическая природа начального этапа возбуждения дислокационной системы также подтверждается анализом временного развития одиночного скачка. В работах [4,10] для ряда металлов была установлена стабильность $\delta\sigma_{dr}(t)$: первая стадия имеет длительность $\delta t_{dr1} \approx 10^{-4}$ с и характеризуется снижением σ на $\sim 0.5\delta\sigma_{dr}$, а вторая стадия — соответственно $\delta t_{dr2} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ с и $\sim 0.5\delta\sigma_{dr}$. Регистрируемое повышение температуры образца происходит после завершения первого этапа развития скачка [10].

В предположении статистически равномерного возникновения участков локализации деформации в объеме металла и отсутствия активации движения дислокаций дважды в одном и том же месте усредненный линейный размер составит $l_{loc} \approx (V_{samp}/N_{dr})^{1/3}$.

Используя наклоны линейных участков зависимостей $N_{dr}(a)_{d,l}$ и $N_{dr}(l_0)_{d,a}$ (см. вставки на рис. 6 и 7) и нечувствительность N_{dr} к изменению толщины при $d \approx l_{loc}$ (см. вставку рис. 5) и ширины при $a \approx l_{loc}$ (см. вставку рис. 6) образца, получим $l_{loc} \approx 1$ мм. Для $\delta l_{dr} = 5-60 \mu\text{m}$ (рис. 4) и $\delta t_{dr1} \approx 10^{-4}$ с [10] локальная скорость деформации будет равняться $\dot{\epsilon}_{loc} = \delta l_{dr}/l_{loc}\delta t_{dr1} = 10 \text{ s}^{-1}$, а скорость надбарьерного движения дислокации $v_d = l_{loc}/\delta t_{dr1} = 10 \text{ m/s}$.

Проанализируем полученные результаты на основании существующих механизмов скачкообразной деформации [1]. В соответствии с [9] одновременное поперечное движение группы из n_d дислокаций происходит при достижении

$$\sigma_{dr} = 2Gn_d^{-1}(0.06 - \gamma/Gb), \quad (5)$$

где γ — энергия дефекта упаковки. После подстановки $\sigma_{crit} = 220 \text{ МПа}$ (рис. 3) и $\gamma/Gb = 0.02$ [12] получим $n_d \approx 10$. Такое количество дислокаций в 10^3-10^4 раз меньше приведенных оценок для Λ и не может обеспечить необходимый прирост удлинения δl_{dr} (рис. 5).

Атермическое преодоление потенциального барьера возможно в результате проявления инерционных свойств дислокационного сегмента l_d в среде с вязкостью B [1]

$$l_d \leq \pi(m\tau)^{1/2}/B. \quad (6)$$

Для $B \approx B_{el} = 5 \cdot 10^{-5} - 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ [1], массы единицы длины дислокационной линии $m = 10^{-16} \text{ kg/m}$ и линейного натяжения $\tau = Gb^2$ условие недемпфированности колебаний дислокационного сегмента достигается при $l_d \leq 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$, что отвечает плотности дислокаций

$\rho_d \approx l_d^{-2} = 3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, которая не соответствует оценкам рис. 3.

В связи с этим рассмотрим иной механизм и последовательность событий процесса скачкообразной деформации. Его реализация предполагает коллективное силовое (атермическое) преодоление потенциального барьера (возможно, благодаря высокому уровню внутренних напряжений за счет неоднородности распределения структурных дефектов в объеме v_{loc}) большой группой дислокаций.

Спонтанное возникновение и перемещение весьма больших дислокационных групп (10^4-10^5 дислокаций) приводит к существенному (полному) исчерпанию ресурса подвижных дислокаций в пределах локального объема. Двигаясь надбарьерно, такой дислокационный поток рассеивает свою энергию в виде тепла и создает локальное повышение температуры. При этом создается ситуация, когда генерируемое тепло не порождает в объеме локализации деформации термоактивированного потока дислокаций.

Второй этап спада $\delta\sigma_{dr2}$ обусловлен движением дислокаций за счет тепла, поступающего из разогретой на ΔT области локализации деформации в прилегающие участки кристаллической решетки. Дальнейшая релаксация тепла происходит за счет его распространения в более отдаленные участки образца и отвода через внешнюю поверхность.

При надбарьерном движении энергия дислокации рассеивается в виде тепла $w = B_{el}v_d^2$ [1]. Для 0.5Λ дислокаций в группе, которые при низкой температуре перемещаются на расстояние l_{loc} в течение времени δt_{dr1} , рассеяние энергии на электронах проводимости равно

$$W = B_{el}v_d^2 0.5\Lambda l_{loc} \delta t_{dr1}, \quad (7)$$

а повышение температуры локального объема составит

$$\Delta T = W/c_p v_{loc} = B_{el}\Lambda/2c_p \delta t_{dr1}. \quad (8)$$

После подстановки численных значений $B_{el} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $\Lambda = 10^5$, теплоемкости $c_p(1.5 \text{ K}) = 2.7 \cdot 10^2 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$ и $\delta t_{dr1} \approx 10^{-4} \text{ s}$ [10] получим повышение температуры локального объема на $\Delta T \approx 100 \text{ K}$. Такое увеличение температуры является завышенным, поскольку получено в предположении неизменности c_p . При условии слабой температурной зависимости $B(T)$ [1] и сильной для теплоемкости $c_p \approx T^3$ [20] изменения температуры кристалла в пределах v_{loc} после достижения $T \approx 20-30 \text{ K}$ практически не происходит ($c_p(20 \text{ K})/c_p(1.5 \text{ K}) \approx 2 \cdot 10^3$).

Время отвода тепла за счет теплопроводности из локального объема в соседние области поликристалла можно оценить как $t_\lambda = cl_{loc}^2/4\lambda$ [8]. Для $c_p(20 \text{ K}) \approx 2.5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$, $l_{loc} = 10^{-3} \text{ m}$ и $\lambda(20 \text{ K}) = 1.5 \cdot 10^2 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ получим $t_\lambda = (10^{-5} - 10^{-4}) \text{ s}$, что по порядку величины согласуется с длительностью первой стадии спада нагрузки [10].

В дальнейшем тепловой импульс распространяется в прилегающие участки кристаллической решетки и приводит к снижению термической компоненты напряжения на $\delta\sigma_T = \delta\sigma_{dr2}$ за время поверхностного теплоотвода в жидкий HeII $t_h = c_p(20\text{ K})l_{loc}/2h = (10^{-2}-10^{-1})\text{ s}$ [8]. Таким образом, анализ параметров низкотемпературной неустойчивости пластического течения алюминия предполагает наличие первичного атермического механизма, контролирующего начальную фазу динамики дислокационной системы. Выделяющееся при этом тепло не приводит к процессу термической активации в объеме локализации деформации из-за исчерпания ресурса подвижных дислокаций. В дальнейшем тепло распространяется за пределы области локализованного течения и на втором этапе стимулирует термоактивируемое движение новой порции дислокаций.

Список литературы

- [1] В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. Металлургия, М. (1975). 328 с.
- [2] О.В. Клявин. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. Наука, М. (1975). 257 с.
- [3] В.В. Пустовалов. ФНТ **26**, 515 (2000).
- [4] Z.S. Vasinski. Proc. Roy. Soc. A **240**, 229 (1957).
- [5] Д.А. Диденко, В.В. Пустовалов. ФММ **27**, 1097 (1969).
- [6] В.С. Бобров, М.А. Лебедин. ФТТ **35**, 1881 (1993).
- [7] И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов. ФНТ **5**, 1433 (1979).
- [8] Г.А. Малыгин. ФММ **81**, 5 (1996).
- [9] А. Зегер. В сб.: Дислокации и механические свойства. ИЛ, М. (1960). 179 с.
- [10] V. Obst, A. Nyilas. Adv. Cryog. Eng. **44** A, 331 (1998).
- [11] А.М. Долгин, В.З. Бенгус. ФНТ **16**, 254 (1990).
- [12] Ж. Фридель. Дислокации. ИЛ, М. (1967). 643 с.
- [13] А.А. Завгородний, В.С. Крыловский, В.П. Лебедев. Металлофизика **14**, 16 (1992).
- [14] Б.В. Петухов, Ю.З. Эстрин. ФТТ **17**, 2041 (1975).
- [15] E.Y. Gutmanas, Y. Estrin. Phys. Stat. Sol. (a) **91**, 137 (1985).
- [16] О.В. Клявин, Г.А. Малыгин, Ю.М. Чернов. ФТТ **38**, 191 (1996).
- [17] Г.А. Малыгин. ФТТ **19**, 1460 (1977).
- [18] Г.А. Малыгин. ФТТ **39**, 2019 (1977).
- [19] В.С. Бобров, М.А. Лебедин. ФТТ **31**, 120 (1989).
- [20] М.П. Малков, И.Б. Данилов, А.Г. Зельдович, А.Б. Фрадков. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. Энерг. изд-во, М.-Л. (1963). 416 с.