

Низкотемпературная скачкообразная деформация разного масштаба в нормальном состоянии сплавов Pb–(4–49) ат. % In

В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

E-mail: victor.p.lebedev@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 18 июля 2011 г., после переработки 17 октября 2011 г.

Изучена неустойчивость пластического течения сплавов Pb–(4–49) ат. % In с амплитудой разного масштаба при деформировании в нормальном состоянии при температуре 1,65 К. Получены зависимости величины скачков напряжения малой (~ 0,1 МПа) и большой (~ 1 МПа) амплитуд, а также плотности этих скачков от степени деформации поликристалла, содержания индия в сплаве и толщины образца. Рассмотрено влияние скачкообразной деформации на величину разупрочнения сплавов при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние. Обсуждается контролирующий механизм явления.

Вивчено нестійкість пластичної течії сплавів Pb–(4–49) ат. % In з амплітудою різного масштабу при деформуванні в нормальному стані при температурі 1,65 К. Отримано залежності величини стрибків малої (~ 0,1 МПа) та великої (~ 1 МПа) амплітуд, а також густини цих стрибків від ступеня деформації полікристалу, кількості індію в сплаві і товщини зразка. Розглянуто вплив стрибкоподібної деформації на величину знеміцнення сплавів при переході з нормального в надпровідний стан. Обговорюється контролюючий механізм явища.

PACS: 83.50.–v Деформация и течение материалов;
83.60.Wc Нестабильность течения.

Ключевые слова: сплав, переход нормальное–сверхпроводящее состояние, скачкообразная деформация.

1. Введение

Впервые на одну из особенностей низкотемпературной скачкообразной деформации металла-сверхпроводника было указано в работе [1]. Эта особенность заключается в том, что при деформировании моно- [1,2] и поликристаллов [3] свинца скачки напряжения малой амплитуды (~ 10^{-2} – 10^{-1}) МПа возникают только в сверхпроводящем состоянии. Малые скачки деформирующего напряжения были нехарактерными для наблюдавшейся ранее низкотемпературной неустойчивости пластического течения с амплитудами скачков ~ (1–10) МПа [4], которая объяснялась уменьшением вязкости газа свободных электронов при переходе металла в сверхпроводящее состояние и, как следствие, более облегченным преодолением дислокациями потенциальных барьеров [2].

В дальнейшем малоамплитудная скачкообразная деформация была обнаружена при растяжении поликристаллических сплавов системы Pb–In сначала в

сверхпроводящем [5,6], а затем в нормальном состоянии [7,8]. На основании полученных экспериментальных данных был сделан вывод о том, что этот тип неустойчивой деформации связан с лавинообразным и локализованным перемещением групп дислокаций различной мощности в результате их силового открепления от препятствий. При этом понижение температуры испытаний от 4,2 К до 1,65 К изменяет контролирующий механизм атермического преодоления отдельными дислокациями и группами дислокаций потенциальных барьеров [7,8].

Важным обстоятельством является то, что при деформации в нормальном состоянии сплава Pb–27 ат. % In в температурном интервале 1,65–2,2 К наблюдали сосуществование неустойчивостей как малой, так и большой [7,8] амплитуд. Для понимания этих явлений целесообразно детальное изучение параметров скачкообразной деформации в зависимости от состояния дефектной структуры и условий деформирования сплавов системы Pb–In в расширенном диапазоне концентраций.

В настоящей работе изучены основные характеристики скачкообразной деформации различного масштаба (амплитуда и плотность скачков деформирующего напряжения) сплавов системы Pb–(4–49) ат. % In в нормальном состоянии при фиксированной температуре испытаний ($T = 1,65$ К) в зависимости от степени относительного удлинения, концентрации второго компонента, толщины образца. Рассмотрено также влияние скачкообразной деформации на величину разупрочнения материала при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние. Проанализированы возможные причины зарождения и контролирующие на микроскопическом уровне механизмы скачкообразной деформации различного масштаба.

2. Объект исследования и методика измерений

Объектом исследования являлись поликристаллические сплавы Pb–(4–49) ат. % In, для приготовления которых использовали исходные высокочистые компоненты: Pb (99,996%) и In (99,99%).

После вакуумной плавки слиток прокатывали при комнатной температуре со степенью обжатия 0,8–0,9. Вырезанные из листа образцы имели вид плоскопараллельных пластин (0,4–2,5)×4×15 мм с уширениями под захваты разрывной машины. Образцы первой партии отжигали при комнатной температуре в течение 3 ч (основное, исходное состояние дефектной структуры), а второй — при $T_{\text{ан}} = 100$ °С в течение 1 ч. До проведения механических испытаний их сохраняли при -20 °С. Размер зерна поликристаллических сплавов указанных концентраций находился в диапазоне $l_{\text{гр}} \sim 0,1–0,5$ мкм.

Концентрацию индия контролировали путем измерения плотности сплава методом гидростатического взвешивания с погрешностью $\pm(1–2)\%$. Согласно диаграмме состояний в сплавах системы Pb–In [9] образуются твердые растворы индия в свинце и свинца в индии, а также промежуточная α_1 -фаза. Рентгенографическое исследование периода кристаллической решетки показало, что α_1 -фаза содержит 20 ат. % Pb, имеет гранцентрированную тетрагональную решетку с соотношением осей $c/a < 1$ и возникает в сплавах состава Pb–(20–55) ат. % In при $T < 273$ К [9].

Образцы деформировали путем одноосного растяжения с постоянной скоростью удлинения в среде жидкого гелия при температуре $1,65 \pm 10^{-2}$ К.

Состояние электронной системы сплава (нормальное–сверхпроводящее) изменяли при помощи продольного относительно оси растяжения образца магнитного поля с индукцией $B \geq B_{c2}$, где B_{c2} — индукция верхнего критического магнитного поля.

Для минимизации силы взаимодействия системы нагружения образца с внешним магнитным полем захваты, шток и опору деформирующего устройства из-

готавливали из материалов с низкой магнитной восприимчивостью (медь, латунь и титан).

Нагрузку на образце P определяли в зависимости от времени деформации t по величине разбаланса тензометрического моста сопротивления. Расстояние между деформируемым образцом и тензометрическим мостом составляло $\sim 0,5$ м. Электрический сигнал разбаланса, пропорциональный величине действующей нагрузки P , усиливался фотоэлектрическим усилителем Ф-116/1 и передавался на регистрирующее устройство.

Для регистрации сигнала во времени использовали электронный самопишущий потенциометр КСП-4 (временное разрешение 1 с) и цифровой мультиметр Sanwa PC 520 M (временное разрешение 0,3 с).

Относительное удлинение образца определяли из соотношения $\varepsilon = v_r t / l_0$ ($v_r = 0,5$ мкм·с⁻¹ — скорость перемещения штока нагружающего устройства и l_0 — начальная длина рабочей части образца) с погрешностью $\pm 0,1\%$. Деформирующее напряжение рассчитывали из соотношения $\sigma = P(1 + \varepsilon) / S$ (S — начальное сечение образца) с погрешностью $\pm 0,5 \cdot 10^4$ Па. При указанной скорости перемещения штока, заданных начальных параметрах образца и ресурсе пластичности $\sim 30–40\%$ скорость деформирования находилась в пределах $\dot{\varepsilon} = (3,3–2,4) \cdot 10^{-5}$ с⁻¹.

В качестве параметров скачкообразной деформации сплава использовали число скачков $n_{\text{др}}$ на 1% относительного удлинения и усредненную амплитуду скачка деформирующего напряжения $\delta\sigma_{\text{др}}$ в фиксированном интервале деформаций $\Delta\varepsilon \approx 0,5–0,75\%$. На стадии пластического течения при общем количестве скачков $\sim (0,6–7) \cdot 10^3$ усреднение производилось по массиву $\sim 50–200$ скачков.

Кроме того, рассчитывали средние значения амплитуды $\langle \delta\sigma_{\text{др}} \rangle = \sum \delta\sigma_{\text{др}}^i / (\varepsilon_f - \varepsilon_s)$ и плотности $\langle n_{\text{др}} \rangle = N_{\text{др}} / (\varepsilon_f - \varepsilon_s)$ скачков напряжения для всего интервала деформаций $(\varepsilon_f - \varepsilon_s)$ (ε_s и ε_f соответствуют началу и концу проявления скачкообразной деформации, $\sum \delta\sigma_{\text{др}}^i$ — сумма всех амплитуд; $N_{\text{др}}$ — общее количество скачков).

3. Экспериментальные результаты

Поскольку в литературе [4] имеются данные о механических характеристиках сплавов системы Pb–In при низких температурах лишь для некоторых концентраций, были выполнены измерения предела текучести σ_0 и ресурса пластичности ε_{pl} (максимальная деформация) в диапазоне концентраций второго компонента (4–49) ат. % In (рис. 1).

Величины σ_0 и ε_{pl} являются характеристиками материала, весьма чувствительными к состоянию дефектной структуры деформационного и примесного типа. Как видно на рис. 1,а, в диапазоне 4–40 ат. % In предел те-

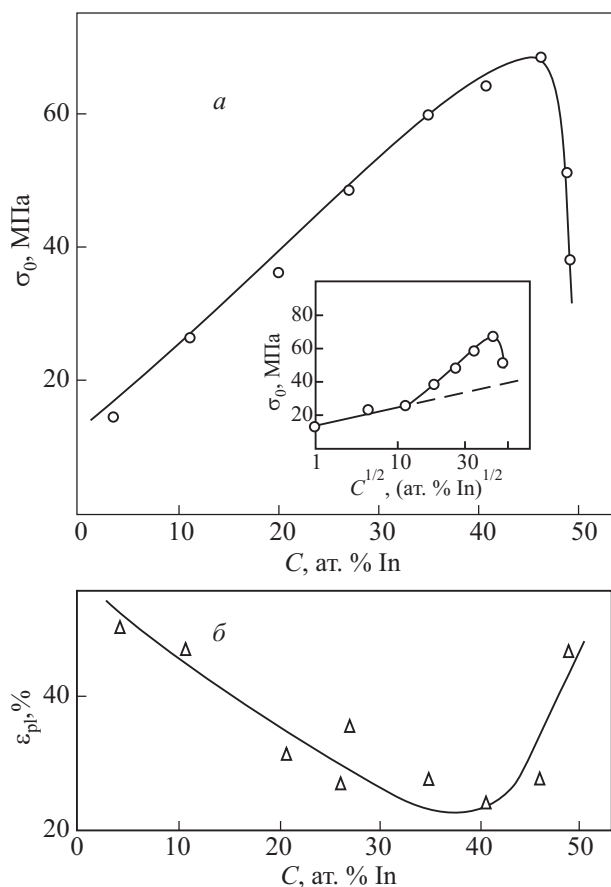


Рис. 1. Зависимости предела текучести σ_0 (а) и ресурса пластичности ϵ_{pl} (б) от концентрации индия C в сплавах Pb–In. На вставке — данные в координатах $\sigma_0-C^{1/2}$.

кучести нарастает, а ресурс пластичности снижается примерно по линейному закону с увеличением концентрации C второго компонента. Влияние второго компонента при $C > 46$ ат. % In на кристаллическую решетку сплава становится более существенным, что приводит к снижению σ_0 и росту ресурса пластичности.

Анализ данных (рис. 1,а) в координатах $\sigma_0-C^{1/2}$ показал наличие линейной связи между этими величинами в интервале концентраций до ~ 10 ат. % In и существенное отклонение в сторону больших значений предела текучести для $C \geq 20$ ат. % In. Для интервала $C = (20-46)$ ат. % In отклонение зависимости $\sigma_0(C^{1/2})$ от линейности в сторону больших значений σ_0 является двукратным. Авторы [10] связывают такое увеличение предела текучести с влиянием на низкотемпературное движение дислокаций областей ближнего порядка (кластеров), возникающих при более высоких концентрациях индия.

Деформация растяжением поликристаллических сплавов Pb-(4–49) ат. % In при постоянной температуре 1,65 К в режиме циклической смены нормального ($B \geq B_{c2}$) и сверхпроводящего ($B = 0$) состояний позволила: фиксировать ход кривой деформационного уп-

рочнения, исследовать скачкообразную деформацию различного масштаба в нормальном состоянии, определять величину разупрочнения за счет изменения состояния электронной системы металла, контролировать течение сплава в сверхпроводящем состоянии.

На рис. 2 показаны участки кривых растяжения в координатах $P-t$ для разных степеней относительного удлинения ϵ сплава Pb–35 ат. % In со сменой нормального–сверхпроводящего состояния. Как видно на рис. 2, неустойчивость пластического течения сплава в виде аperiodических скачков нагрузки с амплитудой δP_{dr} , которым соответствует удлинение образца на δl_{dr} , наблюдается в нормальном состоянии и отсутствует в сверхпроводящем состоянии (за исключением участка вблизи предела прочности материала при образовании «шейки» на рабочей части образца). Неустойчивость пластического течения развивается на фоне общего деформационного упрочнения сплава. На начальном этапе деформирования и при средних значениях ϵ величина разупрочнения при сверхпроводящем переходе $\delta P_{ns} > \delta P_{dr}$, а при деформациях вблизи предела прочности $\delta P_{ns} \approx \delta P_{dr}$.

Вблизи предела текучести сплава Pb–35 ат. % In величина скачка нагрузки составляет $\sim 0,25$ Н, с развитием деформации на фоне скачков с малой амплитудой появляются скачки с $\delta P_{dr} \sim 0,7-7$ Н. В области боль-

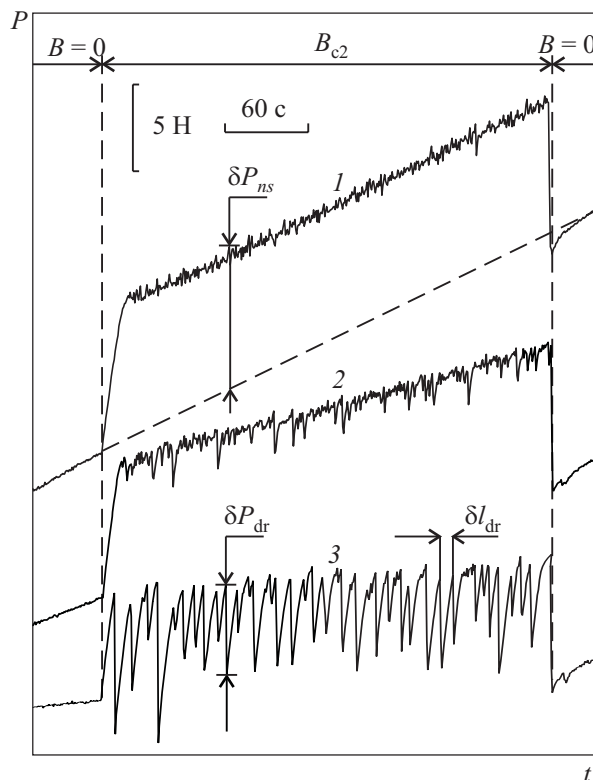


Рис. 2. Участки кривых нагружения $P(t)$ сплава Pb–35 ат. % In, соответствующие нормальному ($B \geq B_{c2}$) и сверхпроводящему ($B = 0$) состояниям и разным степеням относительного удлинения ϵ , %: 1,9 (1), 9 (2) и 22,7 (3).

ших относительных удлинений скачки с большой амплитудой являются преобладающими. Диапазон изменения δl_{dr} составляет 0,1–1 мкм.

В дальнейшем скачками малой или большой амплитуд будем называть соответственно снижение деформирующего напряжения на $\delta\sigma_{dr} \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ МПа и $\delta\sigma_{dr} \sim 1 - 10$ МПа.

Для сплава с постоянной концентрацией второго компонента в качестве переменной величины, определяющей степень искажения кристаллической решетки в процессе деформации, использовали величину относительного удлинения образца ε .

На рис. 3,а показано изменение амплитуды малых (1, 2) и больших (3, 4) скачков деформирующего напряжения от ε для сплавов Pb–12 ат. % In (1, 3) и Pb–35 ат. % In (2, 4) в нормальном состоянии. Амплитуда малых скачков $\delta\sigma_{dr}$ не зависит от ε и по абсолютной величине составляет соответственно $2 \cdot 10^{-2}$ МПа (1) и $6 \cdot 10^{-2}$ МПа (2). Скачки большой амплитуды наблюдаются при $\varepsilon > \varepsilon_{cr}$ (9% и 16%), а их величина нарастает от 0,07 до 1,3 МПа и от 0,2 до 1,25 МПа соответственно для сплавов с 12 и 35 ат. % In.

В логарифмических координатах зависимости $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ (3, 4) (вставка на рис. 3,а) являются линейными: $\delta\sigma_{dr} \sim \varepsilon^p$ с показателем степени $p \approx 2,3$.

Согласно приведенным данным (рис. 3,а), амплитуда малых скачков $\delta\sigma_{dr}$ не зависит от ε и увеличивается с ростом C , что говорит об определяющей роли примесных дефектов при возникновении и развитии неустойчивости пластического течения.

Амплитуда больших скачков $\delta\sigma_{dr} \approx 0,07 - 1,3$ МПа существенно возрастает с увеличением как степени деформации, так и концентрации сплава. Полученная для больших скачков зависимость $\delta\sigma_{dr} \sim \varepsilon^{2,3}$ позволяет предположить, что на стадии линейного упрочнения поликристалла ($\sigma \sim \varepsilon$) с учетом соотношения Тейлора $\sigma \sim \rho_d^{1/2}$ [4] амплитуда $\delta\sigma_{dr}$ определяется плотностью дислокаций «леса» ρ_d .

Зависимости $n_{dr}(\varepsilon)$ (рис. 3,б) для скачков малой (1, 2) и большой (3, 4) амплитуд имеют подобную колоколообразную форму. При увеличении количества второго компонента максимальная плотность малых скачков изменяется от $n_{dr}^{max} = 215$ до 260, а для скачков большой амплитуды — от 40 до 50. Плотности скачков разного масштаба отличаются в $\sim 4-5$ раз, при этом наблюдается одинаковая тенденция: с ростом концентрации второго компонента положение максимума $n_{dr}(\varepsilon)$ смещается в область меньших значений ε .

При сравнении полученных результатов для разных по своему составу сплавов целесообразно воспользоваться усредненными значениями амплитуды $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ и плотности $\langle n_{dr} \rangle$ скачков (см. разд. 2).

Зависимости $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ и $\langle n_{dr} \rangle$ от концентрации индия для скачков разного масштаба в нормальном состоянии образцов показаны на рис. 4. Общими закономерностями для зависимостей $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle(C)$ и $\langle n_{dr} \rangle(C)$ являются одновременное сосуществование скачков деформирующего напряжения малой и большой амплитуд, возрастание амплитуды и плотности скачков при увеличении количества второго компонента в сплаве.

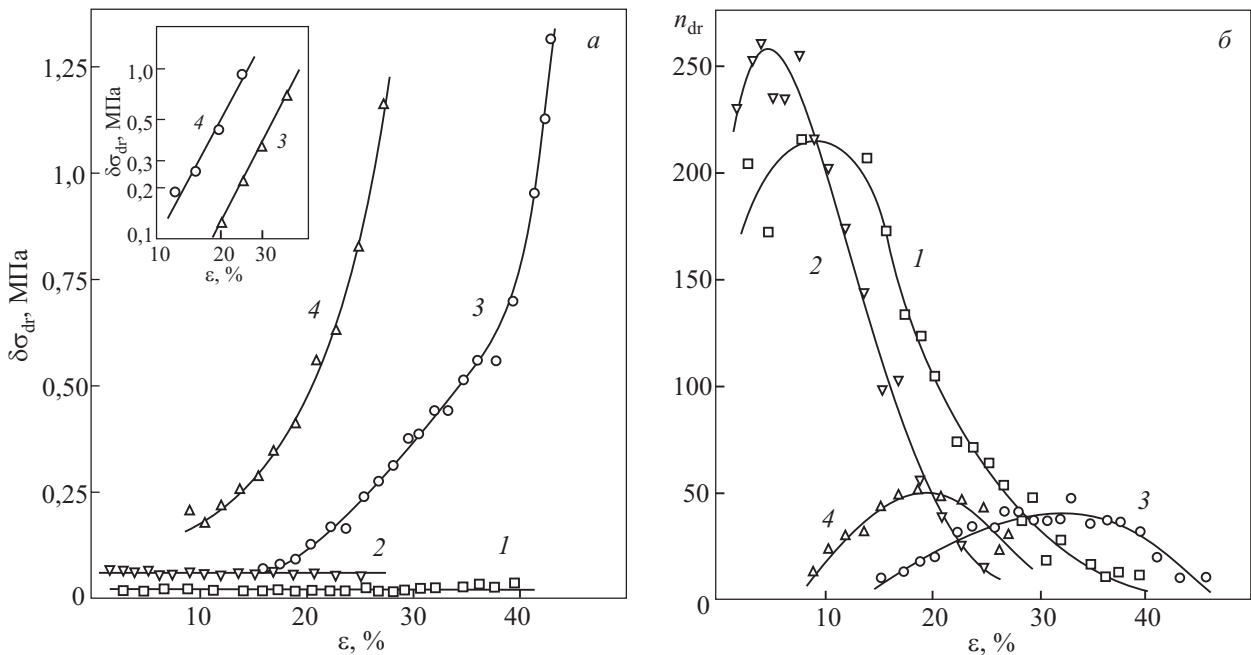


Рис. 3. Амплитуда $\delta\sigma_{dr}$ (а) и плотность n_{dr} (б) малых (1, 2) и больших (3, 4) скачков деформирующего напряжения в зависимости от ε для сплавов с концентрацией C , ат. % In: 12 (1, 3); 35 (2, 4). На вставке — зависимость $\delta\sigma_{dr}(\varepsilon)$ для скачков большой амплитуды в логарифмических координатах.

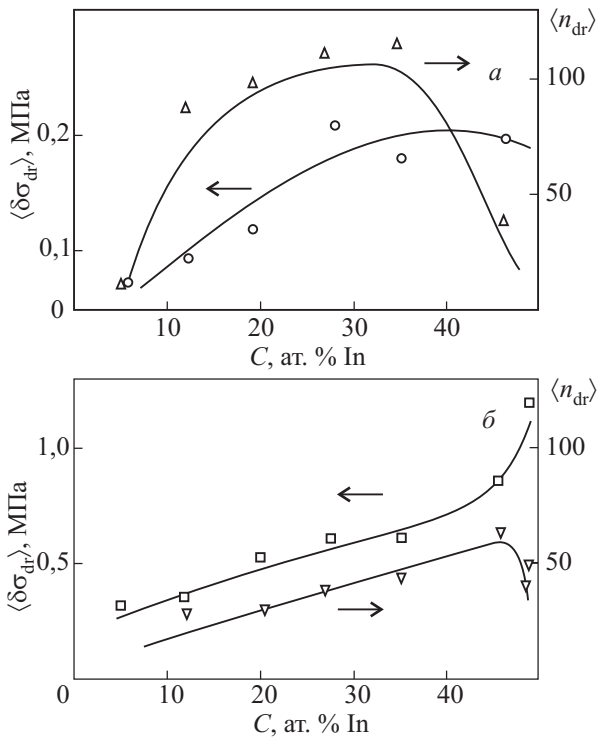


Рис. 4. Средние значения (для интервала деформаций проявления неустойчивости пластического течения) амплитуды $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ и плотности $\langle n_{dr} \rangle$ скачков напряжения малой (а) и большой (б) амплитуд в зависимости от состава сплава (нормальное состояние).

При концентрации сплава $C > 4$ ат. % In скачки малой амплитуды возникают при достижении предела текучести, регистрируются вплоть до разрушения образца (весь диапазон пластической деформации) и характеризуются $\langle \delta\sigma_{dr}^{max} \rangle = 0,18$ МПа и $\langle n_{dr}^{max} \rangle = 110$ (рис. 4,а). Уменьшение величины $\langle n_{dr} \rangle$ при $C > 40$ ат. % In, вероятно, связано с невозможностью реализации малоамплитудной неустойчивости на фоне больших скачков деформирующего напряжения (рис. 2).

Скачки большой амплитуды наблюдаются во всем диапазоне исследованных концентраций индия в сплаве, возникают после достижения критической деформацией ϵ_{cr} (ϵ_{cr} уменьшается от 25% до 5% при повышении C от 4 ат. % до 49 ат. %), величины $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ и $\langle n_{dr} \rangle$ нарастают по линейному закону с увеличением доли второго компонента до 46 ат. % (рис. 4,б). Увеличение $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ и уменьшение $\langle n_{dr} \rangle$ для $C = 49$ ат. % In, возможно, связано с определяющим влиянием повышенного количества второго компонента.

Соотношение величин усредненных скачков большой и малой амплитуд составляет $\sim (3-5)$, а усредненных плотностей $\sim (2-3)$ (рис. 4).

Поскольку скачкообразная деформация проявляется на фоне общего деформационного упрочнения сплава (рис. 2), можно предполагать, что однородное и неоднородное пластическое течение протекают независимо

друг от друга. Это значит, что при однородном пластическом течении с $\dot{\epsilon} = \text{const}$ практически всего объема образца V_{spl} возможно возникновение локализованных объемов V_{loc} ($V_{loc} \ll V_{spl}$), в которых скорость пластического течения гораздо выше.

Изменяя поперечное сечение образца за счет уменьшения его толщины h , можно оценить примерный объем локализации коллективного перемещения дислокаций для скачков с большой амплитудой. В том случае, если линейный размер области локализации l_{loc} сопоставим с толщиной образца, может происходить частичная релаксация внутренних напряжений в кристаллической решетке. В результате этого должны измениться параметры пластической деформации, в том числе, и параметры скачкообразной деформации.

Зависимости амплитуды $\delta\sigma_{dr}(\epsilon)$ и плотности $n_{dr}(\epsilon)$ скачков напряжения образцов сплава Pb-49 ат. % In ($T_{ann} = 100$ °C) для $h = 0,4$ мм и 1,7 мм показаны на рис. 5. Видно, что с уменьшением толщины образца при фиксированном значении ϵ амплитуда скачка $\delta\sigma_{dr}$ становится меньше, а максимум зависимости $n_{dr}(\epsilon)$ смещается в область больших деформаций.

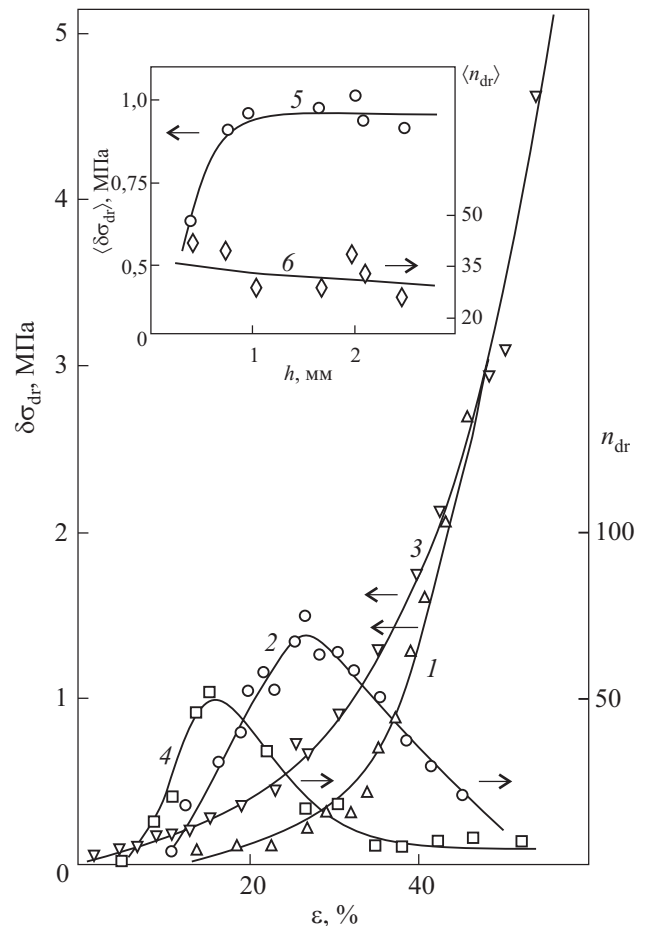


Рис. 5. Зависимости $\delta\sigma_{dr}(\epsilon)$ (1, 3) и $n_{dr}(\epsilon)$ (2, 4) для образцов сплава Pb-49 ат. % In ($T_{ann} = 100$ °C) толщиной h , мм: 0,4 (1, 2) и 1,7 (3, 4). На вставке — усредненные значения $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ (5) и $\langle n_{dr} \rangle$ (6) для разных толщин образца h .

На вставке рис. 5 приведены усредненные значения $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ и $\langle n_{dr} \rangle$ для разных толщин образца h . С увеличением h от 0,4 мм до 2,5 мм плотность скачков $\langle n_{dr} \rangle$ уменьшается, примерно, по линейному закону, изменяясь от 40 до 25. Амплитуда скачков $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ в диапазоне толщин 0,76–2,5 мм остается неизменной на уровне $\sim 0,95$ МПа; а при $h = 0,4$ мм $\langle \delta\sigma_{dr} \rangle$ снижается до 0,65 МПа. Значение $h = 0,4$ мм будем считать той критической толщиной, которая соответствует, примерно, линейному размеру области локализации скачкообразной деформации.

В предположении статистически равномерного распределения участков локализации деформации в объеме металла линейный размер такой области можно оценить по соотношению $l_{loc} \approx (V_{spl} / N_{dr})^{1/3}$. При объеме рабочей части образца $V_{spl} = 120$ мм³ и общем количестве скачков малой и большой амплитуд для сплавов с $C = 12$ и 35 ат. % In соответственно $N_{dr} \approx (4-3,3) \cdot 10^3$ и $(8,8-7,8) \cdot 10^2$ (рис. 3) получим $l_{loc} \sim 0,3$ мм и $\sim 0,5$ мм, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением $l_{loc} \sim h = 0,4$ мм (рис. 5, вставка).

Эксперименты по деформации сплавов в режиме циклической смены состояния их электронной системы позволяют контролировать отсутствие неустойчивости пластического течения в сверхпроводящем состоянии, а также изменение величины разупрочнения $\delta\sigma_{ns}$ при возникновении скачков деформирующего напряжения в нормальном состоянии.

На рис. 6 показаны участки кривой нагружения в координатах $P-t$ сплава Pb-49 ат. % In для $\epsilon = 1,5\%$ (1) и 18,5% (2). Переход сплава из сверхпроводящего в

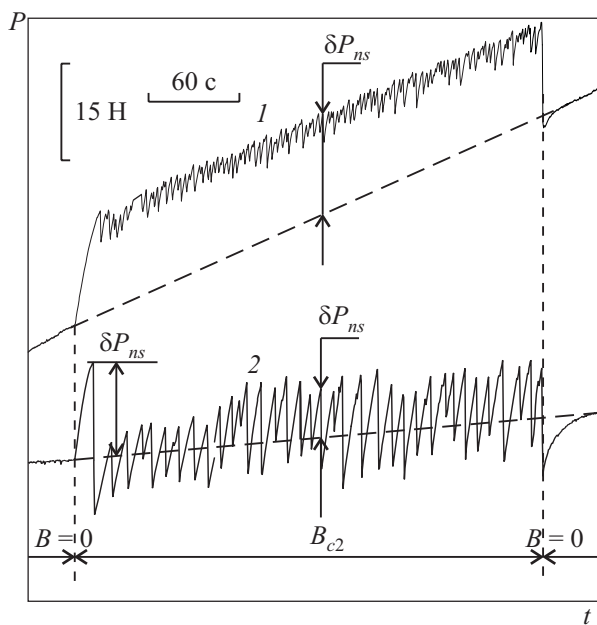


Рис. 6. Изменение скачка разупрочнения сплава Pb-49 ат. % In при сверхпроводящем переходе для степеней относительного удлинения ϵ , %: 1,5 (1) и 18,5 (2).

нормальное состояние ($\epsilon = 18,5\%$) приводит к возрастанию нагрузки на δP_{ns} , уровень которой с возникновением скачкообразной деформации понижается. С увеличением деформации ϵ амплитуда скачков возрастает, а величина разупрочнения при переходе металла в сверхпроводящее состояние уменьшается. Амплитуда скачкообразного снижения нагрузки уже для $\epsilon \geq 18,5\%$ сопоставима с величиной разупрочнения при сверхпроводящем переходе ($\delta P_{dr} \sim \delta P_{ns}$), а при больших степенях деформации огибающая скачков δP_{dr} располагается ниже, чем уровень деформирующей нагрузки в сверхпроводящем состоянии.

Величину разупрочнения $\delta\sigma_{ns}$ определяли как разницу в уровнях деформирующего напряжения в сверхпроводящем состоянии и верхней огибающей скачков в нормальном состоянии. Значения $\delta\sigma_{ns}$ при разных степенях относительного удлинения сплавов разной концентрации (1)–(4) показаны на рис. 7.

Для сплава Pb-49 ат. % In приведена также зависимость $\delta\sigma_{ns}(\epsilon)$ (рис. 7, кривая 5), для построения которой использовали начальное увеличение деформирующего напряжения на $\delta\sigma_{ns}$ при переходе к деформированию в нормальном состоянии до возникновения первого скачка (рис. 6). Как видно (рис. 7, кривые 4 и 5), скачкообразная деформация с увеличением ϵ существенно изменяет различие в деформирующем напряжении, связанное с состоянием электронной системы.

Характерным для приведенных зависимостей $\delta\sigma_{ns}(\epsilon)$ является рост величины разупрочнения до некоторой степени деформации ϵ_{cr} (отмечено вертикальной стрелкой на рис. 7), которая определяет возникновение скачкообразной деформации в нормальном состоянии. Для всех концентраций сплавов величина $\delta\sigma_{ns}$ снижается с увеличением деформации после достижения $\epsilon \geq \epsilon_{cr}$.

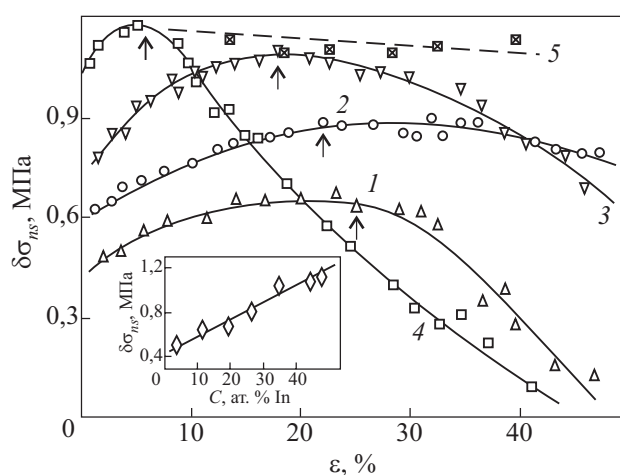


Рис. 7. Зависимость величины $\delta\sigma_{ns}$ от ϵ для сплавов с концентрацией C , ат. % In: 4 (1), 12 (2), 27 (3), 49 (4, 5). На вставке — изменение $\delta\sigma_{ns}$ ($\epsilon = 2\%$) с увеличением концентрации второго компонента в сплаве.

Используя начальные участки зависимостей $\delta\sigma_{ns}(\varepsilon)$ (рис. 7) возможно оценить влияние количества второго компонента в сплаве на величину разупрочнения при сверхпроводящем переходе на начальном этапе деформирования. Как видно на вставке рис. 7, $\delta\sigma_{ns}$ (для $\varepsilon < 2\%$ влияние скачкообразной деформации еще не обнаруживается) возрастает по линейному закону от C , ат. % In. Аналогичное возрастание $\delta\sigma_{ns}$ с увеличением концентрации второго компонента в диапазоне 1–12 ат. % In ($T/T_c = 0,2-0,25$) отмечено в [4].

4. Обсуждение

Приведенные экспериментальные результаты, а также данные ранних работ [5–8] позволяют сформулировать основные особенности проявления и закономерности низкотемпературной скачкообразной деформации сплавов системы Pb–In в нормальном состоянии:

- при деформации растяжением поликристаллов Pb–(4–49) ат. % In в нормальном состоянии ($T < 2$ К) наблюдается неустойчивость пластического течения разного масштаба в виде малых ($\delta\sigma_{dr} \sim 10^{-2}-10^{-1}$ МПа) и больших ($\delta\sigma_{dr} \sim 10^{-1}-1$ МПа) скачков деформирующего напряжения;

- амплитуда малых скачков не зависит, а больших скачков возрастает по степенному закону (показатель ~ 2) от ε ;

- возрастание концентрации второго компонента в сплаве всегда увеличивает амплитуду скачка;

- скачкообразная деформация происходит на фоне общего деформационного упрочнения, что указывает на сосуществование двух процессов: взаимодействие и динамика собственных и примесных дефектов, а также частичное (локальное) скачкообразное разупрочнение кристаллической решетки в результате специфического поведения отдельных дислокационных групп;

- величина разупрочнения при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние сплава снижается с развитием скачкообразной деформации.

Измерения удлинения δl_{dr} , сопровождающего каждый сброс деформирующего напряжения (рис. 1), позволили оценить количество дислокаций $\Lambda = \delta l_{dr}/b$ ($b \approx 3 \cdot 10^{-10}$ м — вектор Бюргерса), вышедших на внутренние и внешние поверхности раздела поликристалла. В случае скачков с амплитудой $\delta\sigma_{dr} = 10^{-2}-10^{-1}$ МПа и $\delta\sigma_{dr} = 10^{-1}-1,5$ МПа возникают подвижные группы размером соответственно $\Lambda \sim 10^2-10^3$ и $\Lambda \sim 10^3-10^4$ дислокаций [8].

Поскольку в ГЦК металлах с низким значением дефекта упаковки [12] в процессе деформирования образуется характерная ячеистая дислокационная структура [13], то возникновение подвижных дислокационных групп разной мощности можно связать с активацией различных участков такой структуры (дислокационные

образования внутри и в стенках ячеек, дефекты примесного типа — потенциальные барьеры различной высоты).

Для установления механизмов, контролирующих низкотемпературную скачкообразную деформацию сплавов Pb–In, рассмотрим приведенные экспериментальные результаты с точки зрения разных подходов, обзор которых изложен в [11].

В модели термомеханической неустойчивости [14] первичным является кратковременный разогрев кристаллической решетки, который способствует увеличению подвижности дислокаций и, как следствие, возникновению скачкообразного снижения нагрузки деформируемого металла.

Другой подход основывается на том, что первичной является силовая активация неустойчивой дислокационной структуры с последующей релаксацией механических напряжений и разогревом деформируемого объекта [15].

В случае растяжения образца единичного объема с постоянной скоростью $\dot{\varepsilon}$ затрачиваемая внешним источником мощность деформирования $\sigma\dot{\varepsilon}$ с коэффициентом трансформации β переходит в тепло. Согласно модели термомеханической неустойчивости это приведет к повышению температуры металла в соответствии с выражением [14]

$$\Delta T = \beta \sigma \dot{\varepsilon} c_p^{-1} [(4\lambda / c_p) l^2 + (2\chi / c_p) h]^{-1}. \quad (1)$$

При численных значениях параметров: $\beta = 0,5$; $\sigma = 10^2$ МПа, скорости деформации $\dot{\varepsilon} = 3 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, длине $l = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м и толщине $h = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м образца, теплопроводности λ (2 К) = 10^3 Вт·м⁻¹·К⁻¹ и теплоемкости c_p (2 К) = $1,1 \cdot 10^3$ Дж·м⁻³·К⁻¹ свинца, коэффициенте теплопередачи в сверхтекучий жидкий He $\chi = 2,7 \cdot 10^3$ Вт·м⁻²·К⁻¹ [16], получим $\Delta T \sim 10^{-3}$ К. Такое повышение температуры единичного объема образца практически не влияет на ход кривой деформационного упрочнения.

Повышение температуры всего образца, которое порождается одиночным скачком нагрузки, можно оценить по величине высвободившейся работы деформирования $\Delta A_{dr} = \delta P_{dr} \delta l_{dr}$

$$\Delta T = \delta P_{dr} \delta l_{dr} / c_p V_{spl}. \quad (2)$$

При параметрах одиночного скачка $\delta P_{dr} = 8$ Н и $\delta l_{dr} = 4 \cdot 10^{-6}$ м (рис. 2 и рис. 6), объеме образца $V_{spl} = 1,2 \cdot 10^{-7}$ м³ величина разогрева составляет $\Delta T \approx 2 \cdot 10^{-2}$ К. Для скачков малой амплитуды перегрев будет меньше в ~ 10 раз.

Таким образом, оценочные расчеты показывают, что неустойчивое пластическое течение по сравнению с однородной деформацией приводит к более сильному (хотя и не очень существенному) объемному разогреву металла.

Если же высвобождающуюся работу деформирования отнести к объему локализации скачкообразной деформации $V_{loc} \approx (l_{loc})^3 = 6,4 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3$, то разогрев кристаллической решетки составит $\Delta T = 45 \text{ К}$ (при этом использовано значение $c_p(10 \text{ К}) = 1,1 \cdot 10^4 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$ [16]).

Скачкообразное снижение деформирующего напряжения возможно в результате гетерогенного зарождения подвижных дислокационных групп [17,18] или же при атермическом преодолении дислокациями потенциального барьера при достижении критического напряжения σ_{cr} [15]. Двигаясь в дальнейшем надбарьерно, такие дислокации рассеивают свою кинетическую энергию на элементарных возбуждениях и повышают температуру кристаллической решетки [4].

Оценку повышения температуры в локальном объеме можно также сделать в предположении, что дислокация движется надбарьерно со скоростью v_d и рассеивает свою энергию в виде тепла на элементарных возбуждениях кристаллической решетки $W = B \cdot v_d^2$ (для $T < 10 \text{ К}$ коэффициент динамического трения дислокации на фононах и электронах $B = B_{ph} + B_e \approx B_e$) [4]. Если группа Λ дислокаций перемещается на расстояние δl_{loc} в течение времени δt , рассеяние энергии на газе нормальных электронов равно

$$W = B v_d^2 \Lambda \delta t l_{loc}. \quad (3)$$

Тогда повышение температуры локального объема при сохранении условия адиабатичности процесса составит

$$\Delta T = W / c_p V_{loc} = B v_d^2 \Lambda \delta t l_{loc} / c_p V_{loc}. \quad (4)$$

После подстановки численных значений, $v_d = 50 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, $B_e = 1 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ [1], $\Lambda = 10^4$, $\delta t = 10^{-4} \text{ с}$ [19] и $l_{loc} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, $V_{loc} = 6,4 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3$, получим $\Delta T \approx 14 \text{ К}$.

Поскольку при низкотемпературной деформации в кристалле создаются не только линейные, но и точечные дефекты, то, помимо взаимодействия с фононной и электронной подсистемами, движущаяся дислокация может тормозиться также «газом» вакансий и междоузельных атомов [20]. Согласно приведенным оценкам, константа демпфирования зависит от концентрации точечных дефектов и может достигать значения $B_{pd} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$, что при учете этого механизма рассеяния кинетической энергии движущейся дислокации приведет к добавочному повышению локальной температуры еще на $\Delta T \approx 70 \text{ К}$.

Таким образом, суммарный перегрев объема локализации скачкообразной деформации может составить $\Delta T \approx 84 \text{ К}$. Необходимо подчеркнуть, что такой весьма значительный локализованный разогрев кристаллической решетки является вторичным по отношению к первичной силовой активации и перемещению дислокационной группы.

В связи с этим рассмотрим последовательность событий в процессе возникновения и развития скачка деформирующего напряжения.

Первичным является коллективное силовое (атермическое) преодоление потенциального барьера группой дислокаций. Это утверждение основывается на анализе механизмов, контролирующих движение дислокаций при низких температурах [8], оценочных расчетах повышения локальной и общей температуры образца (соотношения (2) и (4)), увеличении амплитуды скачка за счет возрастания уровня внутренних напряжений кристаллической решетки, созданных деформационными и примесными дефектами кристаллической решетки (рис. 3 и 4).

Атермическая природа начального этапа активации дислокационной системы также подтверждается временным развитием одиночного спада деформирующего напряжения на ряде других металлов и сплавов [19]. В работе [19] экспериментально показана двухстадийность развития скачка деформирующего напряжения для меди, никеля и др.: начальный этап имеет длительность $\delta t_{dr1} \sim (10^{-5} - 10^{-4}) \text{ с}$ и характеризуется спадом деформирующей нагрузки на $\sim 0,5 \delta \sigma_{dr}$, а вторая стадия соответственно $\sim (10^{-3} - 10^{-2}) \text{ с}$ и $\sim 0,5 \delta \sigma_{dr}$. Регистрируемое повышение температуры происходит после завершения первого этапа развития скачка.

Спонтанное перемещение дислокационных групп $\Lambda \sim 10^2 - 10^4$ с выходом их на внутренние и внешние поверхности раздела в течение промежутка времени $\delta t_{dr1} \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ сопровождается существенным (полным) исчерпыванием ресурса подвижных дислокаций в пределах локального объема. При этом может возникнуть весьма необычная ситуация, когда генерируемое тепло не создает в объеме локализации деформации термоактивированного потока дислокаций из-за того, что деформация со стационарной скоростью $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ за время $\sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}$ не способна восстановить прежний уровень концентрации структурных дефектов и, в том числе, необходимое количество подвижных дислокаций.

На втором временном этапе δt_{dr2} спад нагрузки будет обусловлен термоактивируемым преодолением препятствий и движением дислокаций за счет тепла, поступающего из разогретой на ΔT области локализации в прилегающие участки кристаллической решетки. Дальнейшее рассеяние тепла будет происходить в результате его распространения в более отдаленные (холодные) участки образца и отвода через внешнюю поверхность.

В общем случае причинами снижения величины $\delta \sigma_{ns}$ с увеличением концентрации собственных и примесных дефектов (рис. 7) могут быть: возникновение остаточного (замороженного) магнитного потока за счет закрепления вихревой структуры смешанного состояния на несовершенствах кристаллической решетки.

ки, повышение температуры деформируемого образца, проявление атермических механизмов преодоления группами дислокаций потенциальных барьеров.

Фактор остаточного магнитного потока можно исключить из рассмотрения, поскольку его наличие привело бы к возрастанию уровня деформирующего напряжения сплава в сверхпроводящем состоянии и возникновению скачкообразной деформации, что не наблюдается в эксперименте (рис. 2 и 6).

Приведенные оценки незначительного повышения температуры единичного объема образца при скачкообразной деформации ($\Delta T \approx 2 \cdot 10^{-2}$ К, соотношение (2)), а также неизменность хода кривой деформационного упрочнения в сверхпроводящем состоянии до включения и после выключения магнитного поля (рис. 2 и 6) (для временного интервала между скачками $\sim 3\text{--}5$ с перегретое состояние кристаллической решетки может сохраняться и при достаточно быстром ~ 1 с выключении магнитного поля) свидетельствует о том, что фактор разогрева сплава в нормальном состоянии также не является определяющим.

Как показано ранее [7,8], при деформации сплава Pb–27 ат. % In в температурном интервале 2–4,2 К возникают скачки малой амплитуды только в сверхпроводящем состоянии, а при более низкой температуре 1,65–2,2 К наблюдаются скачки как малой, так и большой амплитуд деформирующего напряжения. Такое поведение неустойчивости пластического течения сплава было связано с изменением атермического механизма открепления групп дислокаций от препятствия.

В связи с этим рассмотрим возможный сценарий возникновения и развития скачкообразной деформации, а также ее влияние на прирост деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе.

В случае реализации различных силовых способов перемещения дислокаций (квантовое туннелирование, инерционный и термоинерционный механизмы [4]) вероятность открепления от препятствия определяется высотой барьера, состоянием дефектной структуры кристалла при $\varepsilon = \text{const}$ и уровнем внешней нагрузки. При высоком уровне внутренних далекодействующих напряжений даже небольшая добавка к ним в виде $\delta\sigma_{ns}$ (сила электронного торможения в нормальном состоянии; в сверхпроводящем состоянии при $T = 1,65$ К торможение дислокаций нормальными электронами практически отсутствует) снижает эффективную высоту потенциального барьера и увеличивает вероятность преодоления его отдельной дислокацией или группой дислокаций. Неоднородность распределения внутренних напряжений по объему образца приводит к тому, что на фоне однородного пластического течения металла возникают объемы локализации деформации с повышенной плотностью дислокационного потока, что приводит к возникновению скачков деформирующего напряжения и его релаксации до более низкого уровня.

В результате увеличения степени относительного удлинения ε происходит рост внутренних напряжений, их неоднородности, и на уровне локализованных объемов деформации требуется меньшая добавка силы электронного торможения для преодоления барьера. При этом происходит активация все больших дислокационных групп (амплитуда больших скачков нарастает).

По этой же причине не достигается тот уровень $\sigma(\varepsilon)$ и $\delta\sigma_{ns}$, который бы соответствовал однородному пластическому течению поликристалла [11].

1. В.С. Бобров, И.В. Виденский, *Материалы XX Всесоюзного совещания по физике низких температур*, Черногоровка (1979), ч. 3, с. 79.
2. E.Y. Gutmanas and Y. Estrin, *Phys. Status Solidi* **A92**, 137 (1985).
3. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *Докл. АН УССР* **282**, 599 (1985).
4. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Metallurgizdat, Москва (1975).
5. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, В.М. Пинто Симозэ, С.В. Лебедев, *Вісник ХНУ, сер. Фізика* **516**, 141 (2001).
6. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, С.В. Савич, *ФНТ* **34**, 300 (2008) [*Low Temp. Phys* **34**, 234 (2008)].
7. В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, *Вісник ХНУ, сер. Фізика* **915**, 102 (2010).
8. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, *ФНТ* **37**, 783 (2011) [*Low Temp. Phys* **37**, 618 (20011)].
9. А.Е. Вол, И.К. Каган, *Строение и свойства двойных металлических сплавов*, Наука, Москва (1976).
10. И.С. Брауде, Н.В. Исаев, О.Н. Онищенко, *Вісник ХНУ, сер. Фізика* **739**, 164 (2006).
11. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **34**, 871 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 683 (2008)].
12. П.Б. Волосевич, *УФЖ* **26**, 7, 1154 (1981).
13. М.Л. Бернштейн, В.А. Займовский, *Механические свойства металлов*, Metallurgiya, Москва (1979).
14. Г.А. Малыгин, *ФММ* **81**, 5 (1996).
15. А. Зегер, в кн.: *Дислокации и механические свойства кристаллов*, Изд.-во иностр. лит., Москва (1960).
16. М.П. Малков, И.Б. Данилов, А.Г. Зельдович, А.Б. Фрадков, *Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения*, Энергоатомиздат, Москва (1985).
17. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **19**, 1460 (1977).
18. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **39**, 2019 (1997).
19. B. Obst and A. Nyilas, *Adv. Cryog. Eng.* **A44**, 331 (1998).
20. В.В. Малашенко, *ФТТ* **49**, 78 (2007).

Low-temperature jump-like strain of different extent in the normal state of Pb alloys–(4–49) at. % In

V.P. Lebedev, V.S. Krylovskiy, and S.V. Lebedev

The instability of plastic flow with an amplitude of different extent deformation in the normal state (1.65 K) of polycrystalline alloys Pb–(4–49) at. %. In is studied. The dependences of small drops (~ 0.1 MPa) and large drops (~ 1 MPa) amplitudes and their concentration on of degree of deformation, the second component content in the alloy, sample thickness are determined. The influence of hopping on strain softening

under normal–superconducting transition of the alloy is shown. The control mechanism of the phenomenon is considered.

PACS: **83.50.–v** Deformation and flow of materials;
83.60.Wc Flow instability.

Keywords: alloy, normal–superconducting transition, jump-like strain deformation.