

## Скачкообразная деформация в нормальном и сверхпроводящем состояниях: твердый раствор Al–Li

Т.В. Григорова, Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко,  
С.Э. Шумилин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: isaev@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 26 июня 2006 г.

Низкотемпературная скачкообразная деформация (НТСД) твердого раствора Al–3,8 ат.% Li изучена при температуре 0,52 К в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях. Для оценки локального разогрева образца использована величина пластифицирующего эффекта при NS-переходе. Показано, что локальный разогрев недостаточен для изменения знака температурной чувствительности деформирующего напряжения, которым объясняется влияние электронного состояния образца на развитие НТСД в рамках тепловой концепции. Анализ статистики скачков напряжения показал, что плотность распределения амплитуды скачков в N-состоянии описывается степенной зависимостью с показателем  $\alpha = 1,3 \pm 0,2$ . Степенной закон рассматривается как признак самоорганизации критичности в динамике дислокаций, а развитие НТСД — как проявление лавинообразного движения дислокационных скоплений.

Низкотемпературну стрибкоподібну деформацію (НТСД) в твердому розчині Al–3,8 ат.% Li вивчено при температурі 0,52 К у нормальному (N) та надпровідному (S) станах. Для оцінки локального розігріву зразка використано величину пластифікуючого ефекту при NS-переході. Показано, що локального розігріву недостатньо для зміни знака температурної чутливості деформуючого напруження, котрим пояснюється вплив електронного стану зразка на розвиток НТСД у рамках теплової концепції. Аналіз статистики стрибків напруження показав, що густина розподілу амплітуди стрибків у N-стані описується степенною залежністю з показником  $\alpha = 1,3 \pm 0,2$ . Степенний закон розглядається як ознака самоорганізації критичності в динаміці дислокацій, а зародження НТСД — як прояв лавиноподібного руху дислокаційних скупчень.

PACS: 62.20.Fe Деформирование и пластичность (включая текучесть, ковкость и сверхпластичность).

Ключевые слова: низкотемпературная скачкообразная деформация, сверхпроводящее состояние, деформирующее напряжение, сплав Al–Li.

### 1. Введение

Нестабильность пластической деформации — одна из особенностей пластичности металлов и сплавов в области низких температур. При деформации с постоянной скоростью эта особенность выражается в макроскопических срывах (скачках) нагрузки на образце, наблюдаемых в условиях деформационного двойникования, деформационного полиморфизма, образования трещин, а также дислокационного скольжения.

Исследования закономерностей низкотемпературной скачкообразной деформации (НТСД) при

дислокационном скольжении показали, что это явление наблюдается в ограниченной области температур и скоростей деформации и, как правило, после некоторой предварительной критической деформации образца  $\varepsilon_c$ . В сверхпроводящих металлах и сплавах характер НТСД зависит от электронного состояния образца: переход из нормального (N) в сверхпроводящее (S) состояние сопровождается полным или частичным подавлением НТСД, когда для амплитуды скачка и критической деформации выполняются неравенства  $\Delta\sigma_S < \Delta\sigma_N$  и  $\varepsilon_{cN} < \varepsilon_{cS}$ . В алюминии и его сплавах при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  одиночные скачки напряжения чередуются с участками плавно-

го течения. Результаты экспериментальных и теоретических исследований природы и механизмов НТСД при дислокационном скольжении в сверхпроводниках рассмотрены в обзоре [1], где обсуждались две основные точки зрения на природу НТСД, которые условно называют тепловой и дислокационной концепциями.

В тепловой концепции предполагается, что причиной НТСД является тепловая энергия, которая выделяется в процессе деформирования образца. При термически активированном движении дислокаций, когда  $\partial\sigma/\partial T < 0$ , значительный локальный разогрев образца вследствие малой величины теплоемкости и теплопроводности в области низких температур приводит к падению деформирующего напряжения, необходимого для заданной скорости деформации. Условия неустойчивости определяются соотношением теплового разупрочнения и деформационного упрочнения образца с учетом его теплообмена с окружающей средой и характеристик деформационной машины. Соответствующие критерии термомеханической неустойчивости, кинетика напряжений при скачке, а также роль внешних условий исследованы в работе [2] методами машинного моделирования.

Влияние сверхпроводящего перехода на НТСД в рамках тепловой концепции детально проанализировано в работе [3]. Согласно расчетам, подавление НТСД при переходе образца в сверхпроводящее состояние обусловлено тремя основными причинами: изменением знака температурной чувствительности напряжения течения (предполагается, что  $\partial\sigma/\partial T > 0$  вблизи критической температуры  $T_c$ ); падением уровня диссипации энергии движущимися дислокациями при их взаимодействии с электронами; зависимостью от температуры и напряжения течения температурно-скоростной границы НТСД: в S-состоянии область НТСД меньше, чем в N-состоянии. Первые два обстоятельства обусловлены изменением электронной вязкости при NS-переходе, а третья причина связана с увеличением плотности локальных препятствий и, как следствие, усилением динамических свойств дислокаций по мере образования дислокаций «леса». В результате, при малых напряжениях неравенства  $\Delta\sigma_S < \Delta\sigma_N$  и  $\varepsilon_{cN} < \varepsilon_{cS}$  выполняются в широком интервале температур и только при достаточно больших напряжениях достигается равенство амплитуд  $\Delta\sigma_S = \Delta\sigma_N$ . Указанные обстоятельства качественно объясняют значительную часть экспериментальных результатов. В то же время количественные оценки показывают, что, например, для алюминия, деформированного при температуре окружающей среды 0,44 К, величина локального разогрева недостаточна для выполнения усло-

вия  $\partial\sigma/\partial T > 0$  [1]. Кроме того, надежные доказательства доминирующей роли термофлуктуационного движения дислокаций при сверхнизких температурах отсутствуют.

Дислокационная концепция НТСД основана на теории деформационного упрочнения [4] и решающей роли дислокационных скоплений вблизи барьеров, образующихся в результате предварительной деформации. При низких температурах скопления, состоящие к тому же из преимущественно краевых дислокаций [5], не могут преодолеть барьеры путем термоактивированного поперечного скольжения. Вместо этого происходит силовое разрушение «сидячей» конфигурации за счет высоких напряжений в «голове» скопления. При этом лавинообразное движение дислокаций проявляется в виде уменьшения нагрузки на деформационной кривой. К сожалению, данная концепция носит качественный характер и не подкреплена детальной аналитической моделью, что не позволяет указать причину и механизм кооперативного движения скоплений, каждое из которых включает не более 20–30 дислокаций, т.е. не может обеспечить наблюдаемые в эксперименте амплитуды скачков напряжения.

Экспериментальные данные, указывающие на взаимосвязь тепловых и динамических дислокационных процессов в развитии НТСД, были получены в работах [6–8]. Изучая электрические импульсы, сопровождавшие НТСД в монокристаллах алюминия и ниобия, авторы пришли к выводу, что параметры импульсов связаны как с термоэдс при тепловом возбуждении кристалла, так и с увлечением электронов проводимости носителями деформации, т.е. динамикой дислокаций и их скоплений. Анализ статистики электрических импульсов и скачков нагрузки позволил предположить, что поведение дислокационной системы при НТСД аналогично эволюции интерактивной системы, стремящейся достичь критического состояния путем самоорганизации [9–11].

Для дальнейшего изучения физической природы процесса, приводящего к срыву нагрузки и катастрофическому увеличению скорости пластической деформации, требуются дополнительные эксперименты по исследованию кинетических и статистических закономерностей НТСД в зависимости от различных условий деформации. При этом очевидно, что вопрос о влиянии электронного состояния образца на развитие НТСД имеет принципиальное значение.

## 2. Методика эксперимента

В качестве объекта изучения НТСД алюминиевые сплавы обладают рядом преимуществ. Для изменения электронного состояния деформируемого образца достаточно приложить слабое магнитное

поле, не вызывающее существенного изменения температуры и модуля упругости. Падение деформирующего напряжения  $\Delta\sigma_{NS}$  при NS-переходе, так называемый пластифицирующий эффект [1,3], обусловленный изменением силы электронного трения дислокаций, составляет несколько процентов, что несопоставимо с существенным изменением теплофизических характеристик образца. Вследствие того, что при фиксированной температуре  $T < T_c$ , где  $T_c$  — температура сверхпроводящего перехода, величина  $\Delta\sigma_{NS}$  определяется долей сверхпроводящей фазы в деформируемом объеме [1,12,13], зависимость  $\Delta\sigma_{NS}(T)$  можно использовать для оценки величины локального разогрева. Наконец, значительный резерв пластичности алюминия и его сплавов в области сверхнизких температур позволяет получить надежную статистику скачков напряжения в широком интервале деформаций.

Объектом исследования в данной работе является твердый раствор Al–3,8 ат.% Li, в котором НТСД впервые наблюдалась авторами в [12] при деформации текстурированных образцов, полученных из проката. Для повышения однородности структуры поликристаллические образцы в форме двойной лопатки вырезали из литого бруска с помощью электроискровой резки. Размеры рабочей части образца составляли 15×3×1,8 мм. После полировки и отжига при температуре 473 К образцы помещали в деформационную машину с <sup>3</sup>He-криостатом [14] и деформировали растяжением с постоянной скоростью  $10^{-6} \text{ с}^{-1}$  при постоянной температуре окружающей среды  $T = 0,52 \text{ К}$ , т.е. ниже  $T_c$ , равной 1,1 К [13]. Низкая скорость деформации позволяла минимизировать стационарный разогрев образца. Жесткость машины  $K = 1,75 \cdot 10^6 \text{ Н/м}$ . Изменение электронного состояния образца в процессе деформации осуществляли с помощью внешнего магнитного поля сверхпроводящего соленоида напряженностью не более  $H = 550 \text{ Э}$ .

В процессе деформации регистрировали скачки нагрузки  $\Delta P$  в системе образец–машина. Минимальный скачок нагрузки, разрешаемый схемой усиления и регистрации сигнала, соответствовал скачку напряжения течения  $\Delta\sigma \geq 0,1 \text{ МПа}$ , где  $\Delta\sigma = \Delta P/S$ ,  $S$  — поперечное сечение образца. Величину  $\Delta\sigma_{NS}$  пластифицирующего эффекта в условиях НТСД оценивали по огибающей максимальных напряжений в N- и S-состояниях.

Статистическую обработку данных проводили по сериям из 1270 скачков в нормальном состоянии и 450 скачков в сверхпроводящем состоянии. Учитывая сильную зависимость  $\Delta\sigma$  от напряжения  $\sigma$ , анализировали гистограммы нормированной амплитуды скачка  $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$ , где  $\sigma_i$  — напряжение течения в момент срыва нагрузки.

ды скачка  $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$ , где  $\sigma_i$  — напряжение течения в момент срыва нагрузки.

### 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Фрагменты кривых растяжения образцов при температуре 0,52 К представлены на рис. 1. Кривые 1 и 2 (рис. 1,а) соответствуют образцам в N- и S-состояниях. Для корректности сравнения разница их пределов текучести  $\sigma_{0N} - \sigma_{0S} = 0,6 \text{ МПа}$  соответствует величине пластифицирующего эффекта  $\Delta\sigma_{NS}$  при NS-переходе, наблюдавшейся ранее на одном образце [12,13]. Стрелками показаны критические

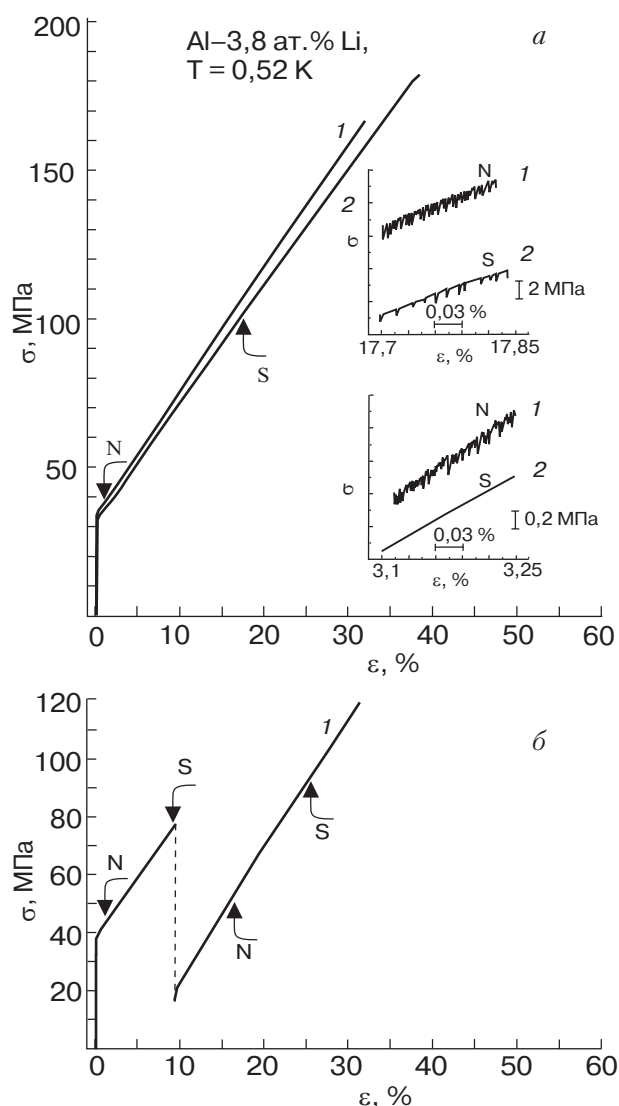


Рис. 1. Фрагменты кривых растяжения поликристаллов при температуре 0,52 К: кривая 1 в N-состоянии (в магнитном поле сверхпроводящего соленоида), кривая 2 в S-состоянии (а); кривая 1 с промежуточным отжигом (б). Стрелками показаны критические координаты начала НТСД. На вставках: развитие НТСД в окрестности критических координат в N (нижняя вставка) и S (верхняя вставка) состояниях.

координаты начала НТСД в каждом состоянии. Видно, что наиболее существенно влияние сверхпроводящего перехода на критическую деформацию (критическое напряжение), для которой выполняется неравенство  $\varepsilon_{cN} < \varepsilon_{cS}$ . Развитие НТСД в окрестности критических деформаций для разных электронных состояний иллюстрируют вставки на рис. 1,а. На нижней вставке: НТСД в N-образце начинается в виде большого числа скачков малой амплитуды. На верхней вставке: для начального этапа НТСД в S-образце характерно наличие участков плавного течения. Кривая 1 (рис. 1,б) отражает влияние разгрузки и промежуточного отжига на развитие НТСД в образце, деформированном попеременно в N- и S-состояниях. После предварительной деформации до  $\varepsilon = \varepsilon_{cS}$  образец разгрузили и отожгли при 773 К в течение пяти часов. В результате отжига средний размер зерна увеличился от 0,35 до 0,82 мм, а предел текучести уменьшился практически вдвое. В дальнейшем отожженный образец деформируется плавно вплоть до новых, более высоких критических значений  $\varepsilon_{cN}$  и  $\varepsilon_{cS}$ , однако неравенство  $\varepsilon_{cN} < \varepsilon_{cS}$  сохраняется, что позволяет рассматривать его как универсальную особенность НТСД.

По мере деформации амплитуда скачка напряжения  $\Delta\sigma_i$  принимает случайные значения, дисперсия которых, а также средняя величина  $\Delta\sigma_{mid}$ , рассчитанная в узком интервале напряжений, монотонно возрастают как в N-, так и в S-состояниях. Соответствующие зависимости  $\Delta\sigma_{mid}$  от напряжения  $\sigma$  иллюстрирует рис. 2. Экспериментальные данные можно условно разделить на две области: в одной НТСД наблюдается только в N-состоянии (I), в другой — одновременно в N- и S-состояниях (II). Видно, что в области II величина  $\Delta\sigma_{mid,S}$  возрастает быстрее, чем  $\Delta\sigma_{mid,N}$ , а отсутствие регистрируемых скачков напряжения в S-состоянии в области I трудно объяснить только ограниченной чувствительностью эксперимента.

Помимо зависимостей  $\Delta\sigma_{mid}(\sigma)$ , на рис. 2 приведена зависимость величины пластифицирующего эффекта  $\Delta\sigma_{NS}(\sigma)$  при NS-переходе. В области I величина  $\Delta\sigma_{NS}$  практически постоянна, а в области II — падает с ростом напряжения. Можно предположить, что уменьшение  $\Delta\sigma_{NS}(\sigma)$  связано с развитием НТСД, так как оно не наблюдается в режиме плавной деформации алюминия и его сплавов [15].

Как известно, величина пластифицирующего эффекта определяется долей сверхпроводящей фазы в образце, а зависимость  $\Delta\sigma_{NS}(T)$  подобна температурной зависимости энергетической щели сверхпроводника [1,13], которая в окрестности  $T_c$  очень сильная. В связи с этим резкое падение  $\Delta\sigma_{NS}$  на

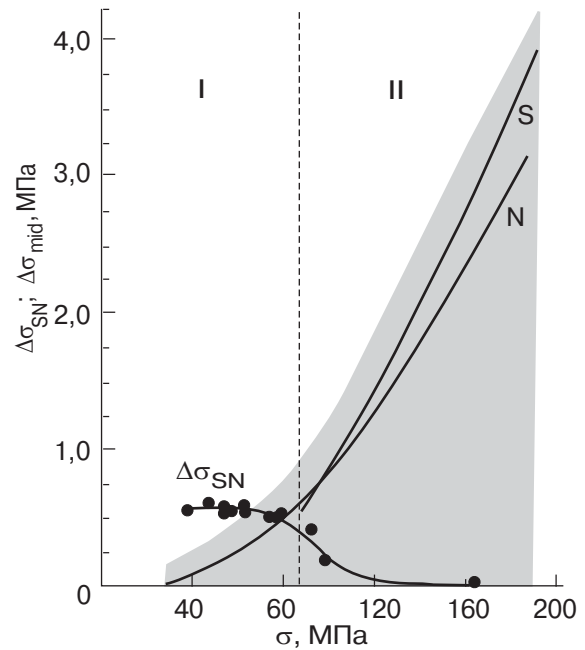


Рис. 2. Зависимости средней амплитуды скачка  $\Delta\sigma_{mid}$  от напряжения  $\sigma$  для образцов, деформированных в N- и S-состояниях. Заштрихованная область иллюстрирует дисперсию амплитуд. (•) — зависимость величины пластифицирующего эффекта  $\Delta\sigma_{NS}$  от  $\sigma$  для каждого образца.

рис. 2 можно объяснить увеличением температуры образца. Согласно данным работы [13], величина  $\Delta\sigma_{NS}$  в Al—Li должна стремиться к нулю, когда температура рабочей части образца приближается к  $T_c = 1,1$  К. Это означает, что при напряжениях порядка 120–160 МПа, т.е. в области II развитой НТСД, температура деформируемой части образца может превышать температуру окружающей среды  $T = 0,52$  К не более, чем на 0,58 К. По той же причине слабая зависимость  $\Delta\sigma_{NS}(\sigma)$ , наблюдаемая в области I при фиксированном режиме деформации и термостатирования, означает, что соответствующая величина разогрева не влияет на долю сверхпроводящей фазы, т.е. она значительно меньше, чем в области II (см. рис. 2). Следовательно, температура образца в области I недостаточна для того, чтобы при сверхпроводящем переходе изменился знак производной  $\partial\sigma/\partial T$ , как это предусмотрено тепловой моделью [3] в окрестности  $T_c$ . В то же время влияние NS-перехода на НТСД в области I надежно регистрируется. Важно отметить, что по своей природе величина  $\Delta\sigma_{NS}$  чувствительна к локальному разогреву при деформации, поскольку она отражает фазовое состояние тех областей образца, в которых развивается пластическая деформация, поэтому полученный результат, по-видимому, не связан с конкретным видом зависимости  $\sigma(T)$ .

Таким образом, в области напряжений I, где не регистрируется разогрев, достаточный для изменения величины  $\Delta\sigma_{NS}$ , наблюдается влияние электронного состояния образца на НТСД. В области напряжений II, где разогрев приводит к уменьшению  $\Delta\sigma_{NS}$ , влияние NS-перехода на НТСД, естественно, уменьшается. Разница средних значений амплитуды скачка для N- и S-образцов (см. рис. 2) в этой области напряжений, по-видимому, связана с существенными отличиями их дефектной структуры при деформационном упрочнении.

Для дальнейшего анализа НТСД сравним статистику скачков деформирующего напряжения в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Соответствующие гистограммы нормированных амплитуд скачка напряжения  $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$  представлены на рис. 3 и 4. Из сравнения гистограмм следует, что изменение электронного состояния приводит к качественному изменению статистики скачков. Для НТСД в N-состоянии (рис. 3,а) характерно асимметричное монотонно убывающее распределение амплитуд,

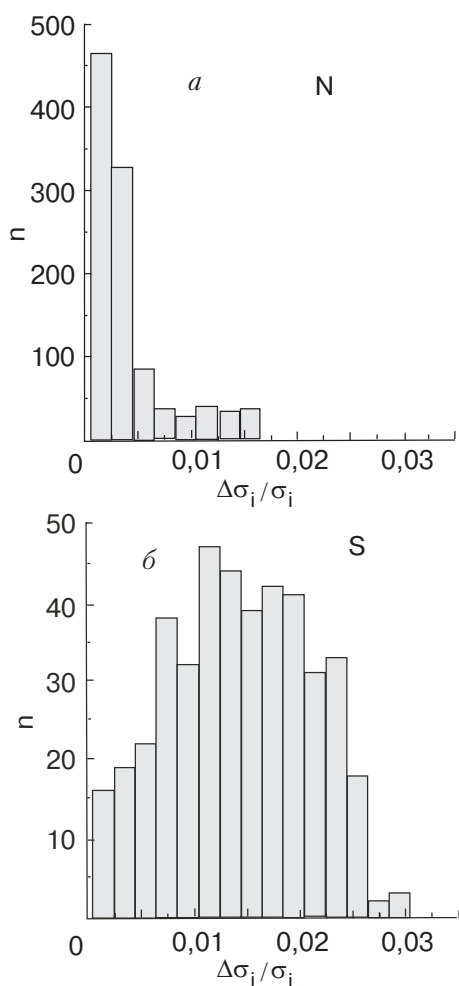


Рис. 3. Гистограммы нормированных амплитуд скачка напряжения  $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$  для всей области НТСД: в N (а) и S (б) состояниях.

при котором вероятность скачка обратно пропорциональна его амплитуде, тогда как в S-состоянии (рис. 3,б) наблюдается распределение с максимумом. Трансформацию распределения амплитуд при переходе из области I в II иллюстрируют гистограммы скачков в N-состоянии, приведенные на рис. 4. При малых напряжениях распределение амплитуд монотонно убывающее (рис. 4,а), а при больших напряжениях (рис. 4,б) наблюдаются максимумы в области малых и средних амплитуд. Обобщая данные на рис. 3 и 4, отметим, что монотонно убывающее распределение амплитуд скачка, характерное для нормального образца, определяется статистикой распределения в области малых напряжений, где НТСД не сопровождается существенным разогревом.

Далее рассмотрим совокупность дислокаций как динамическую диссипативную систему взаимодействующих элементов, для описания которой можно привлечь представления о самоорганизующихся критических состояниях [9–11]. Отличительная

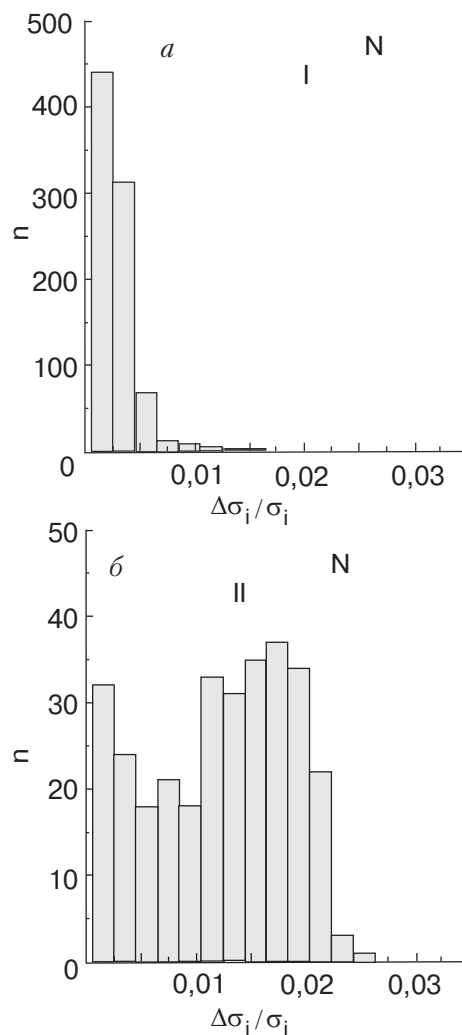


Рис. 4. Гистограммы нормированных амплитуд скачка напряжения  $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$  в N-состоянии для областей деформации I (а) и II (б) (см. рис. 2).

особенность этих процессов — пространственно-временное распределение их параметров (например, энергии, импульса), которое подчиняется степенному закону с показателем порядка единицы, т.е. характеризуется масштабной инвариантностью в пространстве и времени.

Возможность возникновения самоорганизующихся критических состояний и степенной закон в статистике динамических деформационных процессов при НТСД ранее обсуждались в работах [6–8]. Однако рассматривалась статистика электрических откликов, сопровождающих НТСД, и скачков нагрузки большой амплитуды только в нормальном состоянии.

Для оценки статистики НТСД в рамках теории самоорганизующейся критичности (СОК) проанализируем плотность распределения нормированной амплитуды скачка  $D(s) = (1/n)\delta n(s)/\delta s$ , где  $\delta n(s)$  — число скачков напряжения внутри классового интервала  $(s - \delta s/2, s + \delta s/2)$ ,  $n$  — полное число скачков в статистической выборке. На рис. 5 представлена зависимость  $D(s)$ , построенная по данным гистограммы на рис. 3,а. Линейная аппроксимация экспериментальных данных показывает, что в N-состоянии статистика скачков напряжения удовлетворительно описывается степенной зависимостью  $D(s) \propto s^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 1,3 \pm 0,2$ , а  $\Delta\sigma_i$  и  $D(s)$  изменяются на два–три порядка. Аналогичная зависимость  $D(s)$ , построенная для области I (по данным на рис. 4,а), также описывается степенным законом, но с более высоким показателем степени ( $\alpha = 2,5 \pm 0,3$ ) и в более узком интервале амплитуд. Наконец, плотность распределения амплитуд в S-состоянии степенным законом не описывается, хотя необходимые статистические данные получены при тех же условиях эксперимента. Анализ распределения после

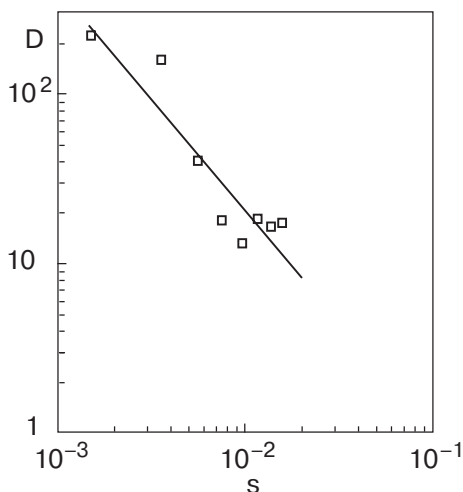


Рис. 5. Плотность распределения нормированной амплитуды скачка  $D(s) = (1/n)\delta n(s)/\delta s$  в N-состоянии (по гистограмме на рис. 3,а). Прямая линия соответствует степенному закону  $D(s) \propto s^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 1,3 \pm 0,2$ .

нормировки амплитуды  $i$ -го скачка на среднюю амплитуду скачка, вычисляемую в узком интервале напряжений, приводит к качественно аналогичным результатам.

Если плотность распределения скачков обусловлена дислокационными скоплениями [4] и динамикой скольжения дислокаций через систему деформационных барьеров, то можно предположить, что динамика дислокаций меняется в зависимости от электронного состояния образца и концентрации деформационных барьеров. Как показали численные оценки (см. рис. 5), статистика НТСД в нормальном образце соответствует статистике динамических систем, в которых проявляются признаки самоорганизующейся критичности.

Для строгого сравнения с теорией СОК, кроме статистики амплитуд, необходимо рассмотреть статистику времен скачков при НТСД, которая также должна подчиняться степенному закону распределения. Статистический анализ соответствующих экспериментальных данных по длительности скачков показал, что среднее время скачка при НТСД практически не зависит от деформирующего напряжения (степени деформации) в широком интервале деформаций. Гистограммы времен скачка в N- и S-состояниях подобны и имеют максимум в области времен 0,7–0,9 с. Следует, однако, отметить ограниченную надежность полученных данных, обусловленную инерционностью системы регистрации, а также сильной зависимостью времени скачка от жесткости деформационной машины, которая при малых нагрузках может зависеть от действующей нагрузки [16]. В отличие от времени, амплитуда скачка от жесткости машины практически не зависит. С учетом сказанного, заслуживающими обсуждения можно считать лишь оценки относительной доли нестабильной деформации, полученные суммированием приращения деформации в скачках на заданном интервале деформаций. Соответствующая доля НТСД составляет величину не более 0,21–0,23 в N-состоянии и 0,11–0,13 в S-состоянии. Численная оценка отражает тот экспериментальный факт, что в сверхпроводящем состоянии скачки нагрузки чередуются с довольно протяженными участками плавного течения (см. верхнюю вставку на рис. 1), однако физические причины такого развития НТСД остаются неясными. Возможно, они, так же как и статистика НТСД, обусловлены особенностями деформационного упрочнения и динамики дислокационной системы, зависящими от силы электронного трения.

Основываясь на полученных экспериментальных данных и результатах их анализа, физическую картину развития НТСД можно представить следующим образом. В окрестности критической деформации

ции  $\varepsilon_{cN}$ , обеспечивающей критическую плотность дислокационных скоплений, происходит силовое разрушение «сидячего» дислокационного барьера. В условиях критической плотности скоплений (когда их поля напряжений перекрываются) разрушение одного из барьеров способно нарушить устойчивость соседних скоплений и стимулировать цепную реакцию. При заданной скорости деформирования это означает, например, появление локального избытка динамических дислокаций. Масштаб соответствующей релаксации в виде скачка напряжения зависит от масштаба цепной реакции, который определяется плотностью деформационных барьеров и критической силой связи между дислокациями или скоплениями дислокаций. Определенное значение может иметь мощность «сидячего» барьера, которая в различных металлах зависит от энергии дефекта упаковки. Этим, возможно, объясняется то, что величина  $\varepsilon_c$  и амплитуда  $\Delta\sigma_{mid}$  в алюминии заметно меньше, чем в меди.

Как отмечалось во введении, ключевую ролью динамики дислокаций объяснялись полученные в [8] данные по величине и длительности электрических импульсов, сопровождавших НТСД алюминия при 4,2 К. Серии коротких импульсов, связанных с увлечением подвижными дислокациями электронов проводимости, всегда предшествовали длинным импульсам термоэдс, обусловленной локальным разогревом. При этом именно короткие импульсы сопровождалась скачками нагрузки малой амплитуды. Глубоким скачкам нагрузки соответствовали серии коротких импульсов, регистрируемых на фоне длинных импульсов термоэдс. Поскольку плотность распределения амплитуд коротких импульсов описывалась степенным законом, а их длительность соответствовала движению дислокационных скоплений ( $10^2$ – $10^3$  дислокаций) со скоростями, близкими к скорости звука, развитие НТСД рассматривалось как совокупность динамических и термических процессов, при которых динамические дислокационные скопления инициируют образование термически активированных дислокационных лавин. Наши эксперименты с твердым раствором Al–Li показали, что, по крайней мере, в области малых напряжений НТСД не сопровождается существенным локальным разогревом.

### Выводы

1. Начало развития НТСД в твердом растворе Al–Li не связано с локальным разогревом, достаточным для изменения величины пластифицирующего эффекта и знака температурной чувствительности напряжения течения. Следовательно, влияние электронного состояния на НТСД не объясняется изме-

нением инерционных свойств дислокаций за счет разогрева.

2. Статистика скачков напряжения при НТСД зависит от электронного состояния. Степенной закон распределения амплитуды скачков в нормальном состоянии указывает на возможность возникновения самоорганизующихся критических состояний в динамике деформационных процессов при НТСД. Это означает, что электронное состояние образца влияет на динамику дислокаций.

Авторы выражают благодарность К.А. Чишко за полезные рекомендации при обсуждении результатов.

1. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **26**, 515 (2000).
2. L.P. Kubin, Ph. Spiesser, and Yu. Estrin, *Acta Met.* **30**, 385 (1982).
3. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **40**, 1778 (1998).
4. А. Зеегер, *Дислокации и механические свойства кристаллов*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960), с. 179.
5. B. Obst and A. Nyilas, *Mater. Sci. Engin.* **A137**, 141 (1991).
6. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *ФТТ* **31**, 120 (1989).
7. В.С. Бобров, С.И. Зайцев, М.А. Лебедкин, *ФТТ* **32**, 3060 (1990).
8. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *ФТТ* **35**, 1881 (1993).
9. P. Bak, C. Tang, and K. Wiessenfeld, *Phys. Rev.* **A38**, 364 (1988).
10. P. Bak, C. Tang, and K. Wiessenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 381 (1987).
11. P. Bak and K. Chen, *Scientific American* **264**, 46 (1991).
12. Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 99 (1996).
13. Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, Н.И. Колобнев, С.Э. Шумилин, И.А. Фридляндер, *ФНТ* **16**, 1338 (1990).
14. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *ПТЭ* **1**, 196 (1988).
15. В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *ФММ* **62**, 171 (1986).
16. V.V. Demirski and S.N. Komnik, *Acta Metall.* **30**, 2227 (1982).
17. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *ФНТ* **32**, 3 (2006).

### Unstable deformation in normal and superconducting states: Al–Li solid solution

T.V. Grigorova, N.V. Isaev, V.V. Pustovalov, V.S. Fomenko, and S.E. Shumilin

The low-temperature unstable deformation (LTUD) of the Al–3.8 at.% Li solid solution is studied at temperature 0.52 K in normal (N) and superconducting (S) states. The value of softening effect at NS-transition is used to estimate the local heating of the sample. The local heating is

found to be insufficient to change the sign of temperature sensitivity of flow stress and thus to explain the NS-transition effect on LTUD within the framework of heat conception. The statistical analysis of the stress jumps shows that the frequency distribution of the jump amplitudes in the N-state is described by the power law with the exponent  $\alpha = 1.3 \pm 0.2$ . The power law is considered as a factor of the self-organized

criticality in the dislocation dynamics and the LTUD as a manifestation of avalanche-like motion of dislocation pile-ups.

PACS: 62.20.Fe Deformation and plasticity (including yield, ductility, and superplasticity).

Keywords: low temperature unstable deformation, superconducting state, flow stress, Al–Li alloy.