

УДК 548.0:539.377

©1994

## КИНЕТИКА ЛОКАЛИЗОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ФТОРИСТОГО ЛИТИЯ

*Г.В.Бережкова, Н.П.Скворцова*

Исследована кинетика устойчивого локализованного течения при высоких температурах на модельном ионном кристалле LiF. Проведен анализ статистических распределений полос локализованного сдвига (ПЛС) в деформируемом объеме и средних размеров ступеней сдвига в ПЛС при разных степенях деформации и температурах. Получены соотношения, описывающие зависимость линейной плотности ПЛС и высоты ступеней в ПЛС от деформации, температуры и напряжения. Проведено сопоставление закономерностей скольжения и установившегося течения и сделан вывод о существенном различии механизмов, определяющих эти процессы.

Развитие пластической неустойчивости течения или макроскопически неоднородной локализованной моды деформации при высоких температурах наблюдается на многих материалах, как неметаллических, так и на металлах [1-11]. Пластическая деформация развивается в зонах интенсивного течения — полосах локализованного сдвига (ПЛС) — и протекает скачкообразно. При предельных температурах, когда число ПЛС мало, можно проследить корреляцию между числом ПЛС и количеством макроскачков на деформационных кривых. В работах [1-4] установлено, что переход к локализованной моде происходит при температурах, близких к  $0.5T_m$ , и связан с резким снижением сопротивления деформированию и переходом к устойчивому течению без упрочнения. Он сопровождается резким возрастанием пластичности (величиной предельной деформации до разрушения) и появлением так называемого «волнистого» скольжения с макроскопическими расщепляющимися ступенями сдвига искривленной формы. При этом в отличие от скольжения рельеф создается ступенями скольжения не только на сторонах выхода винтовых дислокаций, но и на сторонах выхода краевых дислокаций (сторонах, параллельных вектору Бюргера) (рис. 1).

В данной работе получены количественные характеристики степени локализации деформации в ПЛС и кинетики развития ПЛС.

### 1. Методика и результаты

Испытания проводились на монокристаллах LiF с температурой плавления  $T_m = 1143$  К при сжатии с постоянной скоростью деформации  $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  в интервале температур от 673 К ( $0.59T_m$ ) до 1073 К

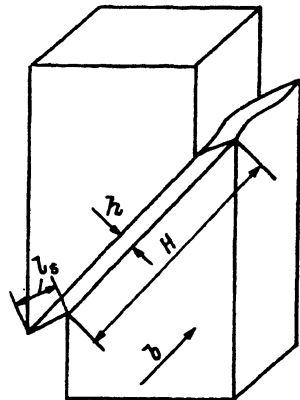


Рис. 1. Схематическое изображение образца с ПЛС.  
 $h$  — ширина,  $H$  — длина ПЛС,  $l_s$  — ступенька сдвига.

( $0.92T_m$ ). Методами оптической и интерференционной микроскопии исследовались последовательные стадии формоизменения образца. В зависимости от степени деформации и температуры проанализировано изменение следующих параметров: общее число ПЛС  $N$ , расстояние между ПЛС на стороне выхода краевых дислокаций  $r$ , линейная плотность ПЛС  $\rho$ , относительная доля деформированного объема  $V_d$ , высота ступеней сдвига  $l_s$  и  $l_e$  на сторонах выхода винтовых и краевых дислокаций, ширина зоны локализации  $h$ .

Установлено, что ПЛС объединены в группы, насчитывающие от десятка до сотен ПЛС в зависимости от температуры  $T$  и степени деформации  $\epsilon$ . Возможно одновременное существование в одном образце нескольких групп ПЛС, каждая из которых принадлежит одной из возможных систем скольжения [1,2]. Линейная плотность ПЛС в группе  $\rho = N/w$  ( $N$  — число ПЛС в группе;  $w$  — ширина области, занятой этой группой) немонотонно зависит от деформации  $\epsilon$ . Она быстро нарастает на начальной стадии (при  $\epsilon \leq 2\%$ ), а затем изменяется незначительно (рис. 2, а), хотя сохраняет тенденцию к возрастанию. Повышение температуры испытания ведет к уменьшению числа ПЛС и увеличению расстояния между ними. При этом линейная плотность ПЛС снижается. Если учесть температурную зависимость напряжения течения

$$\sigma_f = \sigma_0 \exp(Q/kT) \quad (1)$$

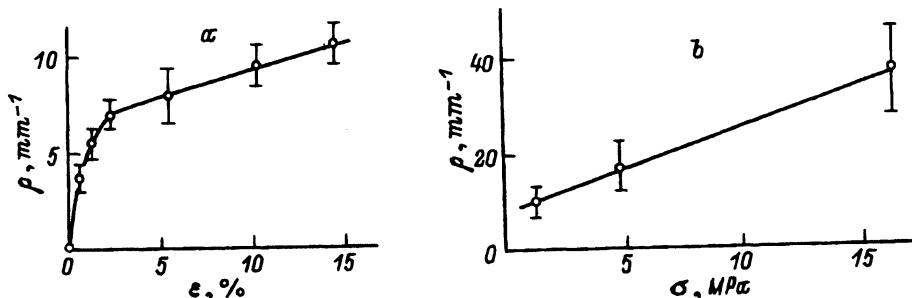


Рис. 2. Зависимость линейной плотности ПЛС  $\rho$  от степени деформации  $\epsilon$  при 1043 К ( $0.92T_m$ ) (а) и напряжения течения  $\sigma$  при  $\epsilon = 10\%$  (б).

( $Q$  — энергия активации,  $k$  и  $\sigma_0$  — постоянные), то в пределах разброса экспериментальных данных можно считать, что в интервале температур  $(0.59-0.92)T_m$  выполняется линейная зависимость (рис. 2, б), описываемая формулой

$$\rho = \beta\sigma, \quad \beta = 2.5 (\text{МПа}\cdot\text{мм})^{-1}. \quad (2)$$

Новые ПЛС при всех температурах образуются на краю группы или внутри нее. Об этом свидетельствуют неодинаковая высота ступеней в группе, а также опыты с повторным нагружением [1]. При этом в каждой группе существует наиболее характерное расстояние между ПЛС  $r_w$ . При температуре 1043 К ( $0.92T_m$ ) и  $\varepsilon = 10\%$   $r_w$  находится в интервале  $50 \mu \leq r_w \leq 100 \mu$  (рис. 3). Практически в каждой группе имеется одна ПЛС, расположенная на краю группы, расстояние которой от следующей за ней ПЛС  $R$  гораздо больше расстояния между любыми другими ПЛС в группе. На рис. 3  $R = 4r_w$ .

Относительная доля деформированного объема, относящегося к группе ПЛС

$$V_d = h \sum_{i=1}^4 N/H S \quad (3)$$

( $N$  — общее число ПЛС,  $h$  и  $H$  — ширина и длина ПЛС (рис. 1),  $S$  — площадь грани образца,  $i$  — число систем ПЛС), быстро нарастает на начальной стадии деформации, а при  $\varepsilon > 5\%$  изменяется мало (рис. 4). С ростом температуры  $V_d$  возрастает, но даже при 1073 К ( $0.92T_m$ )  $V_d$  не превышает 5% при общей деформации образца  $\sim 15\%$ .

Приведенные результаты свидетельствуют о сильной пространственной локализации зон интенсивного течения.

Изучение развития локализованного течения в отдельной ПЛС проводилось на основе анализа статистического распределения размеров

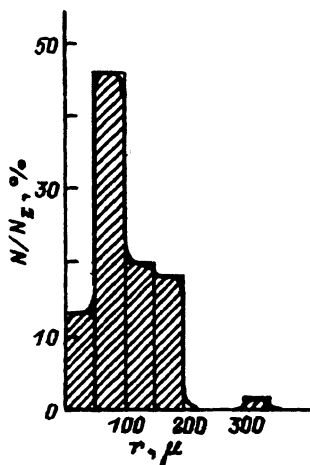


Рис. 3. Статистическое распределение расстояний между ПЛС в одной группе при 1043 К и  $\varepsilon = 10\%$ .

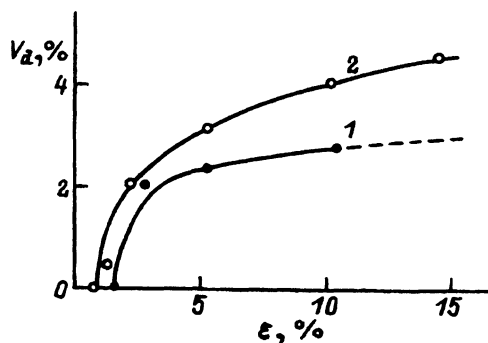


Рис. 4. Зависимость относительной доли деформированного объема  $V_d$ , относящегося к группе ПЛС, от деформации  $\varepsilon$  при  $T = 873$  (1), 1073 К (2).

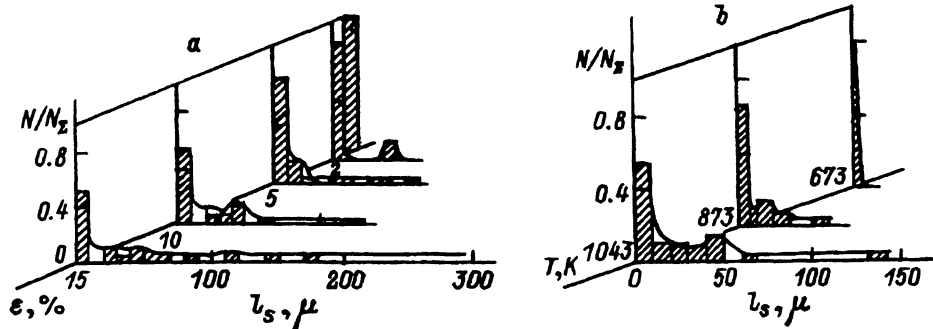


Рис. 5. Статистическое распределение ступеней сдвига в ПЛС при различных степенях деформации  $\epsilon$  и  $T = 1043$  К (а) и при различных температурах  $T$  и  $\epsilon = 10\%$  (б).

ступеней сдвига  $l_s$  при разных  $\epsilon$  и  $T$ . Отличительной особенностью высокотемпературной локализации является непрямолинейная «волнистая» форма ступеней сдвига [1-3]. Изменения высоты ступеньки вдоль ее длины могут достигать 50%. Поэтому при статистическом анализе в качестве параметра использовался усредненный по длине размер ступеньки.

Характерной особенностью полученных статистических распределений ступеней сдвига по высоте (рис. 5) является наличие ярко выраженных максимумов, соответствующих значениям  $l_s < 10 \mu$ . С возрастанием  $\epsilon$  и  $T$  число ПЛС с такими небольшими ступеньками уменьша-

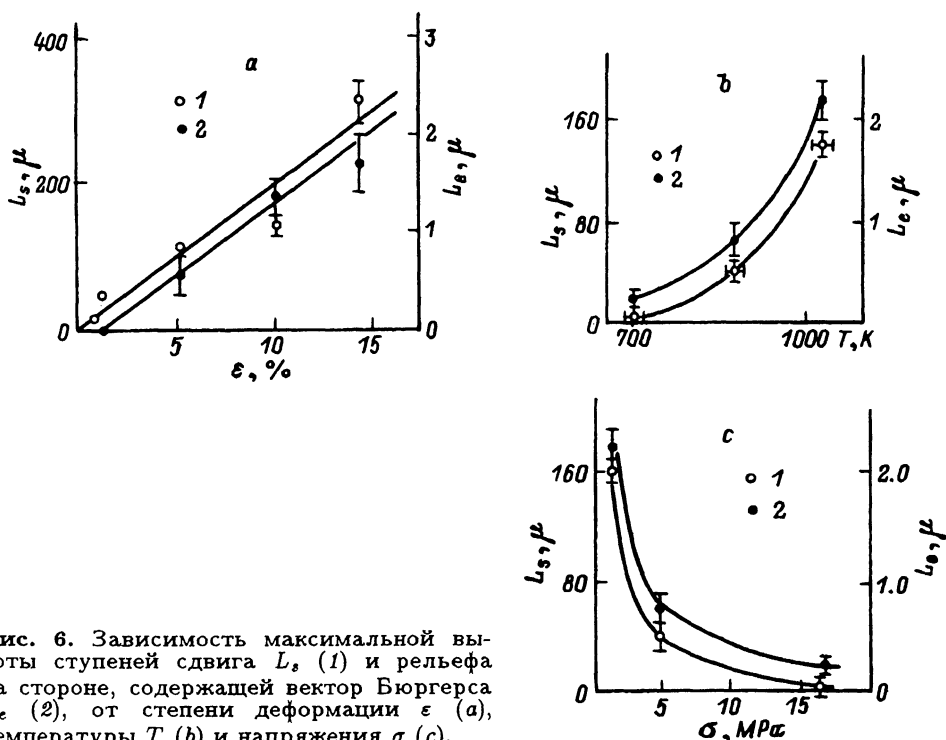


Рис. 6. Зависимость максимальной высоты ступеней сдвига  $l_s$  (1) и рельефа на стороне, содержащей вектор Бюргерса  $L_e$  (2), от степени деформации  $\epsilon$  (а), температуры  $T$  (б) и напряжения  $\sigma$  (с).

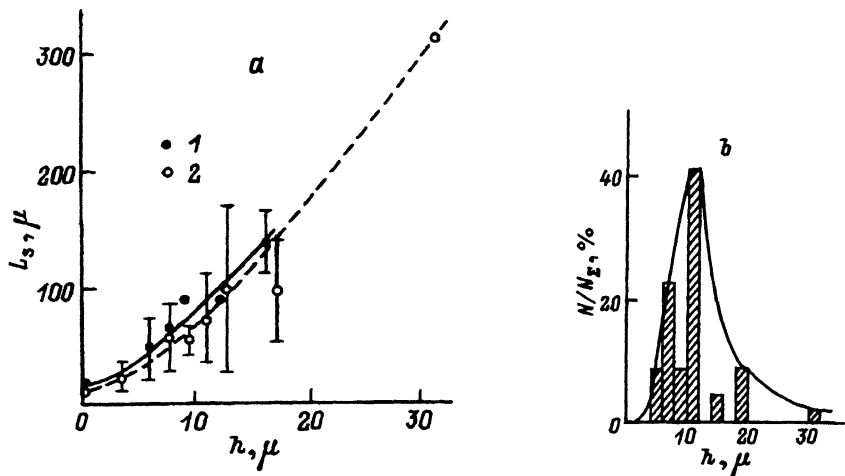


Рис. 7. а) Зависимость между максимальной высотой ступеней сдвига в ПЛС  $L_s$  и ее шириной  $h$  при  $\epsilon = 10.1$  (1) и 14.5% (2). б) Статистическое распределение полос локализованного сдвига по ширине  $h$  при  $T = 1043$  К,  $\epsilon = 10\%$ .

ется и возрастает количество ступеней высотой в сотни микрон, различимых невооруженным глазом. Это указывает на большую устойчивость локализованного течения. С ростом температуры тенденция к образованию больших ступеней усиливается.

Зависимость высоты самых больших ступеней сдвига  $L_s^{\max} = L_s$  от  $\epsilon$  и  $T$  (рис. 6) описывается соотношениями

$$L_s = \alpha \epsilon, \quad \alpha = 2 \cdot 10^3 \mu, \quad (4)$$

$$L_s = l_0 \exp(-A/T), \quad l_0 = 1.6 \cdot 10^{-4} \mu, \quad A = 7 \cdot 10^3 \text{ K}^{-1}, \quad (5)$$

$$L_s = B \sigma^{-n}, \quad B = 3 \cdot 10^2 \mu, \quad \sigma — \text{МПа}, \quad n = 1,5. \quad (6)$$

Высота складки на стороне выхода краевых дислокаций  $L_e$  на два порядка меньше высоты ступеньки сдвига  $L_s$ . Ширина складки соответствует ширине ПЛС. Величина  $h$  растет пропорционально росту ступени сдвига при всех температурах (рис. 7,а)

$$h = 0.1 L_s. \quad (7)$$

Каждой температуре соответствует наиболее вероятная ширина ПЛС. При  $T = 1043$  К ( $0.9T_m$ ) она составляет  $\sim 10 \mu$  (рис. 7,б).

## 2. Обсуждение

Полученные результаты впервые дают представление о кинетике устойчивого локализованного течения при высоких температурах и закономерностях, описывающих зависимость степени локализации от величины и температуры деформации. Для того, чтобы лучше понять значение этих результатов, следует провести сопоставление закономерностей развития процессов устойчивого локализованного течения и скольжения, а также происходящих при этом формоизменений.

Высокотемпературное локализованное течение, так же как и скольжение, развивается вдоль активных систем скольжения. Низкотемпературная преддеформация стимулирует образование ПЛС. Это можно видеть, если предварительно продеформировать образец при комнатной температуре и травлением визуализировать в нем полосы скольжения. При высокой температуре ПЛС образуются в тех местах, где находились полосы скольжения преддеформации. Однако в отличие от полос скольжения, постепенно заполняющих деформируемый объем путем образования новых полос скольжения и их расширения по механизму двойного поперечного скольжения [12], для ПЛС характерна сильная пространственная локализация в группах, где плотность ПЛС определяется уровнем напряжения течения.

Число ПЛС и их линейная плотность в группе тем меньше, чем ниже  $\sigma$  и выше  $T$ . При скольжении, наоборот, число полос скольжения и их линейная плотность уменьшаются при понижении температуры и повышении напряжения. Прямолинейные ступеньки скольжения по размеру не превышают десятых долей микрона. Для их выявления и измерений необходимо применение методов большого увеличения и высокого разрешения — оптических интерференционных и электронно-микроскопических (реплик, декорирования). В то же время волнистые расщепляющиеся ступени сдвига в ПЛС достигают по высоте сотен микрон и могут быть видны невооруженным глазом. Сдвиговые деформации на одну ступень сдвига при скольжении не превышают нескольких процентов, и общая деформация образца набирается за счет увеличения количества полос скольжения, постепенно заполняющих деформируемый объем. При локализованном течении сдвиговая деформация в ПЛС может достигать 1000%.

Деформация развивается путем устойчивого течения в ПЛС, которые разрезают объем на практически недеформируемые блоки. При этом ПЛС перерезают любые поверхностные дефекты (царапины, трещины), субграницы, границы зерен [1], доменные границы [11], являющиеся непреодолимыми препятствиями для полос скольжения. Доля деформируемого объема в ПЛС не превышает нескольких процентов от общего объема образца. Скольжение упрочняет материал, полосы скольжения препятствуют распространению трещин. ПЛС не упрочняют материал и не тормозят рост трещин. Скольжение начинается при достижении предела текучести, напряжение устойчивого течения при температуре ниже  $0.7T_m$  намного превышает предел текучести [3]. Полосы скольжения развиваются на стадиях деформационного упрочнения, появление ПЛС относится к началу стадии деформационного разупрочнения [3]. При скольжении разрушение происходит путем образования и роста хрупких трещин. Переход к локализованному течению сопровождается переходом к вязкому разрушению. Большие различия наблюдаются также в микроструктуре полос скольжения и ПЛС. ПЛС соответствует фрагментированная мелкозернистая дислокационная структура [4] в отличие от дислокационных скоплений в полосах скольжения. Для областей, занятых ПЛС, характерно переизбытие вакансиями [4,13].

До сих пор, начиная с работы Шмида и Боаса [14], распространена точка зрения, что при высоких температурах гигантские ступени сдвига характеризуют «огрубление следов скольжения». Однако

большое различие в закономерностях развития деформации в полосах скольжения и ПЛС, резкий переход от скольжения к локализованному течению, сопровождающийся качественными изменениями свойств деформируемого материала, позволяют сделать вывод о существенном различии физических механизмов, определяющих скольжение и высокотемпературное локализованное течение. Эти различия также дают основание для критического отношения к механистическому использованию низкотемпературных механизмов скольжения для объяснения процессов, протекающих при высоких температурах на стадии деформационного разупрочнения, и открывают новые подходы к описанию развития неустойчивости пластического течения. Можно предположить, что предшествующая деформация, протекающая в соответствии с дислокационными механизмами, приводит к локальному деформационному разупорядочению — динамической аморфизации тонкого слоя вещества, в котором течение приобретает квазивязкий характер [1-4,15] и развивается в соответствии с закономерностями, описанными в данной работе.

### Список литературы

- [1] Бережкова Г.В., Скворцова Н.П., Перстнев П.П., Регель В.Р. // ФТТ. 1984. № 4. С. 1074-1079.
- [2] Бережкова Г.В., Скворцова Н.П., Регель В.Р., Перстнев П.П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. № 3. С. 496-500.
- [3] Бережкова Г.В., Скворцова Н.П. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 400-405.
- [4] Бережкова Г.В., Скворцова Н.П. // Латв. физ.-техн. журн. 1991. № 4. С. 34-44.
- [5] Buch R.H., Huggins R.A. // Acta. Met. 1964. V. 12. N 6. P. 697-704.
- [6] Bretheau T., Dolin C. // J. Mater. Sci. 1978. V. 13. N 3. P. 587-591.
- [7] Bonneville J., Caillard D., Carrad M., Martin J.L. // Rev. Phys. Appl. 1988. V. 23. N 4. P. 461-473.
- [8] Урусовская А.А., Демченко В.В., Струк Я.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2546-2548.
- [9] Urusovskaya A.A., Demchenko V.V. // Cryst. Rev. Techn. 1992. V. 27. N 8. P. 1121-1131.
- [10] Смирнов Б.И., Чуднова Р.С., Шпейзман В.В. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 6. С. 1759-1764.
- [11] Смирнов Б.И., Николаев В.И. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 7. С. 1840-1846.
- [12] Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 236 с.
- [13] Бережкова Г.В., Скворцова Н.П. // Кристаллография. 1994. Т. 39. № 2 (в печати).
- [14] Шмид Е., Боас В. Пластичность кристаллов, особенно металлических. М.; Л., ОНТИ, 1938. 316 с.
- [15] Альшиц В.И., Бережкова Г.В. Физическая кристаллография. М.: Наука, 1992. С. 129-151.

Институт кристаллографии РАН  
Москва

Поступило в Редакцию  
10 января 1994 г.