

01;05

Локализация пластической деформации в моно- и поликристаллах сплава Fe–3%Si при растяжении

© С.А. Баранникова, В.И. Данилов, Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
634021 Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 23 января 2004 г.)

Рассмотрена локализация пластического течения в моно- и поликристаллических образцах из кремнистого железа при одинаковых условиях деформирования растяжением. Картины локализации деформации проанализированы на стадиях линейного и параболического деформационного упрочнения, а также при переходе к образованию шейки и стадии вязкого разрушения. Проведено сравнение картин локализации деформации для моно- и поликристаллического состояний сплава.

Введение

Макролокализация пластической деформации остается одной из наиболее сложных проблем, связанных с пластическим течением. Планомерные и последовательные усилия в этом направлении, предпринятые с конца восьмидесятых годов прошлого века, увенчались определенным успехом. Например, использование градиентной теории пластичности [1] позволило представить локализацию как результат неустойчивости течения, связанной с отрицательным значением коэффициента деформационного упрочнения на некоторых этапах процесса. Дислокационные механизмы локализации деформации и неустойчивости пластического течения подробно рассмотрены в [2,3]. Экспериментальные исследования макролокализации [4,5], выполненные методом двухэкспозиционной спекл-интерферометрии [6,7], позволяющим регистрировать пространственно-временные распределения локальных компонент тензора пластической дилатации в нагружаемом образце [4,5], показали, что это явление может быть отнесено к совокупности процессов самоорганизации в открытых системах. Особенно важно, что проявления макролокализации существуют на всех стадиях пластического деформирования, начиная от предела текучести и вплоть до разрушения. В предложенной к настоящему времени [8] классификации эволюционирующие по мере роста общей деформации картины локализации рассматриваются как различные типы автоволн и диссипативных структур [9].

Однако, несмотря на то что экспериментальные данные о локализации были получены не менее чем на десятке различных металлов и сплавов [8], остается открытым вопрос об универсальности установленных закономерностей макролокализации. Так, хотя первые работы по наблюдению регулярных распределений локальных деформаций в конце восьмидесятых годов были проведены на α -Fe [8], в дальнейшем исследования выполнялись главным образом на материалах с ГЦК решеткой. В сложившейся ситуации была необходима проверка основных закономерностей эволюции картин локализации на ОЦК материале. Наиболее подходящим в этом отношении представляется сплав Fe–3%Si

(кремнистое железо), на котором было выполнено много исследований пластического течения (см., например, [10,11]). В этом случае интересна также возможность сравнения картин локализации пластического течения для моно- и поликристаллического состояний этого материала, поскольку известно, что наличие границ и их состояние существенно влияют на развитие пластического течения [12].

Материал и методика исследования

В связи со сказанным выше исследование проводилось параллельно на монокристаллических и поликристаллических образцах, изготовленных из сплава Fe–3%Si. Монокристаллы выращивались по методу Бриджмена в атмосфере инертных газов. Образцы в форме двойных лопаток с размером рабочей части $28 \times 5 \times 1.5$ mm вырезались на электронском станке из монокристаллических слитков таким образом, что их длинные оси были ориентированы вдоль направления [143], а рабочая поверхность имела индексы (168). Образцы перед испытаниями гомогенизировались при 1300 K в течение 16 h.

Поликристаллические образцы с размером рабочей части 50×10 mm выштамповались из листов трансформаторной стали толщиной 0.3 mm и отжигались в вакууме при 1373 K для снятия остаточных напряжений. Средний размер зерна составлял 4.5 ± 3 mm. Ось растяжения образцов была ориентирована вдоль направления прокатки.

Механические испытания проводились по схеме одноосного растяжения на универсальной испытательной машине „Instron-1185“ при 300 K. Скорость деформации составляла $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ для монокристаллических и $6.67 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ для поликристаллических образцов. Такое различие связано с тем, что экспериментальная процедура записи кривых течения с одновременной фиксацией поля векторов смещения (см. ниже) требует одинаковой скорости движения подвижного захвата машины в обоих случаях, а длины моно- и поликристаллических образцов различались.

Одновременно, начиная с предела текучести и вплоть до разрыва методом спекл-интерферометрии [6,7,13]

последовательно регистрировались поля векторов перемещений $r(x, y)$ точек на рабочей поверхности исследуемых образцов.¹ Прирост общей деформации $\Delta \epsilon_{\text{tot}}$ при записи каждой спектрограммы составлял $2 \cdot 10^{-3}$. Затем численным дифференцированием поля $r(x, y)$ по координатам x и y вычислялись и строились распределения продольных ϵ_{xx} , поперечных ϵ_{yy} , сдвиговых ϵ_{xy} и поворотных ω_z компонент тензора пластической дилатации $\beta_{ij} = \nabla r(x, y)$ по всем точкам наблюдаемой поверхности. В большинстве случаев анализировалось поведение наиболее информативной компоненты тензора β_{ij} — локального удлинения вдоль направления оси растяжения образца, определяемого как $\epsilon_{xx} = \partial u / \partial x$ (u — компонента r в направлении оси x) в ходе растяжения. При этом рассматривались пространственные распределения ϵ_{xx} по всему образцу, $\epsilon_{xx}(x, y)$ для заданного момента времени (или деформации, поскольку при растяжении с постоянной скоростью $\epsilon \sim t$) и пространственно-временные $\epsilon_{xx}(x, t)$ вдоль осевой линии образца для последовательных моментов времени.

Результаты эксперимента

Расчеты показывают, что при указанной выше ориентации монокристаллических образцов активны системы скольжения (110)[$\bar{1}11$] с фактором Шмида $m_1 = 0.47$, (101)[$\bar{1}11$] и ($\bar{1}10$)[$\bar{1}11$], для которых $m_2 = m_3 = 0.38$. Металлографические исследования поверхности, проведенные сразу после начала пластического течения, подтвердили это заключение.

Листы поликристаллического сплава сильно текстурированы в направлении легкого намагничивания [001]. В таких условиях в начале процесса течения ($\epsilon \leq 1.5 \cdot 10^{-2}$) деформация была локализована в полосах скольжения. В каждом зерне действовали 1–2 системы скольжения. Направление следов скольжения в соседних зернах существенно различалось, что характерно преимущественно для границ общего типа.

Главной закономерностью пластического течения моно- и поликристаллов сплава Fe–3%Si является ясно выраженная стадийность этого процесса. На рис. 1, 2 приведены типичные деформационные кривые $\sigma(\epsilon)$ таких образцов, из которых следует, что при нагружении в указанных условиях они содержат стадии линейного и параболического деформационного упрочнения. Стадия легкого скольжения в монокристаллах сплава Fe–3%Si отсутствует, и после достаточно продолжительного перехода от упругости к пластичности при $\epsilon_{\text{tot}} = 10^{-2}$ начинается стадия линейного упрочнения с коэффициентом $\theta = 900$ МПа. Это хорошо видно из приведенной на рис. 1 (кривая θ) зависимости коэффициента деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\epsilon$ от полной деформации ϵ_{tot} . Продолжительность стадии линейного упрочнения составляет $\sim 2.5 \cdot 10^{-2}$. Затем коэффициент упрочнения меняется таким образом, что показатель упрочнения

¹ Ось x совпадает с направлением растяжения, ось y лежит в плоскости образца.

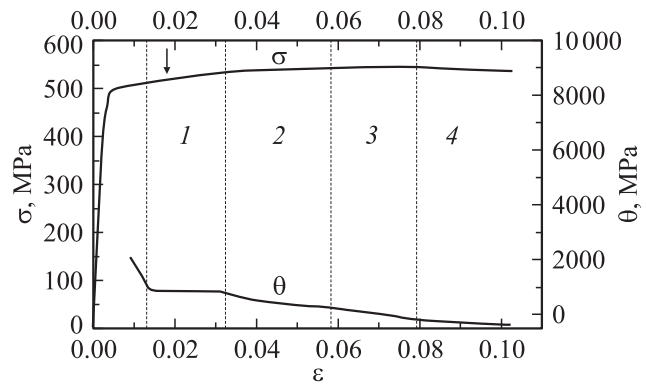


Рис. 1. Кривая течения монокристалла сплава Fe–3%Si (σ) и зависимость коэффициента деформационного упрочнения от деформации (θ). 1 — линейная стадия, 2 — параболическая стадия I, 3 — параболическая стадия II, 4 — разрушение.

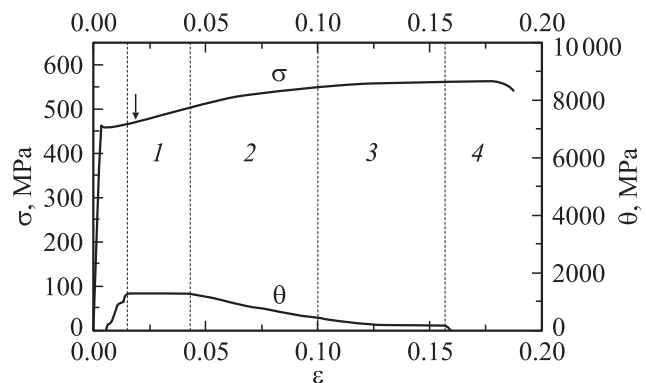


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для поликристаллического образца.

$n < 1$ в соотношении $\sigma \sim \epsilon^n$, описывающем ход кривой течения на параболической стадии, скачком падает от $n = 0.6$ до 0.4 , разделяя эту стадию кривой течения на два участка. Деформирование завершается образованием шейки и последующим вязким разрушением образца.

Кривые течения поликристаллов сплава Fe–3%Si (рис. 2) отличаются более высоким значением коэффициента линейного деформационного упрочнения ($\theta = 1750$ МПа). Для повышения точности выделения стадий на кривых течения в этом случае зависимости $\sigma(\epsilon)$ перестраивались и дополнительно анализировались в координатах истинных деформаций $e = \ln(1 + \epsilon)$ и напряжений $s = \sigma(1 + \epsilon)$ [14]. Эта процедура позволила обнаружить в поликристаллах два участка параболической стадии с $n = 0.5$ и 0.4 соответственно.

Анализ распределений локальных удлинений ϵ_{xx} по образцам показал, что в моно- и в поликристаллах в течение всего процесса растяжения деформация распределена неоднородно. Рис. 3 и 4, на которых приведены типичные примеры распределений компонент удлинения ϵ_{xx} , сдвига ϵ_{xy} и поворота ω_z , показывают, что пластическая деформация локализована в определенных зонах образцов, в то время как другие объемы мате-

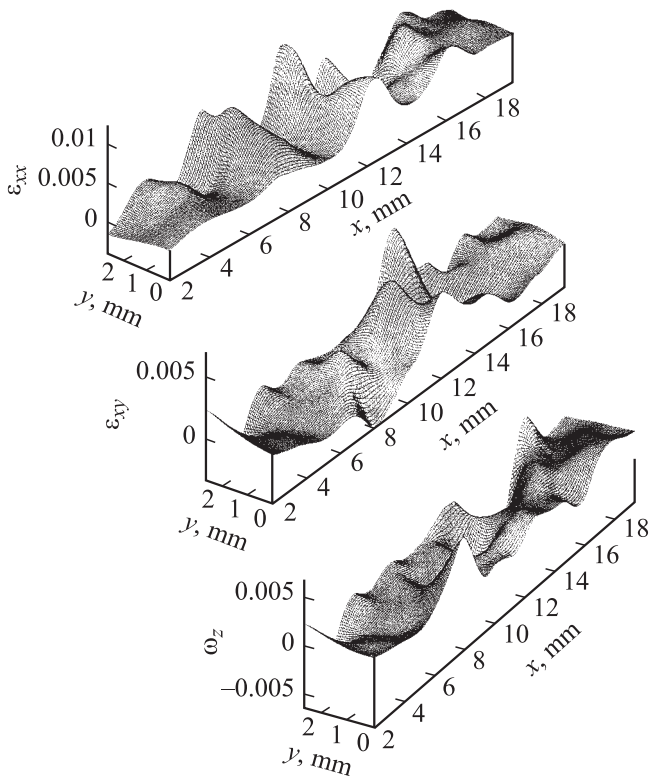


Рис. 3. Распределение компонент тензора пластической дисторсии в монокристаллическом образце для интегральной деформации, показанной стрелкой на рис. 1.

риала при заданном приросте деформации практически не деформируются. Между картинками распределения компонент в моно- и поликристаллическом состояниях имеется, как легко убедиться, лишь слабое различие в амплитудах локальных деформаций. Простая количественная оценка показывает, что в зонах локализации сосредоточен почти весь прирост пластической деформации образца. Так, если N — число максимумов деформации с амплитудой деформации $\epsilon_{xx}^{\text{mag}}$ в образце длиной L , а l — размер зоны локализации деформации вдоль оси x , то среднее удлинение в пределах такого очага $\sim \langle \epsilon_{xx} \rangle \cdot l$, а общее удлинение образца

$$\delta L = \sum_N \epsilon_{xx}^{\text{mag}} \cdot l \approx N \langle \epsilon_{xx} \rangle \cdot l. \quad (1)$$

Из данных рис. 3 (поликристалл) следует, что $N = 5$, а $l \approx 3.8$ mm. Средняя деформация в очаге локализации $\langle \epsilon_{xx} \rangle \approx \epsilon_{xx}^{\text{mag}}/2 \approx 4.8 \cdot 10^{-3}$ и соответственно $\delta L \approx 0.09$ mm, а $\Delta \epsilon_{\text{tot}} = \delta L/L \approx 1.8 \cdot 10^{-3}$. Для монокристалла (рис. 4) $N = 4$, $l \approx 2.5$ mm, $\langle \epsilon_{xx} \rangle \approx 5 \cdot 10^{-3}$, подобный расчет дает $\delta L \approx 0.05$ mm, $\Delta \epsilon_{\text{tot}} \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$. Обе полученные величины согласуются с приведенным выше приростом общей деформации на каждом этапе записи спеклинтерферограмм $2 \cdot 10^{-3}$, но остаются несколько меньше этой величины за счет деформации остальных объемов. Таким образом, пластическая деформация образца при растяжении локализуется в нескольких сравнительно тонких ($l \ll L$) слоях материала.

Регистрация и анализ распределений компоненты ϵ_{xx} позволили обнаружить, что процесс макроскопической локализации деформации на стадии линейного упрочнения имеет пространственную и временную упорядоченность и образует типичную волновую картину, которую можно характеризовать длиной волны и скоростью ее распространения. Из картин распределений локальных удлинений ϵ_{xx} в монокристаллическом и поликристаллическом образцах, представленных на рис. 3, 4, следует, что пространственный период повторяемости очагов локализации (длина волны) составляет 3–4 mm для монокристалла и 5–6 mm для поликристалла. Определенная по методике, описанной в [8], скорость распространения автоволны локализации деформации V_{aw} в монокристаллах оказалась $5.8 \cdot 10^{-5}$ m/s, а в поликристаллах — $1.7 \cdot 10^{-5}$ m/s.

Это различие согласуется с автоволновой концепцией эволюции картин макролокализации пластического течения на линейных стадиях упрочнения, которая ранее была разработана на базе исследования ГЦК материалов [5,8]. Указанные выше скорости перемещения очагов

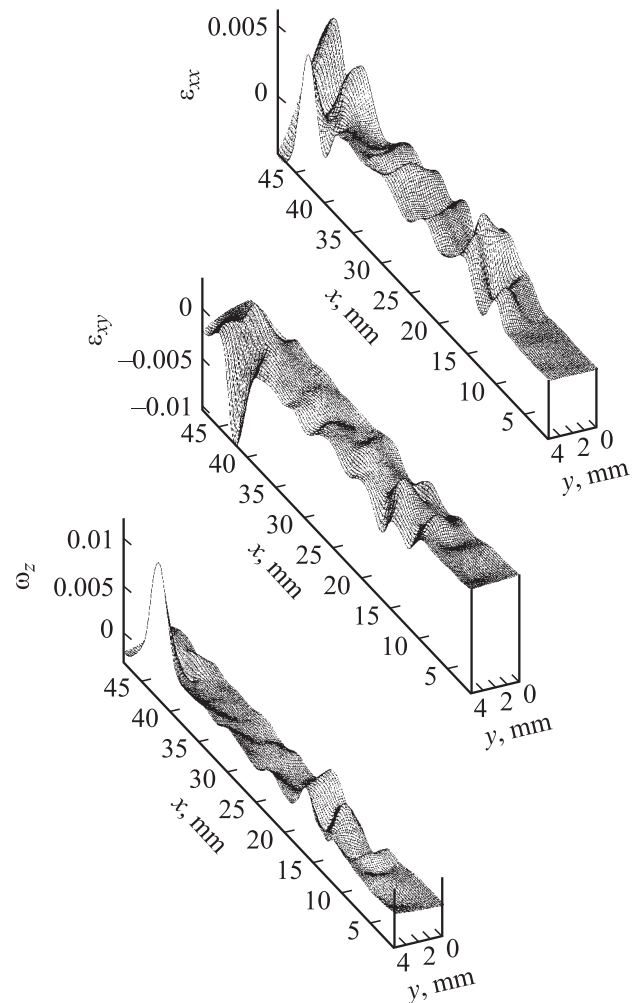


Рис. 4. Компоненты тензора пластической дисторсии в поликристаллическом образце для общей деформации, которая отмечена стрелкой на рис. 2.

локализации хорошо укладываются на график зависимости скорости фазовых автоволн локализованной пластической деформации от коэффициента деформационного упрочнения на линейной стадии $V_{aw} = \Xi/\theta^*$. Здесь $\Xi = 6.33 \cdot 10^{-7}$ м/с — константа, полученная при обобщении данных для широкого круга ранее исследованных металлов и сплавов, а $\theta^* = \theta/G$ — нормированный на модуль сдвига G коэффициент деформационного упрочнения [8]. В этом случае, поскольку $\theta_{\text{sin gl}}^* \approx 1.1 \cdot 10^{-2}$, а $\theta_{\text{poly}}^* \approx 2.1 \cdot 10^{-2}$, расчетное значение скорости распространения волн в монокристалле $\sim 5.75 \cdot 10^{-5}$ м/с, а в поликристалле — $\sim 3.0 \cdot 10^{-5}$ м/с, что неплохо согласуется с приведенными выше значениями особенно для монокристаллического образца. В монокристаллах переход от линейного к параболическому упрочнению происходит через короткий участок хаотических распределений величины ϵ_{xx} по образцу. В этом случае старая картина локализации „рассыпается“ и из хаоса самопроизвольно возникает новая. Существование таких переходных участков с характерным для них хаотическим распределением очагов локализованной пластичности малого размера отмечено нами ранее при исследовании деформации поликристаллов Al [15].

Как указывалось ранее, параболические стадии деформационного упрочнения в моно- и поликристаллических образцах разделяются на два участка с различным n . На первом участке параболической стадии, когда $n \approx 0.6$ для монокристаллов и $n \approx 0.5$ для поликристаллов, очаги локализованной деформации неподвижны. В этом случае картины макролокализации в монокристаллах представляют собой совокупность неподвижных эквидистантно расположенных очагов деформации с примерно одинаковой амплитудой. После перехода ко второму участку этой стадии и при уменьшении n до 0.4 очаги как в монокристаллах, так и в поликристаллах становятся подвижными, амплитуды деформации в них перераспределяются, так что высота одного из максимумов ϵ_{xx} постепенно увеличивается, в то время как приросты локальных деформаций в остальных зонах остаются теми же или несколько уменьшаются. Аналогичная картина перераспределения деформаций в образце наблюдалась ранее на стадии предразрушения поликристаллического сплава Zr–Nb [16].

Обсуждение результатов

Наиболее интересными особенностями поведения очагов локализованной деформации на стадии параболического упрочнения при $n < 0.5$ являются их движение и проявляющаяся здесь тенденция к слиянию. На этом этапе движение очагов взаимосогласовано так, что скорость перемещающихся очагов оказывается тем большей, чем дальше они находились в момент начала процесса от места будущего разрушения (рис. 5, поликристалл). Согласование скоростей движения приводит к тому, что все очаги деформации приходят к месту разрушения в один и тот же момент времени. Экстраполируя

прямые $X(t)$ на кинетической диаграмме (рис. 5) до их пересечения, можно выявить полюс с координатами $X_f \approx 40 \pm 3$ мм, $t_f \approx 2520 \pm 90$ с, первая из которых достаточно точно определяет место разрушения, а вторая соответствует моменту потери сплошности (разрыву) образца, несколько отставая от времени появления трещины. Положение каждого из очагов локализованной пластичности на этом этапе процесса в зависимости от времени, очевидно, описывается как

$$X = X_f + V_0 \cdot (t - t_f), \tag{2}$$

где положительная или отрицательная скорость V_0 зависит от начального положения очага локализованного течения.

Иначе говоря, события в месте разрушения, не препятствуя развитию пластической деформации в остальной части образца, таким образом задают кинетику движения очагов локализованного течения, активных на этой стадии процесса, что все они стремятся ассоциироваться в зоне зарождения вязкой трещины. Подобная тенденция проявляется и в монокристаллическом образце (рис. 6), но здесь она выражена не так наглядно. Тем не менее в этом случае также обнаруживается полюс, координаты которого $X_f \approx 3 \pm 3$ мм, $t_f \approx 890 \pm 60$ с связаны с местом и моментом зарождения трещины.

Рис. 5, 6 показывают, что в обоих случаях в деформируемых моно- и поликристаллических образцах еще на стадии параболического упрочнения при $n \approx 0.5$ задолго до разрушения возникают очаги локализованного течения, практически неподвижные в ходе дальнейшего процесса нагружения при любом значении $n \leq 0.5$. Их положения выделены на рис. 5, 6 жирными горизонтальными линиями. Анализ подобных представленным

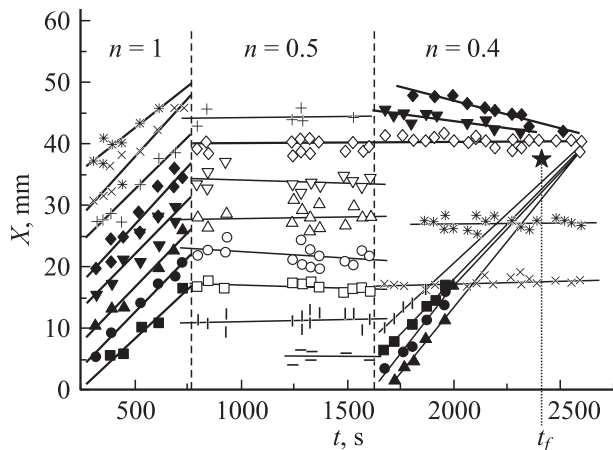


Рис. 5. Кинетика эволюции картин макролокализации при пластическом деформировании поликристалла (★ — момент и место появления разрушающей трещины). Точки и линии на диаграмме показывают, что зоны локализации движутся на стадии линейного упрочнения ($n = 1$), неподвижны на параболической стадии при $n = 0.5$ и стремятся ассоциироваться в области разрушения, если $n < 0.5$.

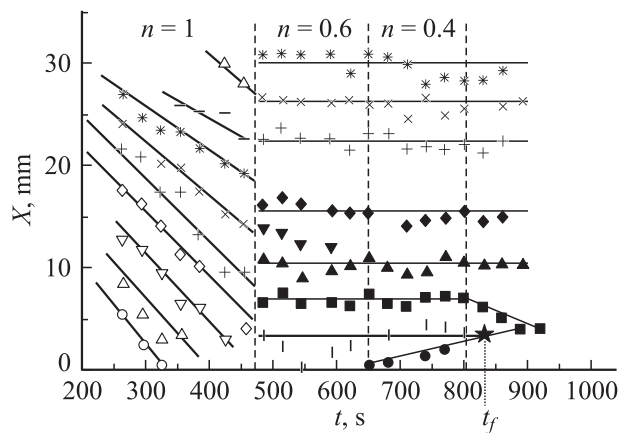


Рис. 6. Кинетика эволюции картин макролокализации в монокристаллическом образце.

на рис. 3, 4 распределений компонент тензора пластической дисторсии по образцам показал, что эти очаги с момента своего возникновения имеют максимально большие амплитуды. Именно вблизи этих очагов деформации находятся полюсы зависимостей $X(t)$ для моно- и поликристаллов и возникают вязкие трещины. Аналогичный эффект был описан ранее в [16].

Одним из возможных механизмов, обеспечивающих синхронизацию движения очагов локализованной пластичности на заключительной стадии процесса, может быть известное явление акустической эмиссии из зоны разрушения. Упругие импульсы акустической эмиссии могут инициировать развитие пластичности и вызывать соответствующее движение очагов локализованной пластичности. Подобный механизм был ранее предложен и проанализирован в работе [15] для объяснения макроскопического расстояния между очагами локализованной пластической деформации (длины волны локализованной деформации). Акустоэмиссионный эффект может быть достаточно сильным, чтобы вызвать соответствующее изменение кинетики пластического течения, о чем, например, косвенно свидетельствует образование так называемых линий Вальнера при разрушении [17], которые связываются с искривлением траектории растущей трещины под действием ультразвуковых импульсов акустической эмиссии.

Заключение

В результате проведенных исследований установлено, что при деформировании моно- и поликристаллических образцов ОЦК сплава Fe–3%Si кривые течения $\sigma(\epsilon)$ содержат линейную ($\sigma \sim \epsilon$) и параболическую ($\sigma \sim \epsilon^n$) стадии, причем последняя состоит из двух участков с разными показателями параболическости $n < 1$. Анализ характера локализации деформации в сплаве Fe–3%Si позволил сделать следующие заключения.

Ранее установленные для ГЦК и ГПУ моно- и поликристаллов закономерности макролокализации пластической деформации, характерные для стадий линейного

(волновой характер деформации) и параболического упрочнения (стационарная система очагов при $n \approx 0.5$), в полной мере выполняются как в моно-, так и в поликристаллических образцах ОЦК сплава Fe–3%Si.

При показателе параболическости $n < 0.5$ очаги локализованной пластичности становятся подвижными и согласованно движутся таким образом, что в момент разрушения собираются в месте зарождения трещины.

Установленные закономерности кажутся перспективными для оценки предельных состояний пластичных материалов. Их можно использовать также для прогнозирования предельной пластичности металлов, определения положения очага разрушения и оценки времени до разрушения (ресурса) [18] в ходе механических испытаний с помощью экстраполяции экспериментально наблюдаемых временных зависимостей координат очагов локализованной пластичности $X(t)$ до их пересечения. В этом случае пространственная и временная координаты точки пересечения с удовлетворительной точностью определяют место и время разрушения.

Работа выполнена при поддержке одного из авторов (С.А. Баранникова) Минобразования России (грант № PD 02-1.2-63, 2002 г.).

Список литературы

- [1] Aifantis E.C. // Int. J. Non-Linear Mech. 1996. Vol. 31. N 6. P. 797–809.
- [2] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 1. С. 3–42.
- [3] Малыгин Г.А. // УФН. 1999. Т. 169. Вып. 9. С. 979–1010.
- [4] Зуев Л.Б., Данилов В.И., Горбатенко В.В. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 91–103.
- [5] Zuev L.B. // Ann. Phys. 2001. Vol. 10. N 11–12. P. 965–984.
- [6] Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. // Зав. лаб. 1990. Т. 56. Вып. 2. С. 90–93.
- [7] Zuev L.B., Polyakov S.N., Gorbatenko V.V. // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4900. Pt. 2. P. 1197–1208.
- [8] Зуев Л.Б., Данилов В.И., Семухин Б.С. // Усп. физ. мет. 2002. Т. 3. Вып. 3. С. 237–304.
- [9] Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [10] Šesták V., Arnold Z. // Phys. Stat. Sol. (a) 1974. Vol. 23. N 1. P. 155–164.
- [11] Šesták V., Novák V. // Phys. Stat. Sol. (a) 1974. Vol. 23. N 2. P. 703–709.
- [12] Lejček P., Hofman S., Krajník A. // Mater. Sci. Engng. A. 1997. Vol. A234–236. P. 283–286.
- [13] Клименко И.С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. М.: Наука, 1985. 222 с.
- [14] Атлури С., Кобаяси А. Экспериментальная механика. Т. 1. М.: Мир, 1990. С. 11–53.
- [15] Зуев Л.Б., Семухин Б.С., Зариковская Н.В. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5. С. 57–62.
- [16] Полетика Т.М., Данилов В.И., Нариманова Г.Н., Гимранова О.В., Зуев Л.Б. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 9. С. 57–62.
- [17] Керкхоф Ф. Физика быстропротекающих процессов. Т. 2. М.: Мир, 1971. С. 5–68.
- [18] Диллон Б., Сингх Ч. Инженерные методы обеспечения надежности систем. М.: Мир, 1984. 318 с.