

01;05

Автоволны деформации в монокристаллах легированного γ -Fe с азотом

© Л.Б. Зуев¹, С.А. Баранникова¹, В.И. Данилов¹, Ю.И. Чумляков², И.В. Киреева²¹ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск, Россия² Сибирский физико-технический институт при Томском государственном университете, 634050 Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 22 мая 1998 г. В окончательной редакции 7 апреля 1999 г.)

Экспериментальные данные об эволюции полей макродеформации образцов из монокристаллов аустенитной хромоникелевой стали со сверхравновесным содержанием азота при растяжении проанализированы в рамках модели автоволнового пластического течения. Установлены условия реализации и наблюдения различных вариантов автоволновых деформационных структур, таких как уединенный фронт, бегущая автоволна, стационарная диссипативная структура, определяющихся кристаллогеометрией деформации и концентрацией азота в материале. Показано, что между типом деформационной автоволны и стадийностью кривой пластического течения материала существует взаимно однозначное соответствие.

Введение

Устойчивость пластического течения материалов в процессе обработки давлением, долговечность и разрушение под нагрузкой деталей и конструкций существенным образом зависят от степени макроскопической однородности деформации. Хотя факты ее неомогенности в таком масштабе известны давно [1–3], чаще всего предполагалось, что этот эффект несуществен и распределение локальных деформаций по объему нагружаемого объекта можно считать квазиоднородным по крайней мере до больших степеней деформации, когда образуется шейка. Исключением являются работы автора [4], показавшего, что очаги пластической деформации образца при активном нагружении и ползучести перемещаются закономерным образом, создавая так называемую "бегущую" шейку.

Принципиально новые результаты, позволившие определить количественные параметры эволюции распределений локальных деформаций, были получены при использовании спекл-интерферометрического метода исследования неоднородности деформации [5–8]. Оказалось, что в ходе пластической деформации могут быть выделены три типа пространственно-временных распределений локальных деформаций и существует однозначное соответствие между законом пластического течения $\sigma(\varepsilon)$ и типом пространственно-временной эволюции распределения деформаций. На основании анализа экспериментальных данных [5–8] можно констатировать следующее: i) на площадке текучести (участке легкого скольжения), когда коэффициент деформационного упрочнения $\Theta = d\sigma/d\varepsilon \approx 0$, по образцу перемещается одиночный фронт пластической деформации; ii) на стадии линейного упрочнения ($\sigma = \Theta\varepsilon$, $\Theta = \text{const}$) по образцу перемещается с постоянной скоростью эквидистантная последовательность локализованных деформационных зон (автоволна); iii) на стадии параболического упрочнения ($\sigma \sim \varepsilon^{1/2}$) формируется стационарная картина локали-

зованных очагов деформации; iii) смена закона деформационного упрочнения сопровождается изменением типа локализации деформации. На переходном этапе наблюдается хаотическое распределение компонент тензора пластической дисторсии.

Указанные закономерности в достаточной степени универсальны, так как установлены в экспериментах, проведенных на представительном круге материалов, находящихся в моно- и поликристаллическом состояниях, одно- и многофазных, с гранецентрированной кристаллической (ГЦК), объемноцентрированной кристаллической (ОЦК) и гексагональной плотно упакованной (ГПУ) решеткой. Их общность позволила сформулировать гипотезу об автоволновом характере данного процесса [9]. Однако для уточнения представлений о природе автоволн необходимо выяснить, связаны ли все их формы с существенными отличиями в кинетике пластического течения материалов с разной структурой или их можно наблюдать и в одном веществе, деформационное упрочнение которого варьируется, например, за счет дополнительного легирования, не меняющего структуру сплава, но влияющего на его пластичность.

Материалы и методика исследований

Для такой цели удобны монокристаллы дополнительно легированной азотом аустенитной стали, состав которой приводится в mass %: С — 0.013, Cr — 18.0, Ni — 12.4, Mo — 2.3, Mn — 1.2, V — 0.01, Si — 0.06. Управление параметрами деформационного упрочнения осуществляется в этом случае выбором кристаллографической ориентации направления приложения нагрузки и содержанием азота в твердом γ -растворе.

В настоящей работе были использованы монокристаллы, выращенные методом Бриджмена на установке "Редмет-1" [10]. После гомогенизации полученного монокристаллического слитка в течение 50 h при 1473 K

образцы в форме двойной лопатки вырезались на электроэрозионном станке так, чтобы их широкая грань совпадала с плоскостью (011), а продольная ось — с направлениями [001] или [111]. Размеры рабочей части образцов ориентации [001] составляли $25 \times 5 \times 1.6$ mm, а образцов ориентации [111] — $30 \times 5 \times 1.6$ mm. Азотирование образцов осуществлялось газотермобарическим способом [11] при температуре 1473 K и давлении насыщающей атмосферы $1.5 \cdot 10^5$ Pa, что обеспечивало достижение требуемой концентрации азота в твердом растворе. После азотирования образцы вновь гомогенизировались в вакууме при 1473 K в течение 1 h и закаливались в воде. Окончательное содержание азота в исследуемых образцах составляло 0.35 и 0.5%. Выбор указанного интервала концентраций обусловлен тем, что, согласно [10], при испытаниях образцов с ориентацией оси растяжения [001] и [111] при температуре ~ 300 K и концентрации азота менее 0.3 mass% его влияния незначительно и отмечается лишь небольшое повышение критического скалывающего напряжения без изменения хода деформационного упрочнения. При 0.35...0.4 mass% азота и той же температуре деформирования наряду с существенным ростом критического скалывающего напряжения отмечено изменение формы кривой течения кристаллов с ориентацией [111]. Легирование до 0.5 mass% N значительно влияет на форму кривых $\sigma(\epsilon)$ монокристаллов обеих ориентаций.

Кристаллогеометрия пластических сдвигов для указанных ориентаций такова, что в обоих типах образцов сразу после достижения предела текучести возможно множественное скольжение. При ориентации [001] четыре системы скольжения $[0\bar{0}1](111)$, $[\bar{1}01](111)$, $[\bar{1}01](\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ и $[0\bar{0}1](\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ имеют фактор Шмида $m = 0.41$. На плоскости наблюдения (011) они дают следы скольжения под углами 90° (первые две) и $35^\circ 16'$ (вторые) к оси растяжения. При ориентации [111] одинаковый фактор Шмида $m = 0.27$ имеют три системы: $[101](11\bar{1})$, $[011](1\bar{1}\bar{1})$ и $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$. Следы скольжения от них на рабочей поверхности образца составляют с осью растяжения его углы $19^\circ 28'$, $35^\circ 16'$ и 90° соответственно.

Основная экспериментальная процедура состояла в последовательном восстановлении полей векторов перемещений точек поверхности образца методом двухэкспозиционной спек-линтерферометрии [12] непосредственно при растяжении на испытательной машине "Instron-1185" со скоростью $5.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Поля векторов смещений $\mathbf{r}(x, y)$ фиксировались дискретно с интервалом 30 s, что соответствовало приросту общей деформации $\delta\epsilon_{\text{tot}} = 0.2\%$ (x, y — координаты точек на рабочей поверхности образца). Численным дифференцированием массива $\mathbf{r}(x, y)$ по координатам x и y определялись значения компонент тензора пластической дисторсии $\beta = \nabla \mathbf{r}(x, y)$ (локальные удлинение ϵ_{xx} , сдвиг ϵ_{xy} и поворот ω_z) [13] в точках поверхности образца с шагом 1 mm. Распределения следов скольжения в деформированных образцах анализировались на металлографическом микроскопе "Neophot-21". Испытания проводились при 300 K.

1. Экспериментальные результаты

Условия экспериментов и данные, полученные при растяжении образцов с двумя ориентациями оси растяжения и с двумя разными концентрациями азота, обобщены в таблице. В этих четырех случаях в разных интервалах деформации удалось наблюдать полный набор возможных типов зависимостей $\sigma(\epsilon)$. Деформационные кривые для этих четырех вариантов образцов представлены на рис. 1.

Дальнейшее изложение экспериментальных результатов будет проведено в форме описания пространственно-временных картин распределения и движения очагов деформации в деформируемом образце на отчетливо выраженных стадиях кривой пластического течения, выделенных выше как i, ii и iii.

1) Стадия легкого скольжения наблюдалась в содержащих 0.35 mass% N образцах, ось растяжения которых ориентирована вдоль [111] (см. таблицу). В этом случае диаграммы деформации образцов (рис. 1, кривая 2) имели хорошо выраженный зуб и площадку текучести (участок легкого скольжения), общая протяженность которых отвечает интервалу $1 \leq \epsilon_{\text{tot}} \leq 4.5\%$. Существование первой стадии и преобладание на ней системы скольжения $[101](11\bar{1})$ связываются [10] с неустойчивостью сдвига и локализацией его в одной из трех равноправных систем скольжения из-за увеличе-

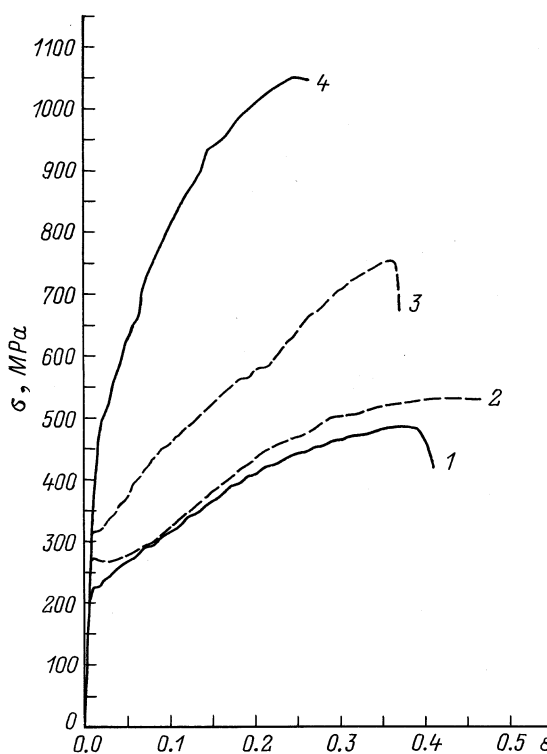


Рис. 1. Типичные деформационные кривые монокристаллов аустенитной стали. Содержание азота (C_N , mass%) и кристаллографическая ориентация оси растяжения: 1 — 0.35, [001]; 2 — 0.35, [111]; 3 — 0.5, [111]; 4 — 0.5 [001].

Элементы скольжения и стадии течения в исследованных образцах (жирным шрифтом выделены доминирующие системы скольжения)

Содержание азота, mass%	Ориентация оси растяжения	Действующие системы скольжения	Интервалы деформации, %	Тип стадии деформационной кривой
0.35	[001]	[011] (111)	0...3.3	Упругость + переходный участок; линейная стадия ($\sigma = \Theta \varepsilon$, $\Theta = 1100$ МПа);
		[011] (111)	3.3...7.0	
0.35	[111]	[101] (111)	> 7.0	параболическая стадия, ($\sigma \sim \varepsilon^n$)
		[101] (111)		
		[011] (111)	0...1.0	Упругость + переходный участок; зуб текучести + легкое скольжение ($\Theta = 250$ МПа);
		[101] (111)	1.0...4.0	
			4.0...8.0	переходный участок;
			8.0...17.0	линейная стадия ($\sigma = \Theta \varepsilon$, $\Theta = 1200$ МПа);
			> 17.0	параболическая стадия ($\sigma \sim \varepsilon^n$)
0.50	[001]	[011] (111)	0...1.8	Упругость + переходный участок; линейная стадия ($\sigma = \Theta \varepsilon$, $\Theta = 4200$ МПа); параболическая стадия ($\sigma = \varepsilon^n$)
		[011] (111)	1.8...4.0	
		[101] (111)	> 4.0	
0.50	[111]	[011] (111)	0...1.5	Упругость + переходный участок; линейная стадия ($\sigma = \Theta \varepsilon$, $\Theta = 1500$ МПа);
		[101] (111)	1.5...4.0	
		[101] (111)	4.5...17.0	линейная стадия ($\sigma = \Theta \varepsilon$, $\Theta = 2000$ МПа);

ния расщепления скользящих дислокаций с векторами Бюргера $a/2 \langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли с векторами Бюргера $a/6 \langle 110 \rangle$ вследствие снижения эффективной энергии дефекта упаковки при действии внешнего растягивающего напряжения [10,14].

Анализ распределений локальных удлинений ε_{xx} в процессе деформирования этих кристаллов производился в интервале $1.2\% \leq \varepsilon_{tot} \leq 11\%$, охватывая участок легкого скольжения, переходную и часть линейной стадии. До $\varepsilon_{tot} = 2\%$ в расположении зон локализации ε_{xx} относительно друг друга никаких устойчивых закономерностей не обнаружено и картина была полностью хаотической. Затем на фоне хаоса сформировалась пространственная картина из трех эквидистантных максимумов локальных удлинений, динамика которых (рис. 2) характеризовалась следующим. Их трех возникших вначале очагов один двигался с постоянной скоростью $\sim 3.5 \cdot 10^{-5}$ м/с на всем протяжении стадии легкого скольжения. Два других вскоре останавливались и до окончания стадии оставались неподвижными. Таким образом, на стадии легкого скольжения наблюдалось движение уединенного фронта пластичности. По окончании этой стадии при $\varepsilon_{tot} > 4\%$ распределения локальных удлинений, как и других компонент тензора дисторсии, снова хаотизировались.

2) **Л и н е й н о е у п р о ч н е н и е** ($\sigma \sim \varepsilon$, $\Theta = \text{const}$) начиналось при дальнейшем растяжении этого монокристалла ($\varepsilon_{tot} > 8\%$) и сопровождалось рождением из хаоса трех движущихся эквидистантных деформационных зон. На рис. 3 это представлено в виде зависимости x координат максимумов ε_{xx} от времени деформирования. Видно, что синхронное движение всех

трех очагов начинается с некоторой задержкой, но после установления режима характерное расстояние между ними $\lambda \approx 7 \pm 1$ мм сохраняется в процессе растяжения. Направление движения очагов такое же, как и на стадии легкого скольжения, а скорость перемещения, рассчитанная по наклону прямых, $v \approx 5.0 \cdot 10^{-5}$ м/с. Положение таких очагов на фронтальной плоскости образца было нормальным к оси растяжения.

Аналогичная картина наблюдалась при растяжении монокристалла с 0.35 mass% N и ориентацией [001]. В этом случае удалось зафиксировать процесс самосогласования скоростей перемещения очагов пластического течения (рис. 4), который идет таким образом, что появляющиеся позднее очаги локализации деформации увеличивают скорость своего движения, так что в конце концов формируется автоволновая структура.

Стадии линейного упрочнения наблюдались и в азотированном до 0.5 mass% N аустените при обеих ориентациях оси растяжения (см. таблицу). В случае растяжения вдоль [001], начиная с $\varepsilon_{tot} \approx 2\%$, формировалась система из четырех равноудаленных друг от друга максимумов ε_{xx} с пространственным периодом $\lambda = 4.5 \pm 1$ мм (рис. 5). Здесь вначале также замечен процесс подстройки скоростей, после которого на протяжении всей линейной стадии до $\varepsilon_{tot} = 4\%$ эта группа максимумов перемещалась с практически одинаковыми скоростями $\sim 2.6 \cdot 10^{-5}$ м/с, образуя типичную автоволновую картину.

Интересная особенность была отмечена при исследовании кривой течения монокристалла, содержащего 0.5 mass% N, с ориентацией оси растяжения [111]. В этом случае (рис. 6) образующиеся в начале стадии линейно-

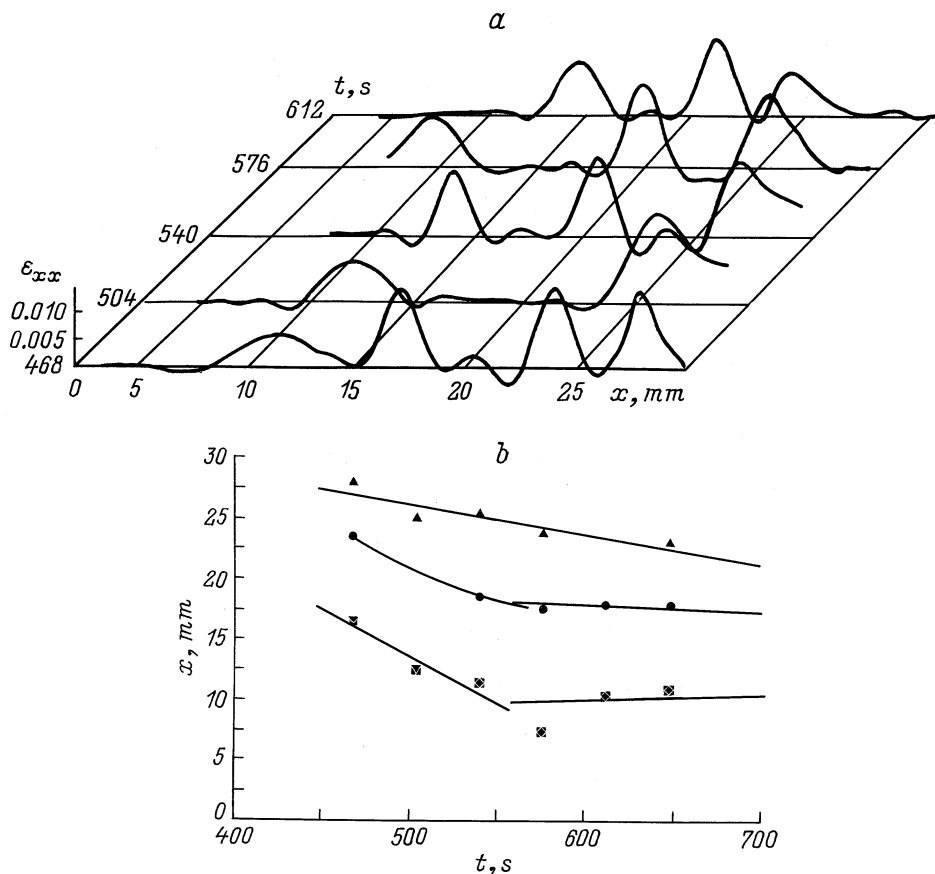


Рис. 2. Эволюция распределений локальных удлинений ϵ_{xx} на стадии легкого скольжения монокристаллов высокоазотистой стали (a) и зависимость положений максимумов ϵ_{xx} от времени нагружения (b). $C_N = 0.35 \text{ mass\%}$, ориентация оси растяжения [111]. Значки — зависимости положений максимумов деформации в различные моменты времени.

го упрочнения и синхронно движущиеся с одинаковой скоростью два очага деформации последовательно останавливались в одном и том же месте образца (примерно в 10 mm от его конца), а затем возобновляли движение с прежней скоростью. Отметим, что продолжительность остановки второго очага вполтора раза меньше, чем первого. Далее на этой же стадии, но при больших деформациях снова отмечается движение аналогичной связанной пары таких очагов, но на этот раз с меньшей скоростью (рис. 6) и без остановок. Последние, как показало микроскопическое исследование образца, были связаны с границей кристаллита с другой ориентировкой, случайно сформировавшегося при выращивании образца. При указанных условиях деформационные зоны были не перпендикулярны оси образца, а наклонены примерно на 20° к ней. По-видимому, это определяется тем, что следы от преобладающей системы скольжения в этом случае пересекают плоскость наблюдения, как указано выше, под углом $19^\circ 28'$ к оси растяжения. Подобная кристаллографическая обусловленность расположения движущихся деформационных зон отмечалась нами ранее при аналогичных исследованиях пластичности однофазных монокристаллов $\text{Cu} + 10\% \text{Ni} + 6\% \text{Sn}$ [6]. Таким образом, формирование автоволновой структу-

ры является общим для стадий линейного упрочнения всех исследованных монокристаллов легированного аустенита.

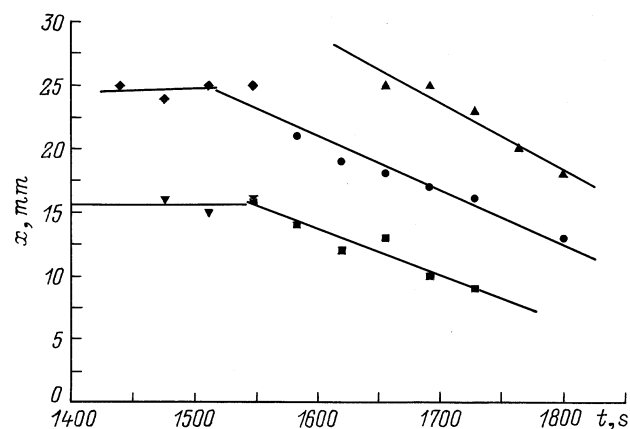


Рис. 3. Зависимость положений локальных максимумов ϵ_{xx} от времени нагружения на стадии линейного упрочнения монокристаллов высокоазотистой стали с ориентацией оси растяжения [111] и $C_N = 0.35 \text{ mass\%}$. Значки — то же, что и на рис. 2, b.

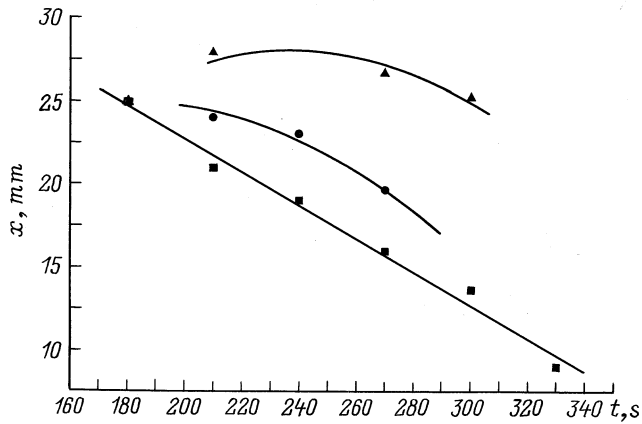


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но ориентация оси растяжения [001]. Значки — то же, что и на рис. 2, b.

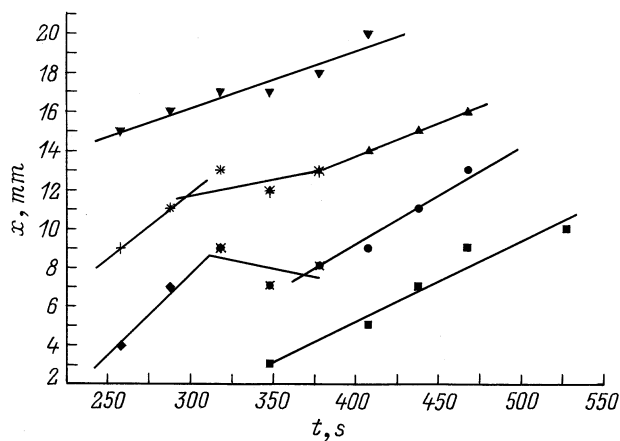


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но ориентация оси растяжения [001] и $C_N = 0.5 \text{ mass\%}$. Значки — то же, что и на рис. 2, b.

3) Параболическое упрочнение ($\sigma \sim \varepsilon^{1/2}$) в исследованных образцах завершало процесс деформации во всех четырех исследованных случаях (см. таблицу), но при разных значениях общей деформации (рис. 1). На этих этапах всегда наблюдалась стационарная диссипативная структура, т.е. по длине образцов с интервалом 4...7 мм располагались 3–4 неподвижных очага деформации. Такая картина показана на рис. 7 для случая растяжения образца с 0.5 mass% N и с ориентацией оси растяжения [001].

Автоволновые режимы пластического течения

Полученные результаты, с одной стороны, подтверждают установленные ранее закономерности картин локализации деформации, а с другой — обогащают деталями наши представления о динамике развития этого явления. При пластической деформации монокристаллов высоколегированного γ -Fe обнаружены все ранее наблю-

давшиеся на разных материалах картины локализации деформации: уединенный фронт, бегущая автоволна и стационарная диссипативная структура. Нашло дополнительное, выявленное ранее [15–17] подтверждение соответствия между стадийностью деформационного упрочнения и типом наблюдаемых картин локализации деформации, изложенное во Введении. Использование для экспериментов одного материала позволяет утверждать, что изменения картин локализации деформации фактически контролируются только содержанием азота в стали и ориентацией осей растяжения образцов. Это означает, что между обнаруженными макроскопическими картинками локализации деформации и специфическими для каждой стадии процесса микроскопическими механизмами элементарных актов пластического течения существует причинная связь. Двумя важнейшими общими признаками исследуемых процессов следует считать возникновение макроскопического масштаба $\lambda \approx 4...7 \text{ mm}$ в

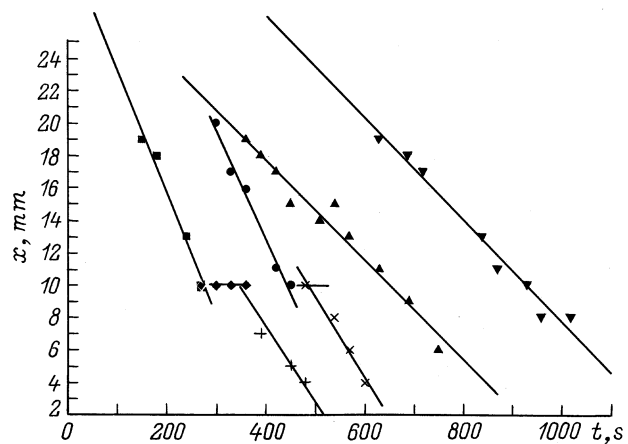


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но $C_N = 0.5 \text{ mass\%}$. Значки — то же, что и на рис. 2, b.

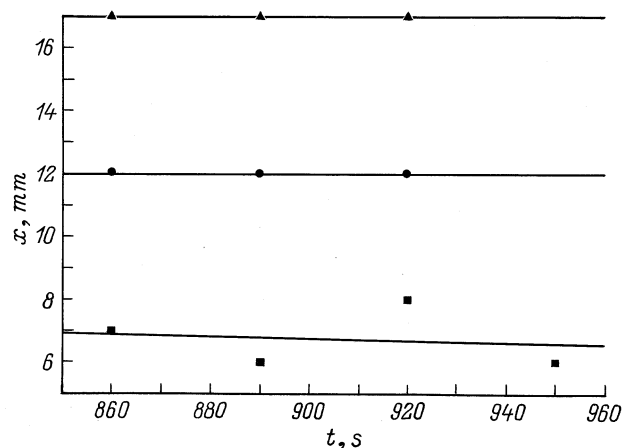


Рис. 7. Зависимость положений локальных максимумов ε_{xx} от времени нагружения на параболической стадии кривой упрочнения монокристаллов высокоазотистой стали с ориентацией оси растяжения [001] и $C_N = 0.5 \text{ mass\%}$. Значки — те же, что и на рис. 2, b.

расположении очагов деформации по образцу и малую скорость их перемещения $\sim 2 \dots 8 \cdot 10^{-5}$ м/с. В то же время элементарные акты деформации дислокационной природы такого масштаба, естественно, не имеют, а характерная для них скорость движения дислокаций обычно существенно больше. Пространственный масштаб распределений локальных деформаций слабо меняется при переходе от одной стадии пластического течения к другой и при изменении общего вида деформационной кривой в зависимости от содержания азота, но в значительной степени определяется ориентацией оси растяжения. Скорости перемещения очагов деформации во всех экспериментах имели одинаковый порядок независимо от содержания азота и ориентации образцов. Однако отмечается тенденция к некоторому уменьшению их по мере роста общей деформации образца в процессе испытания.

Эти сложные закономерности пластического течения, очевидно, невозможно описать на базе традиционных моделей механики сплошной среды. Неприменимой для этих целей оказывается также теория дислокаций в первую очередь в силу большого различия характерных пространственных параметров: вектор Бюргера дислокации $\mathbf{b} \approx 10^{-10}$ м, а масштаб выявленной неоднородности пластического течения $\lambda \approx 10^{-2}$ мм $\gg \mathbf{b}$. Наблюдаемые закономерности должны рассматриваться как результат пространственно-временной самоорганизации деформационного поля образца. Как и в [18], под самоорганизацией здесь понимается приобретение системой пространственной, временной или функциональной структуры без специфического воздействия извне. Феноменологическое описание самоорганизации в системах разного рода успешно проводится с помощью теории неравновесных процессов в открытых системах (синергетики) [18]. Известные в литературе (см., например, [19–22]) попытки применения такого подхода к проблеме пластичности в основном базировались на использовании дислокационных моделей (кроме работы [19], где рассматривалась эволюция полей градиентов деформации). В наших работах [7,15–17] подобные закономерности локализации деформации обсуждались в рамках одного из вариантов синергетики — теории автоволновых процессов [23]. При этом в качестве характеризующих состояние системы переменных использовались пластическая деформация и упругое напряжение, поскольку применяемая экспериментальная техника позволяет непосредственно фиксировать по крайней мере поле деформации. В соответствии с [24] эти величины суть автокаталитический (ε) и демпфирующий (σ) факторы, контролирующие кинетику пластической деформации. Дифференциальные уравнения их эволюции имеют [7,15–17] вид

$$\varepsilon_t = \chi(\varepsilon, \sigma) + D^\varepsilon \varepsilon_{xx}, \quad \sigma_t = \phi(\sigma, \varepsilon) + D^\sigma \sigma_{xx} \quad (1), (2)$$

(нижние индексы указывают на дифференцирование по соответствующей переменной).

Первые члены справа связаны с непрерывными (“гидродинамическими”) частями потоков деформации и напряжений соответственно, причем функции $\chi(\varepsilon, \sigma)$ и $\phi(\sigma, \varepsilon)$ являются нелинейными скоростями изменения напряжений и деформаций в локальных объемах и описывают кинетику элементарных актов пластической деформации [7,17,25] дислокационной природы. Члены, содержащие вторые пространственные производные величины σ и ε , задают стохастическое (“диффузионное”) перераспределение этих величин в пространстве. Величины D^ε и D^σ с размерностью коэффициента диффузии (м²/с) заключают в себе информацию о связи микро-, мезо- и макромасштабных уровней пластического течения [16,17,25,26].

Решение уравнений (1) и (2) сопряжено с большими трудностями и до сих пор не реализовано, однако с их помощью возможен качественный анализ характера автоволновых процессов. Параметром, контролирующим эволюцию процесса самоорганизации в рамках представлений об его автоволновой природе, является [23] так называемое время “рефрактерности” Θ . Для пространственно-временных картин локализации деформации, наблюдаемых на соответствующих стадиях пластического течения, оно определяется динамикой локальных элементарных актов сдвига на соответствующих этапах кривой $\sigma(\varepsilon)$ и представляет собой период, в течение которого система остается локально невосприимчивой к внешним воздействиям после однократной реализации элементарного сдвига. Рассмотрим далее три варианта оценки ситуации, предположив, что на стадии площадки текучести (легкого скольжения) $\Theta \rightarrow \infty$, на стадии линейного упрочнения $\infty > \Theta > 0$, а на стадии параболического упрочнения $\Theta \rightarrow 0$. Эти предположения в достаточной степени физически обоснованы. Так, в случае площадки текучести, на которой пластическое течение реализуется распространением полосы Людера, на фронте последней каждый элементарный сдвиг осуществляется только один раз и далее деформация перемещается в другое место. На стадии параболического упрочнения процесс контролируется актами поперечного скольжения, т.е. сдвиг может реализоваться в любой момент. На стадии линейного упрочнения, видимо, имеет место более сложная промежуточная ситуация. Используя для D^ε [26] очевидное соотношение

$$D^\varepsilon \approx V_f^2 \Theta, \quad (3)$$

где V_f — скорость движения фронта пластической деформации, можно с учетом сказанного для площадки текучести принять $D^\varepsilon \rightarrow \infty$ и $\chi(\varepsilon, \sigma) \ll D^\varepsilon \varepsilon_{xx}$. Соответственно из (1) следует

$$\varepsilon_t = D^\varepsilon \varepsilon_{xx}, \quad (4)$$

что соответствует обычному уравнению диффузии (2-му уравнению Фика), решение которого для одного измерения описывает распространение фронта, что и наблюдается на площадке текучести.

Для параболического упрочнения ситуация, очевидно, обратная. В этом случае $D^\varepsilon \rightarrow 0$, а $\chi(\varepsilon, \sigma) \gg D^\varepsilon \varepsilon_{xx}$. Из (1) получаем

$$\varepsilon_t = \chi(\varepsilon, \sigma), \quad (5)$$

что может быть интерпретировано как условие полной синхронизации элементарных актов сдвига во всем объеме образца. Анализ поведения автоволн на стадии линейного упрочнения невозможно провести в рамках такого грубого подхода. Здесь требуется детальный учет конкурентного вклада автокаталитического и демпфирующего факторов в кинетику процесса.

Заключение

Экспериментальное исследование локализации деформации в аустенитной стали с повышенным содержанием азота позволило в развитие работы [27] установить, что в этом материале возможно наблюдение всех автоволновых структур пластической деформации: уединенного фронта, фазовой автоволны и стационарной диссипативной структуры. Удалось подтвердить существование взаимно однозначной связи между законом деформационного упрочнения и характером локализации деформации (типом автоволнового процесса). При этом оказалось, что микроскопические особенности, контролирующие процесс деформации на дислокационном уровне (ориентация плоскостей скольжения, склонность к поперечному скольжению), находят свое отражение в характере распределения зон локализации пластической деформации (макроуровень). Очевидно, что эта взаимосвязь реализуется опосредствованно через явления, протекающие на мезоскопическом уровне пластического течения [28] и отвечающие развитию и перемещению собственно очага пластической деформации. Пластическая деформация развивается так, что начиная с предела текучести и до разрушения элементарные сдвиги, имеющие микроскопический масштаб, самоорганизуются в мезоскопические очаги деформации, а последние в свою очередь формируют макроскопическую картину локализации деформации во всем образце.

Список литературы

- [1] *Одинг И.А., Иванова В.С., Бурдукский В.В., Геминев В.Н.* Теория ползучести и длительной прочности металлов. М.: Металлургиздат, 1959. 488 с.
- [2] *Гарофало Ф.* Законы ползучести и длительной прочности металлов. М.: Металлургия, 1968. 304 с.
- [3] *Wray P.J.* // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 8. P. 3347–3352.
- [4] *Пресняков А.А.* Локализация пластической деформации. Алма-Ата: Наука, 1981. 119 с.
- [5] *Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М.* // ДАН СССР. 1989. Т. 308. № 6. С. 1375–1379.
- [6] *Зуев Л.Б., Данилов В.И., Карташова Н.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 7. С. 538–540.
- [7] *Зуев Л.Б., Данилов В.И., Горбатенко В.В.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 91–103.
- [8] *Зуев Л.Б., Карташова Н.В., Данилов В.И.* и др. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 11. С. 190–196.
- [9] *Зуев Л.Б.* // Металлофизика и новая технология. 1994. Т. 16. № 10. С. 31–36.
- [10] *Чумляков Ю.И., Киреева И.В., Коротаев А.Д., Анапова Л.С.* // ФММ. 1993. № 2. С. 150–157.
- [11] *Бащенко А.П., Омельченко А.В., Сошников В.И.* // Изв. АН СССР. Металлы. 1988. № 4. С. 143–145.
- [12] *Джозунс Р., Уайкс К.* Голографическая и спеклинтерферометрия. М.: Мир, 1986. 328 с.
- [13] *Кадич А., Эделен Д.* Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М.: Мир, 1987. 168 с.
- [14] *Kestenbach H.J.* // Philos. Mag. 1977. Vol. 36. N 6. P. 1509–1515.
- [15] *Sujew L.B., Danilow W.I., Barannikova S.A., Kireewa I.M.* // Zs. Metallkunde. 1997. Bd 88. H. 9. S. 748–752.
- [16] *Zuev L.B., Danilov V.I., Kartashova N.V., Barannikova S.A.* // Mater. Sci. and Eng. A. 1997. Vol. 324–326. P. 699–702.
- [17] *Зуев Л.Б., Данилов В.И.* // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 8. С. 1399–1403.
- [18] *Хакен Г.* Информация и самоорганизация. М.: Мир, 1991. 240 с.
- [19] *Aifantis E.C.* // Int. J. Plasticity. 1987. Vol. 3. N 1. P. 211–247.
- [20] *Ханнанов Ш.Х.* // ФММ. 1992. № 4. С. 14–23.
- [21] *Нагорных С.Н., Сарафанов Г.Ф.* // Металлы. 1993. № 3. С. 199–204.
- [22] *Малыгин Г.А.* // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 1. С. 3–42.
- [23] *Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г.* Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [24] *Николис Г., Пригожин И.* Познание сложного. М.: Мир, 1990. 336 с.
- [25] *Zuev L.B., Danilov V.I.* // Int. J. Solids Structure. 1997. Vol. 34. N 29. P. 3795–3805.
- [26] *Зуев Л.Б.* // Металлофизика и новая технология. 1996. Т. 18. № 5. С. 55–59.
- [27] *Данилов В.И., Баранникова С.А., Зуев Л.Б., Киреева И.В.* // ФММ. 1997. Т. 83. № 1. С. 140–146.
- [28] *Панин В.Е.* // Изв. вузов. Физика. 1998. № 1. С. 7–34.