

PACS numbers: 46.35.+z, 62.20.Fe, 62.50.+p, 81.40.Lm, 83.10.-y, 83.50.-v, 83.60.Uv

Макролокализация пластической деформации и стадийность пластического течения в поликристаллических металлах и сплавах

В. И. Данилов, Л. Б. Зуев

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
просп. Академический, 2/4,
634021 Томск, Россия*

Исследованы макроскопические картины локализации пластического течения в металлах и сплавах с ГЦК-, ОЦК- и ГПУ-кристаллическими решетками. Установлено, что пластическая деформация во всех случаях протекает локализовано на всем протяжении процесса деформирования. Тип наблюдаемых картин локализации определяется законом деформационного упрочнения, действующим на соответствующей стадии процесса. Показано, что картины макролокализации пластического течения имеют автоволновой характер. Прослежена эволюция картин локализации вдоль кривой пластического течения в исследованных материалах. Рассмотрена кинетика развития локализации пластического течения на стадии предразрушения.

Досліджено макроскопічні картини локалізації пластичної течії в металах і сплавах із ГЦК-, ОЦК- та ГПУ-кристалічними ґратницями. Встановлено, що пластична деформація у всіх випадках спливає локалізовано на всьому перебігу процесу деформування. Тип спостережуваних картин локалізації визначається законом деформаційного зміцнення, що діє на відповідній стадії процесу. Показано, що картини макролокалізації пластичної течії мають автохвильовий характер. Простежено еволюцію картин локалізації уздовж кривої пластичної течії в досліджених матеріалах. Розглянуто кінетику розвитку локалізації пластичної течії на стадії, що передує руйнуванню.

Macroscopic patterns of localized plastic flow are investigated in f.c.c., b.c.c. and h.c.p. metals and alloys. As shown, the plastic deformation is developed as localized one during all stages of the plastic flow. The type of observed patterns of localization is governed by the work-hardening law acting at the corresponding stage of a process. As shown, the macrolocalized plastic-flow patterns are of autowave behaviour. The evolution of localization pattern is retraced along the plastic-flow curve in the materials under investigation. The

kinetics of the plastic-flow localization development at the prefailure stage is discussed.

Ключевые слова: деформация, локализация, упрочнение, волновые характеристики, разрушение.

(Получено 13 марта 2008 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема пластической деформации твердых тел исследовалась на протяжении последнего полувека очень детально и глубоко. Ускорение прогресса в этой области науки, начиная с 50 годов XX столетия, было связано с развитием теории дислокаций (см., например, [1]) и ее применениями в теории пластичности и прочности, а также в теоретическом и прикладном материаловедении. В рамках теории дислокаций интересы исследователей были сосредоточены на анализе поведения микроскопических дефектов кристаллического строения, для которых характерен масштаб порядка вектора Бюргерса $0,1 < b < 1$ нм. На этой базе были созданы многочисленные модели деформационного и примесного упрочнения материалов. Как отмечалось нами в [2–5], наиболее общий вывод, который может быть сделан на основе анализа экспериментальных данных о распределении дислокаций по объему деформируемого материала и теоретических обобщений полученных фактов, состоит в том, что пластическое течение протекает неоднородно на любом этапе. Неоднородность проявляется в локализации пластического течения на макроскопическом масштабе [5], начиная от предела текучести и заканчивая пределом прочности и разрушением. Универсальность этого положения прослеживается и на других масштабах пластического течения, в том числе на всех стадиях пластического течения монокристаллов [6].

При развитой пластической деформации индивидуальность дислокаций теряется, большую роль начинают играть фрагментация материала и связанные с ней относительные развороты соседних фрагментов. Это привело к необходимости расширения класса деформационных дефектов и включения в их число дисклинаций [7, 8] и микрополос сдвига (shear bands) [9]. Последние могут иметь некристаллографическую ориентировку, которая определяется внешними нагрузками и условиями деформирования [10]. В случае микрополос сдвига мы опять встречаемся с локализованным и неоднородным пластическим течением. Характерный масштаб локализации здесь меняется от десятых долей микрона до десятых долей миллиметра. Эту группу деформационных процессов принято называть мезоскопической [11]. Количественные соотношения ме-

жду микро-, мезо- и макромасштабными явлениями локализации пластического течения до настоящего времени не вполне ясны. Можно лишь полагать, что они начинают давать вклады в ход процессов течения практически одновременно.

Примеров проявления локализации пластической деформации на макроскопическом масштабном уровне известно достаточно много. Прежде всего, следует вспомнить о знаменитых наблюдениях фронтов локализованной деформации Д. К. Чернова и В. Людерса [12, 13], положивших начало современному подходу к изучению пластического течения. Такая полоса, характерная для деформации некоторых сплавов [14] на площадке текучести, представляет собой движущийся от одного захвата машины к другому фронт пластической деформации. Нередко полосы могут наблюдаться невооруженным глазом на предварительно отполированной поверхности металлического образца. Фронты отделяют друг от друга области упругой (точнее микропластической) и пластической деформации.

Примером макролокализации деформации является также возникновение и развитие шейки на заключительном этапе процесса растяжения в вязких материалах [15, 16]. Проявлением неоднородности пластического течения в масштабах, соизмеримых с размерами образцов, является образование сбросов — областей, развернутых в результате деформирования относительно первоначального положения — в монокристаллах [16, 17].

В 50–70 годы с использованием различных экспериментальных методик было выполнено немало работ [19–23], в которых обнаружена пространственная макронеоднородность деформации на различных стадиях активного нагружения и ползучести металлов и сплавов. Это позволило предположить, что макролокализация является неотъемлемым спутником процессов пластической деформации материалов.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Целью исследований, описанных в настоящей статье, является установление закономерностей и выяснение особенностей локализации пластического течения на макроскопическом уровне. Успех исследований можно было обеспечить обоснованным выбором материалов для экспериментов и использованием достаточно широкого круга таких материалов. Выбор материалов для настоящих исследований определялся следующим:

- изучаемые материалы должны охватывать основные кристаллографические и структурные классы наиболее распространенных металлов,
- сведения о микромеханизмах пластичности в них должны быть достаточно полными;

— структурное состояние материалов должно обеспечивать возможность исследования влияния на деформацию границ разделов разного сорта и других неоднородностей.

Составы выбранных для исследований на основании этих соображений металлов и сплавов с ОЦК-, ГЦК- и ГПУ-решетками приведены в табл. 1. Образцы для механических испытаний растяжением штамповались из листов соответствующих материалов и в случае необходимости отжигались.

Ось растяжения была ориентирована вдоль направления прокат-

ТАБЛИЦА 1. Характеристики исследованных металлов и сплавов.

| Материал, марка сплава | Химсостав, масс. % | Тип решетки | Структурно-фазовое состояние | Механизм деформации |
|------------------------|--|---|--|--|
| Кремнистое железо | Fe—3% Si | ОЦК | Однофазное, ферритное, $D > 10$ мм | Дислокационное скольжение |
| Сталь 12К | C—0,1; Si—0,2; Ni—0,35; Mn—0,3; Cr—0,3 | ОЦК | Двухфазное, феррит + 12% перлита, $D < 100$ мкм | Дислокационное скольжение |
| Ванадиевый сплав | Zr—2,3; C—0,4 | ОЦК | Однофазное, $D \approx 5$ мкм | Дислокационное скольжение |
| Никелид титана | Ni—50,3; Ti—49,7 (атомные проценты) | ОЦК (B2), моно- клинная (B19') | Однофазное, $D \approx 50$ мкм | Фазовое превращение B2→B19' + скольжение |
| Алюминий А85 | (Si+Fe+Ga+Pb) ≤ 0,15 | ГЦК | Однофазное, размеры зерен варьировались | Дислокационное скольжение |
| Дуралюмин Д1 | Cu—3,5; Mn—0,5; Si—0,3; Mg—0,2; Fe—0,2 | ГЦК | Двухфазное, зонное упрочнение, $D \approx 30$ мкм | Дислокационное скольжение |
| Титан BT1-0 | (O+Fe+C+N+H) ≤ 0,42 | ГПУ | Однофазное, $D = 10-15$ мкм, | Пирамидальное и призматическое дислокационное скольжение |
| Магниевый сплав МА8 | Mn—1,3–2,2; Ce—0,15–0,35 | ГПУ | Однофазное, $D \approx 12$ мкм, | Базисное дислокационное скольжение |
| Циркониевый сплав Э125 | Nb—2,5 | ГПУ | Двухфазное, α -Zr+ β -Nb, $D \approx 5$ мкм | Призматическое дислокационное скольжение |

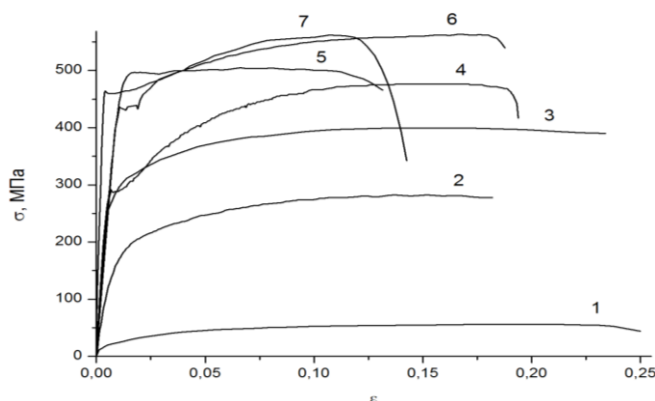


Рис. 1. Деформационные кривые алюминия А85 $D = 3$ мм (1), сплава МА8 (2), титана ВТ1-0 (3), ванадиевого сплава (4), циркониевого сплава Э125 (5), кремнистого железа (6) и стали 12К (7).

ки. Типичные деформационные диаграммы указанных материалов в условиях активного растяжения с постоянными скоростями при 300 К приведены на рис. 1. Диаграммы образцов кремнистого железа, малоуглеродистой стали и ванадиевого сплава содержат зуб и площадку текучести, а остальные имеют параболический характер. Выделение стадий упрочнения на кривых течения поликристаллических материалов обычно сложнее по сравнению, например, с ГЦК-монокристаллами из-за большего разнообразия форм кривых $\sigma(\varepsilon)$ поликристаллов.

Для выявления стадий упрочнения кривые течения $\sigma(\varepsilon)$ перестраивались в координатах $s-e$, где $s = \sigma(1 + \varepsilon)$ — истинное напряжение, а $e = \ln(1 + \varepsilon)$ — истинная деформация [24]. Деформационная кривая в этом случае описывается уравнением [25]:

$$s(e) = s_0 + Ke^n, \quad (1)$$

где $s_0 \approx \sigma_{0,2}$, а $n \leq 1$. Параболический коэффициент упрочнения K с размерностью напряжения зависит от деформации, а показатель упрочнения n может меняться непрерывно или дискретно при переходе от одной стадии процесса течения к другой. После такой перестройки стадии деформационного упрочнения легко выделяются при линеаризации графика $s(e)$ в координатах $\ln(s - s_0) - \ln e$ [24], причем $n = 0$ на стадии площадки текучести ($s = \text{const}$), $n = 1$ на стадии линейного деформационного упрочнения ($s \sim e$), $n = 1/2$ на стадии параболического (тейлоровского) упрочнения ($s \sim e^{1/2}$), $n < 1/2$ на стадии предразрушения ($s \sim e^n$).

Исследования характера локализации были выполнены методом двухэкспозиционной спекл-фотографии, детальное описание кото-

рого приведено в работах [5, 26]. Выбор этого метода был определен тем, что при большом поле зрения $\cong 100 \times 100$ мм² он позволяет измерять вектора локальных перемещений \mathbf{r} в интервале 10–200 мкм с точностью $\sim 0,3$ мкм и строить поля перемещений $\mathbf{r}(x, y)$ для макроскопического объекта. С его помощью можно получить информацию о полях перемещений для приращения общей деформации $\sim 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$ или о временной эволюции полей в течение всего процесса деформирования, то есть для всей диаграммы нагружения. Для плосконапряженного состояния, которое обычно реализуется в наших экспериментах [5], метод позволяет рассчитывать все компоненты тензора пластической дисторсии [7] путем численного дифференцирования поля $\mathbf{r}(x, y)$ по координатам $\beta_{ij} = \nabla \mathbf{r}(x, y)$ в любой точке образца

$$\beta_{ij} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} \end{vmatrix} + \omega_z, \quad (2)$$

где ε_{ij} — компоненты тензора деформаций, а ω_z — поворот вокруг оси Oz , и строить их пространственные или временные зависимости. При этом принимается, что оси Ox и Oy лежат в плоскости образца, а направление растяжения совпадает с осью x .

3. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ПОЛЕЙ ДЕФОРМАЦИЙ В ОЦК-ПОЛИКРИСТАЛЛАХ

Кремнистое железо. Чтобы исследовать неоднородность деформации во внутризеренных и приграничных областях, были использованы крупнозернистые поликристаллы кремнистого железа — материала, традиционного для исследования механизмов пластического течения и разрушения [27]. В отличие от других сплавов на основе железа, в сплаве Fe–3% Si легко формируется крупнозернистая структура с характерным размером зерен до 10 мм.

Образцы с размерами рабочей части 50×10 мм² и 80×10 мм² отжигались в вакууме при 1373 К для снятия остаточных напряжений. Средний размер зерна составлял $4,5 \pm 3$ мкм. Образцы растягивались на испытательной машине «Instron-1185» со скоростью $6,67 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹ при 300 К. В начале процесса при общей деформации $\varepsilon_{\text{tot}} \leq 0,015$ последняя была локализована в полосах скольжения. В каждом зерне действовали 1–2 системы скольжения.

На кривых пластического течения поликристаллического кремнистого железа (рис. 1, кривая 6) наблюдалась стадия линейного деформационного упрочнения в пределах $0,009 \leq \varepsilon_{\text{tot}} \leq 0,038$ с коэффициентом упрочнения $\theta \approx 3 \cdot 10^{-2} G$ (G — модуль сдвига). Затем в интервале $0,04 \leq \varepsilon_{\text{tot}} \leq 0,10$ наблюдалась стадия параболического упрочнения с показателем $n \approx 0,5$. В ходе испытания после достиже-

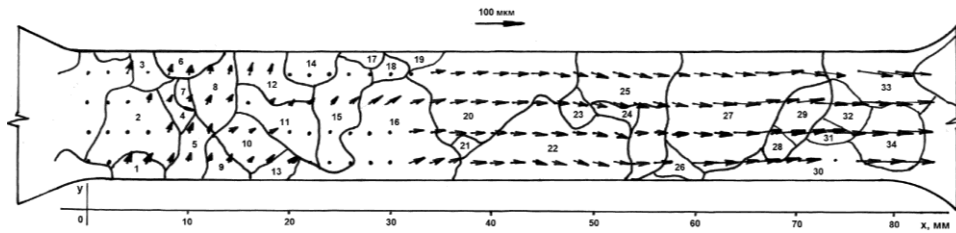


Рис. 2. Общий вид поля смещений в деформируемом образце Fe-3%Si.

ния предела текучести фиксировалась серия последовательных полей перемещений для приростов общей деформации $\Delta\varepsilon$ между позициями по 0,001. На рисунке 2 показано поле векторов перемещений \mathbf{r} , соответствующее приросту ε_{tot} от 0,006 до 0,007. Оно имеет следующие особенности [28, 29]:

- поле смещений в целом по образцу неоднородно как по направлениям векторов смещений, так и по их значениям;
- в некоторых областях вектора смещений немонотонно изменяют направления относительно оси растяжения. Иногда это связано с переходом межзеренных границ, к примеру, 16–20, 16–22, 22–25, 25–27, в других случаях такая корреляция отсутствует, например, в средней части зерна 27.

Неоднородность деформации проявляется более отчетливо, если рассматривать не абсолютные смещения, а их производные по координатам — деформации. На рисунке 3, а, б, представлены распределения сдвигов $\varepsilon_{xy} = 1/2(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)$ и поворотов вдоль оси растяжения $\omega_z = 1/2(\partial v/\partial x - \partial u/\partial y)$ для различных моментов времени образца кремнистого железа (u и v — продольная и поперечная компоненты вектора \mathbf{r} соответственно). Видно, что распределения $\varepsilon_{xy}(x)$ и $\omega_z(x)$ осциллируют, и по мере роста общей деформации экстремумы ε_{xy} и ω_z смещаются в направлении подвижного захвата. Компоненты ε_{xy} и ω_z меняются синфазно с пространственным периодом $\lambda = 5 \pm 2$ мм. Локальные значения ε_{xy} и ω_z для любого выбранного сечения не остаются постоянными. Так как $\varepsilon_{\text{tot}} = \dot{\varepsilon}t$, а скорость деформирования $\dot{\varepsilon} = \text{const}$, то эти изменения можно представить в виде временных зависимостей $\varepsilon_{xy}(t)$ и $\omega_z(t)$. Как видно из рис. 4, они тоже являются периодическими с периодом $T \approx 300$ с. Таким образом, скорость распространения волны пластической деформации $V_{\text{ав}} = \lambda/T \approx 1,7 \cdot 10^{-5}$ м/с.

Малоуглеродистая сталь. Для решения вопроса о степени универсальности эффекта пространственно-временной периодичности локализованной деформации последующие эксперименты выполнялись на малоуглеродистой стали [30, 31].

Плоские образцы из стали 12К с размерами рабочей части $50 \times 10 \times 1$ мм³ отжигались при температуре 1123 К в течение 6 часов

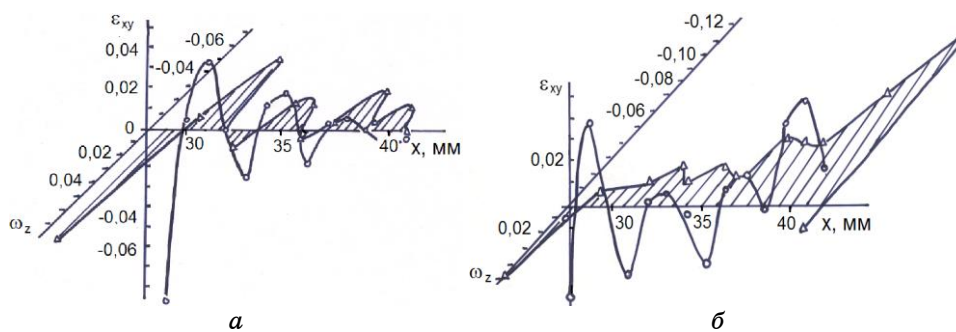


Рис. 3. Пространственные распределения локальных сдвигов ε_{xy} и локальных поворотов ω_z в образце Fe-3%Si; *a* — $\varepsilon_{\text{tot}} = 0,007$, *б* — $\varepsilon_{\text{tot}} = 0,009$.

и имели ферритную структуру с малым содержанием перлита. Размеры зерен после такой термообработки не превышали 100 мкм. Образцы растягивались со скоростью $6,7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Типичная для малоуглеродистых сталей деформационная кривая (рис. 1, кривая 7) имела хорошо выраженные зуб и площадку текучести протяженностью $\varepsilon_{\text{tot}} \approx 0,01$, которая сменялась параболическим участком с падающим коэффициентом деформационного упрочнения.

Как можно видеть, распределения сдвиговой ε_{xy} и ротационной ω_z компонент тензора пластической дисторсии на площадке текучести (рис. 5, *a*) и на участке с упрочнением (рис. 5, *б*) различны. На площадке текучести какой-либо пространственной периодичности не наблюдается. Отличительной особенностью является наличие локализованной зоны поворота, максимум которой перемещается от неподвижного захвата разрывной машины к подвижному. На рис. 5, *a*, он наблюдается при $x_1 = 29$ мм. Положение этого максимума удалось связать с фронтом полосы Чернова–Людерса, обычно сопровождающим начальные стадии деформации таких материалов. Моменты достижения фронтом полосы Чернова–Людерса конца образца или встречи двух полос соответствуют окончанию площадки

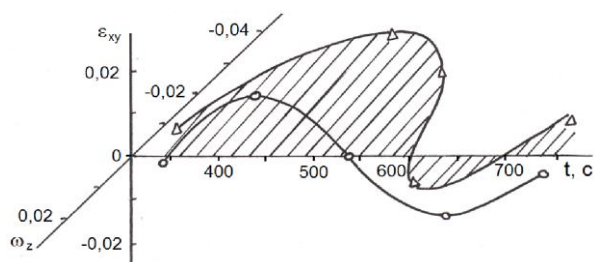


Рис. 4. Эволюция сдвиговой ε_{xy} и поворотной ω_z компонент тензора дисторсии при растяжении образца Fe-3%Si с постоянной скоростью.

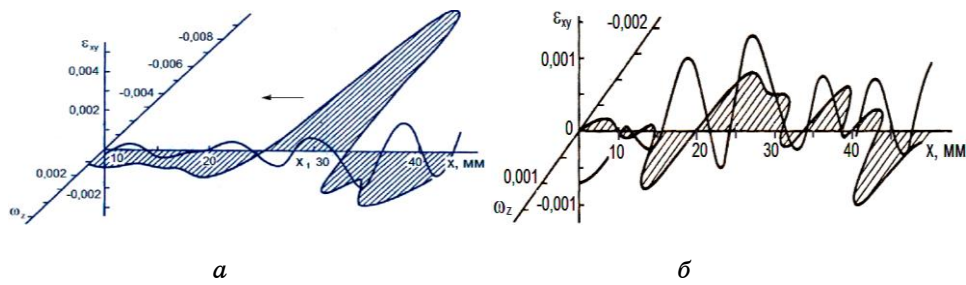


Рис. 5. Пространственные распределения локальных сдвигов ε_{xy} и локальных поворотов ω_z в образце малоуглеродистой стали; *a* — $\varepsilon_{tot} = 0,012$, *б* — $\varepsilon_{tot} = 0,04$.

текучести. Это сопровождается исчезновением максимума ω_z и возникновением группы близких по амплитудам случайно расположенных сдвигов и поворотов. После небольшого переходного участка длиной $\sim 0,001$, к началу стадии квазилинейного упрочнения распределение сдвиговой и поворотной компонент приобретает ясно выраженную периодичность (рис. 5, б). Пространственный период распределения $\lambda \approx 4,5$ мм далее сохраняется, по крайней мере, до $\varepsilon_{tot} \approx 0,07$.

Сплав V-Zr-C. Сходный характер эволюции полей деформации наблюдался при активном одноосном растяжении плоских образцов экспериментального ванадиевого сплава [32]. Образцы с размерами $40 \times 6 \times 1$ мм³ для снятия наклепа при холодной прокатке рекристаллизовались при 1373 К в течение 1 часа в вакууме, а затем растягивались при 300 К со скоростью $8,33 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹. Диаграмма нагружения (рис. 1, кривая 4) такого сплава имеет площадку текучести, стадию линейного упрочнения в интервале $0,009 \leq \varepsilon_{tot} \leq 0,043$ и участок нелинейной зависимости $\sigma(\varepsilon)$. Вязкое разрушение сопровождалось образованием шейки. Характер полей деформаций на площадке текучести исследовать не удалось вследствие ее малой продолжительности ($\varepsilon_{tot} < 0,005$).

На стадиях линейного и параболического упрочнения наблюда-

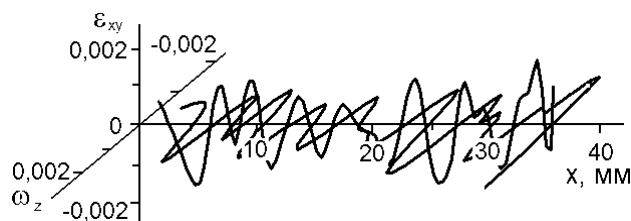


Рис. 6. Пространственные распределения локальных сдвигов ε_{xy} и локальных поворотов ω_z в образце ванадиевого сплава на стадии линейного упрочнения.

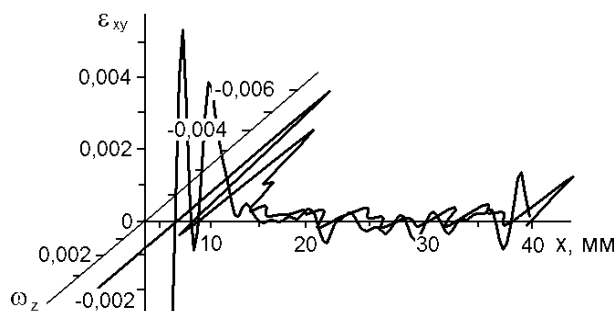


Рис. 7. Стационарные высокоамплитудные максимумы ε_{xy} и ω_z в месте формирования будущего разрушения образца ванадиевого сплава.

лись пространственно-периодические распределения локальных сдвигов и поворотов (рис. 6) с одинаковыми пространственными периодами $\lambda = 4,0 \pm 0,5$ мм, но, если на линейной стадии максимумы ε_{xy} и ω_z синхронно перемещались с постоянной скоростью $V_{av} = 6,7 \cdot 10^{-5}$ м/с, то на параболической они были неподвижны. Как и при деформировании сталей, по мере приближения к разрушению периодические распределения локальных деформаций распадались (рис. 7). Пространственная периодичность нарушалась задолго до начала образования шейки разрушения. Высокоамплитудные максимумы с координатой $X \approx 10$ мм зафиксированы при $\varepsilon_{tot} > 0,08$, а спад деформирующих напряжений обнаружен только при $\varepsilon_{tot} = 0,17$.

В целом в исследованных ОЦК-металлах и сплавах независимо от их химической природы, фазового состава, размеров структурных элементов и механизмов пластического течения при активном растяжении, начиная с предела текучести, наблюдается макроскопическая неоднородность деформации. При этом распределения зон локализации деформации имеют периодический характер с близкими для всех материалов характерными длинами. Тип распределений существенно изменяется при переходе от одной стадии кривой упрочнения к другой, безотносительно к прочим характеристикам изучаемого объекта.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛЕЙ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ГЦК-ПОЛИКРИСТАЛЛАХ

Алюминий. Исследования локализации и неоднородности пластического течения выполнены на образцах, изготовленных из технически чистого алюминия [33]. Выбор этого материала определялся тем, что в нем легко удастся менять размер зерна за счет рекристаллизационного отжига после предварительной деформации [34], а микромеханизмы пластической деформации алюминия хорошо ис-

следованы [35]

Эволюция полей смещений и полей деформаций была исследована в крупнозернистых образцах (размер зерна более 2 мм). Образцы данного материала имели рабочую часть размерами $50 \times 10 \times 1$ мм³ и «сквозные» зерна на всю толщину, подобно тому, как это было в кремнистом железе. Деформирование одноосным растяжением производилось при 300 К с постоянной скоростью $6,67 \cdot 10^5$ с⁻¹. Кривая течения алюминия в таких условиях имеет параболическую форму без особенностей (рис. 1, кривая 1).

На рисунке 8 показана картина эволюции локальных сдвигов и поворотов при растяжении крупнозернистого алюминиевого образца. Циклические изменения $\varepsilon_{xy}(x)$ и $\omega_z(x)$ наблюдаются по всей рабочей длине образца. Соотношение между компонентами ε_{xy} и ω_z по мере роста интегральной деформации меняется. При напряжениях, близких к условному пределу текучести, амплитуды, как и пространственные периоды, сильно отличаются, синфазность распределений отсутствует, а затем при росте общей деформации эти различия исчезают. Оценка пространственного периода по сдвиговой составляющей в интервале $0,028 < \varepsilon_{tot} < 0,034$ дает $\lambda = 20 \pm 3$ мм, а по поворотной $\lambda = 10 \pm 3$ мм (рис. 8, а). При $0,034 < \varepsilon_{tot} < 0,038$ $\lambda = 12 \pm 3$ мм как для $\varepsilon_{xy}(x)$, так и для $\omega_z(x)$ (рис. 8, б). Отметим, что несинфазность в поведении компонент ε_{xy} и ω_z наблюдается редко. Обычно пространственные периоды распределений ε_{xy} и ω_z одинаковы, а их амплитуды значимо не различаются. Для показанного на рис. 8 случая деформирования Al наблюдается временная периодичность изменений $\varepsilon_{xy}(t)$ и $\omega_z(t)$ (рис. 9) с периодом ~ 180 с. Характерная скорость перемещения очагов локализации в этом случае $V_{aw} \approx 6,7 \cdot 10^{-5}$ м/с. Это много меньше скорости распространения упругих волн в алюминии ($\approx 6 \cdot 10^3$ м/с). Результаты испытаний, проведенных при разных скоростях движения подвижного захвата машины V_m , различающихся на два порядка, показали, что $V_{aw} \approx KV_m$, где $10 \leq K \leq 50$.

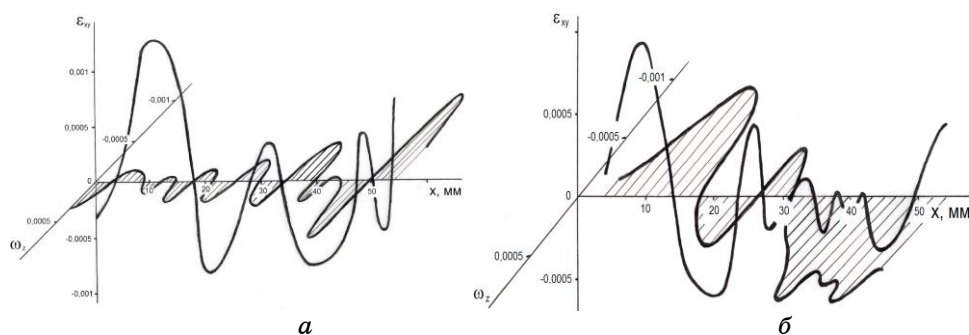


Рис. 8. Пространственные распределения локальных сдвигов ε_{xy} и локальных поворотов ω_z в образце крупнозернистого алюминия.

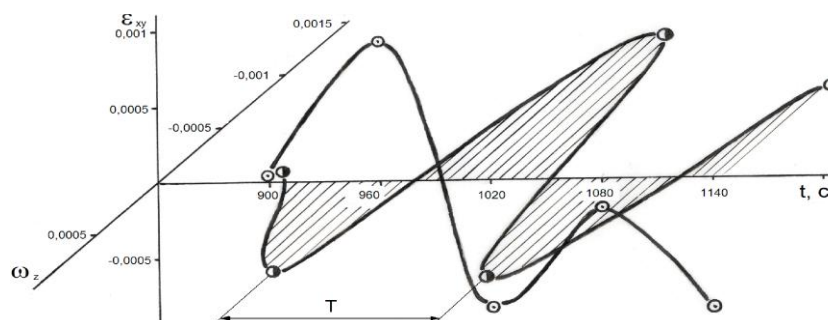


Рис. 9. Эволюция сдвиговой ε_{xy} и поворотной ω_z компонент тензора дисторсии при растяжении образца алюминия с постоянной скоростью.

Как и в ОЦК-материалах, движение очагов локализации деформации происходит на стадии линейного деформационного упрочнения. Переход к стадии параболического упрочнения приводит к формированию стационарного пространственно-периодического распределения зон локализации. Аналогичное деформационное поведение было обнаружено на дуралюмине Д1 (см. ниже, раздел 7).

5. МАКРОЛОКАЛИЗАЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ГПУ-ПОЛИКРИСТАЛЛАХ

В предыдущих разделах настоящей работы отмечалось, что характер картин локализации деформации коррелирует со стадиями пластического течения. Это правило было также проверено при анализе эволюции полей деформаций, возникающих в ГПУ-поликристаллических материалах в процессе активного растяжения с постоянной скоростью.

Пластическая деформация ГПУ-металлов и сплавов обладает определенными особенностями, связанными со спецификой гексагональной решетки [25, 35–37]. Известно [37], что в кристаллах с отношением длин осей элементарной ячейки $c/a > \sqrt{8/3}$ (Cd, Zn, Mg) пластическая деформация развивается за счет скольжения дислокаций с вектором Бюргерса $1/3[2\bar{1}10]$ по плоскостям базиса (0001). В исследованных в настоящей работе Ti и Zr $c/a < 1,633$ и в них доминирует призматическое и пирамидальное скольжение.

Сплавы на основе Zr. Особенности микромеханизмов пластического течения в цирконии и его сплавах детально рассмотрены в работах [38, 39]. Установлено, что в цирконии механизмом пластической деформации является призматическое дислокационное скольжение, а базисное практически не реализуется. Вопрос о форме и кинетике макроскопической локализации пластической деформации в этом случае представляет важную проблему, в том числе и с точки зрения

технологических свойств циркониевых сплавов.

Исследования локализации пластического течения проведены на сплаве Э125 [40], предназначенном для изготовления канальных труб для тепловыделяющих сборок ядерных реакторов. Образцы этого сплава с размером рабочей части $40 \times 6 \times 1$ мм³ рекристаллизовались при 833 К в течение 1 часа в вакууме. При комнатной температуре сплав представляет собой твердый раствор на основе ГПУ α -Zr с содержанием частиц β -Nb не более 2,5% по объему. Размер зерна матрицы был около 5 мкм, а включений менее 0,3 мкм [41].

Деформационная кривая изучаемого сплава представлена на рис. 1, кривая 5. В указанных условиях она содержит стадию линейного упрочнения ($0,027 \leq \varepsilon_{\text{tot}} \leq 0,038$), стадию параболического упрочнения с показателем $n = 0,53$ ($0,04 \leq \varepsilon_{\text{tot}} \leq 0,065$) и еще одну параболическую стадию с показателем $n = 0,35$. Распределение компонент тензора дисторсии (показано локальное удлинение ε_{xx} , остальные компоненты ведут себя аналогично) для стадии линейного упрочнения приведено на рис. 10. Наблюдается 6–7 эквидистантных максимумов локальных удлинений, синхронно перемещающихся вдоль образца с постоянной скоростью $V_{aw} \approx 4,65 \cdot 10^{-5}$ м/с. Пространственный период (длина волны) процесса, показанного на рис. 10, $\lambda \approx 4,5 \pm 0,5$ мм не менялся в течение всей стадии линейного упрочнения. Приведенные характеристики показывают, что пластическая деформация, развивающаяся в таких условиях, локализована и имеет все признаки медленно распространяющегося волнового процесса с циклической частотой $\omega = 2\pi(V_{aw}/\lambda) \approx 3,3 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹.

На стадии параболического деформационного упрочнения с показателем $n \approx 1/2$ распределение локальных удлинений стационарно, но пространственный период его сохраняется. Амплитуды деформаций в очагах остаются практически одинаковыми, и лишь к концу этой стадии амплитуда деформации в очаге с координатой $X_f = 5$ мм возрастает.

При деформации растяжением закаленного сплава Э125 [42] стадия линейного деформационного упрочнения не реализуется. Перемещающиеся очаги локализованной пластичности в этом случае

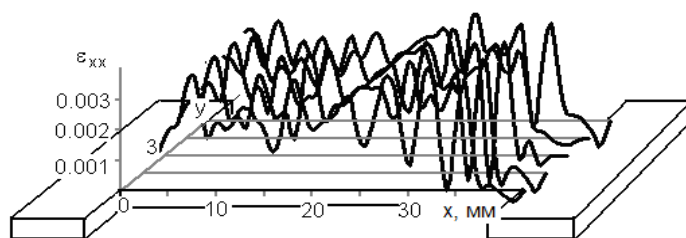


Рис. 10. Распределение локальных удлинений в образце сплава Э125 на стадии линейного упрочнения.

не наблюдались, но на стадии параболического деформационного упрочнения установлено существование нескольких периодически расположенных зон локализованной пластичности. Сходное деформационное поведение обнаружено при исследовании многокомпонентного циркониевого сплава Э635 [43].

Титан и сплав Mg-Mn-Ce. Титан ВТ1-0 [44] и сплав на основе магния МА8 [45] исследовались в рекристаллизованном состоянии. Они имели однофазную полиэдрическую зеренную структуру с размерами зерен 10 мкм для ВТ1-0 и 12 мкм для МА8 (см. табл. 1). Деформационные кривые ВТ1-0 и МА8 (рис. 1 кривые 3 и 2, соответственно), полученные на образцах, аналогичных образцам сплава Э125, при комнатной температуре и скорости растяжения $8,33 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ содержат три стадии: линейного упрочнения, первую параболическую с показателем $n \approx 1/2$ и вторую параболическую с показателем $n \approx 0,4$.

Регистрация и анализ полей смещений в сплаве МА8 [32] показали, что зоны макролокализации отчетливо выявляются при рассмотрении распределений локальных удлинений, как высокие и острые максимумы ε_{xx} (рис. 11). На стадии линейного упрочнения ($0,011 \leq \varepsilon_{\text{tot}} \leq 0,025$) четыре эквидистантно расположенных очага деформации движутся с почти постоянными скоростями, и наблюдаемая картина имеет признаки волны с длиной $\lambda = 3 \pm 0,5 \text{ мм}$ и скоростью распространения $V_{aw} = 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}$. На стадии параболического упрочнения ($0,026 \leq \varepsilon_{\text{tot}} \leq 0,054$), когда показатель параболическости близок к предсказанному Тейлором значению $n \approx 1/2$ [25], наблюдается неподвижная пространственно-периодическая структура с почти той же характерной длиной $\lambda = 3,5 \pm 0,5 \text{ мм}$.

Смена волновой картины локализации (рис. 12) стационарным пространственно-периодическим распределением очагов деформации происходила и при активном растяжении титана ВТ1-0. Здесь также наблюдалось соответствие типов локализации стадиям деформационного упрочнения. Волновая картина характеризовалась

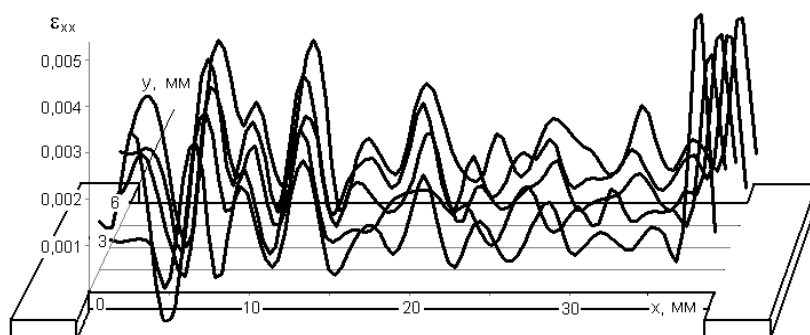


Рис. 11. Распределение локальных удлинений в образце сплава МА8 на стадии линейного упрочнения.

скоростью $V_{av} = 5 \cdot 10^{-5}$ м/с, длиной $\lambda = 5 \pm 2$ мм и наблюдалась в интервале $0,007 \leq \varepsilon_{tot} \leq 0,0165$ (линейная стадия). Последнее значение точно совпало с пространственным периодом стационарного распределения зон локализации на стадии Тейлора ($0,018 \leq \varepsilon_{tot} \leq 0,041$).

6. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА (ПЛАСТИЧНОСТЬ ПРЕВРАЩЕНИЯ)

Одним из основных механизмов деформации, рассматриваемых в физике пластичности, является деформация фазового превращения [46], определяющая такие явления, как эффект памяти формы, сверхэластичность и другие. В этом случае формоизменение связано с превращениями мартенситного типа. Типичным примером материалов, которые деформируются за счет деформации фазового превращения, является никелид титана (TiNi) эквиатомного или близкого к нему состава [47]. Деформация фазового превращения обычно рассматривается как независимый механизм пластического течения, так что существенный интерес представляет выяснение особенностей макролокализации пластического течения в таких материалах.

Макролокализацию деформации и упорядоченное распределение очагов пластического течения удалось наблюдать при растяжении плоских образцов никелида титана (49,7 ат.% Ti–50,3 ат.% Ni) с размерами рабочей части $20 \times 5 \times 1$ мм³ [48]. В исходном состоянии материал имел ОЦК-кристаллическую решетку типа B2 и представлял собой квазимонокристалл, состоящий из блоков со средним размером ~ 50 мкм. При 300 К он деформируется за счет термоупругого фазового превращения $B2 \rightarrow B19'$ [47]. При указанном химическом составе и структурном состоянии выполняется условие $M_s < T_d < A_f$, где $M_s = 230$ К — температура начала мартенситного превращения, $A_f =$

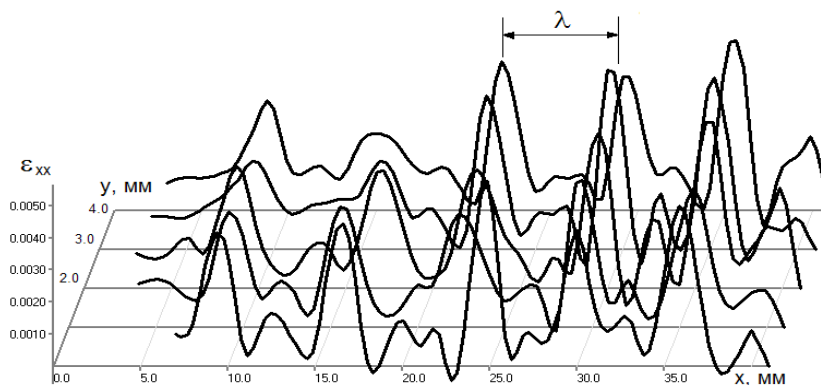


Рис. 12. Распределение локальных удлинений в образце титана VT1-0 на стадии линейного упрочнения.

$= 305 \text{ K}$ — температура конца обратного превращения, T_d — температура деформирования. Поэтому при нагружении деформация сначала осуществляется за счет фазового превращения, а затем образовавшийся мартенсит пластически деформируется. На диаграмме деформации можно выделить зуб и площадку текучести, на которой реализуется мартенситное превращение, стадию нелинейного деформационного упрочнения (деформация мартенсита) и стадию вязкого разрушения.

Анализ распределений компонент тензора дисторсии показал, что деформация сплава сразу после зуба текучести локализуется в одной или двух зонах. Наиболее точно местоположение этих зон локализации определяется по картинам распределений локальных удлинений ε_{xx} , локальных поворотов ω_z , а также абсолютных удлинений u по координатам. В первых двух случаях таким зонам соответствуют максимумы (пики) соответствующих величин, а во втором — ступенька на зависимости $u(x, y)$ (см. рис. 13, а–в). Максимумы ε_{xx} и ω_z указывают места, где в данный момент протекают деформационные процессы. В образце эти пики и ступеньки расположены закономерным образом так, что образуют фронты, ориентированные под углом $\cong 60^\circ$ к оси растяжения. При этом материал за фронтом находится в деформированном состоянии (B19'-фаза), а материал перед фронтом — в исходном, недеформированном (B2-фаза) [49].

Окончание площадки текучести совпадает с прохождением фронта мартенситного превращения всей рабочей части образца. Даль-

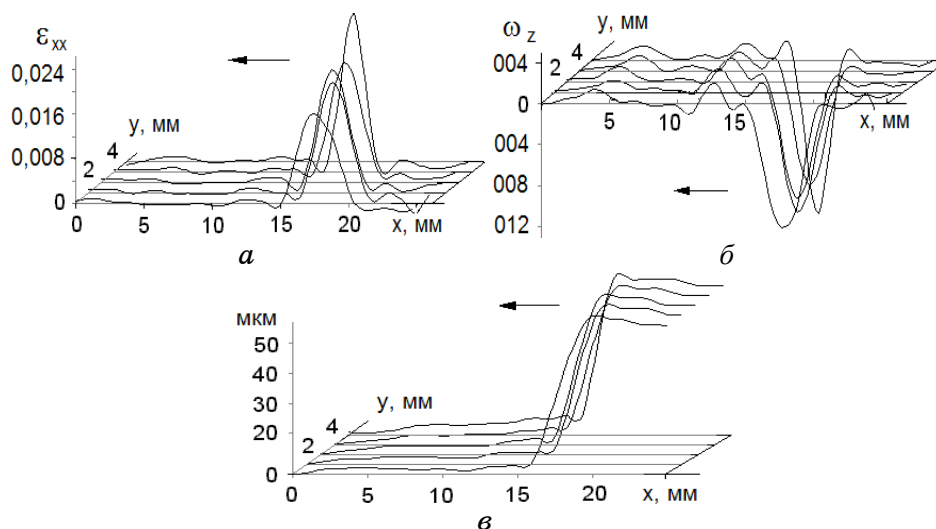


Рис. 13. Распределение локальных удлинений (а), локальных поворотов (б) и абсолютных удлинений (в) при деформировании никелида титана на площадке текучести (деформационное мартенситное превращение).

нейшее деформирование сопровождается ростом напряжения, и на деформационной диаграмме возникает стадия параболического упрочнения. Анализ распределений компонент тензора дисторсий показал, что на этом участке кривой $\sigma(\varepsilon)$ меняется тип распределения локальных деформации. Теперь он характеризуется наличием 4–5 равноудаленных стационарных зон локализации (максимумов компоненты ε_{xx}), которые ориентированы нормально к оси растяжения.

7. СТАДИЙНОСТЬ ПРОЦЕССА ДЕФОРМАЦИИ И КАРТИНЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Обобщая приведенные в разделах 3–6 результаты, можно констатировать, что макроскопическая локализация пластической деформации наблюдается во всех исследованных материалах на протяжении всего процесса нагружения от начала пластической деформации на пределе текучести и до разрушения образца. В процессе пластического течения макролокализация может приобретать различные формы. Формы наблюдаемых при пластической деформации поликристаллических металлов и сплавов картин локализации однозначным образом соответствуют действующим на разных стадиях законам деформационного упрочнения $\theta(\varepsilon)$ и меняются вместе со сменой последних.

Наиболее наглядно кинетику изменения типов локализации можно представить диаграммами $X(t)$, где X — координата местоположения любого очага локализованной деформации, t — время деформирования (рис. 14, *a–e*). По второй горизонтальной оси отложена интегральная деформация образца ε_{tot} , так как при постоянной скорости нагружения $\varepsilon_{tot} \propto t$. Для каждого очага локализации зависимость $X(t)$ представляется прямой. Наклоны прямых определяют скорости перемещения зон локализованной макродеформации.

Видно, что во всех материалах вначале эквидистантно расположенные очаги деформации движутся с постоянными скоростями. Такое движение может рассматриваться как распространение волн локализованного пластического течения. Затем движение зон локализации прекращается, но пространственная периодичность в их расположении сохраняется. Интервалы деформаций, в которых регистрируется синхронное движение очагов, во всех материалах отвечают стадиям линейного упрочнения (см. рис. 14 *a, б, г–e* и данные разделов 3–5 о стадиях деформационных кривых). В дуралюмине Д1 интервал стадии линейного упрочнения $0,013 \leq \varepsilon_{tot} \leq 0,025$, а стадии параболического упрочнения с показателем $n \approx 1/2$ — $0,032 \leq \varepsilon_{tot} \leq 0,06$.

Стационарная пространственно-периодическая картина распределения зон локализации деформации наблюдается только на стадии параболического упрочнения с $n \approx 1/2$.

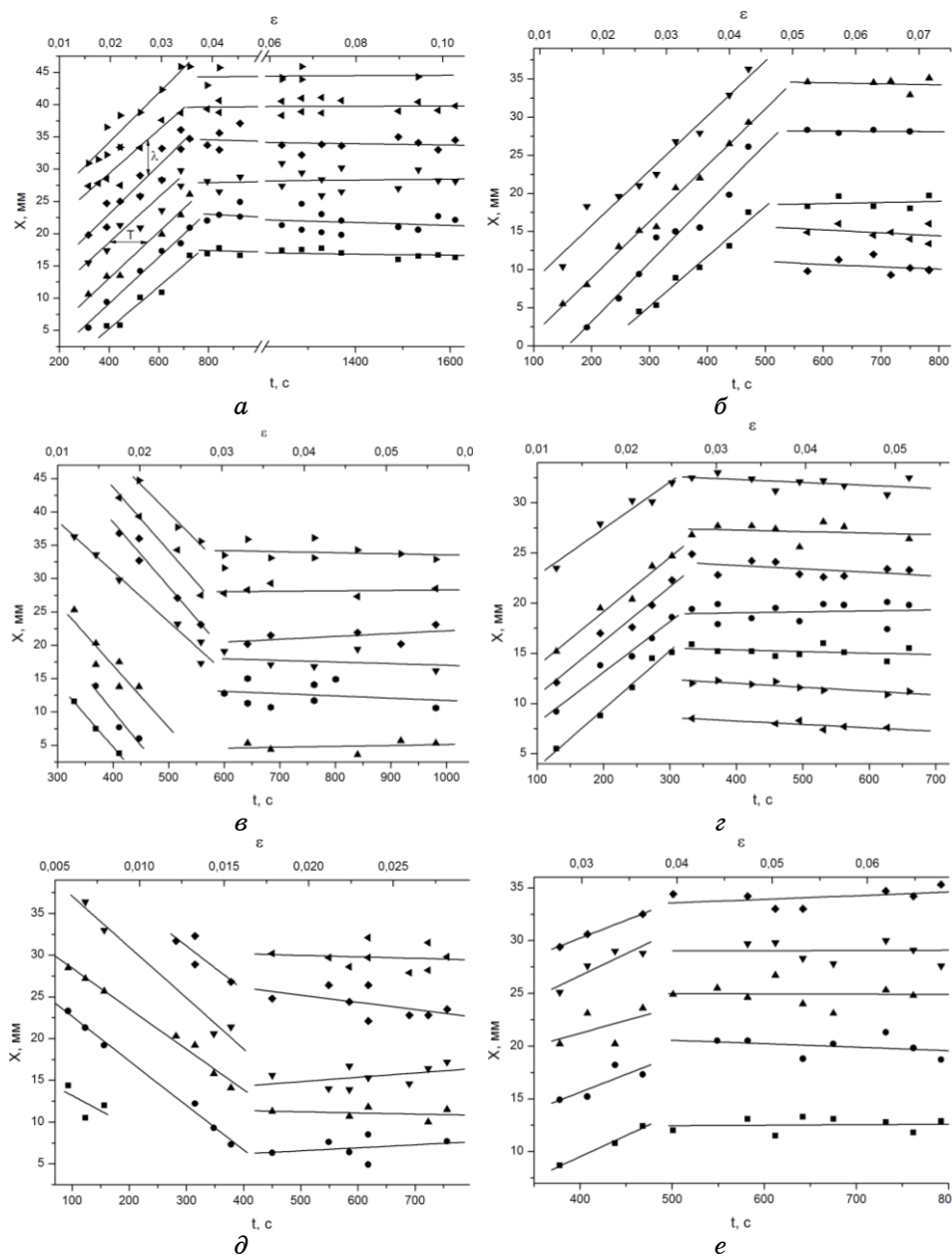


Рис. 14. Кинетика очагов локализованной деформации на стадиях линейного и параболического упрочнения; *a* — кремнистое железо, *б* — ванадиевый сплав, *в* — дуралюмин Д1, *г* — магниевый сплав МА8, *д* — титан ВТ1-0, *е* — циркониевый сплав Э125.

При продолжении деформирования очаги деформации вновь приходят в движение, но нарушается их периодическое расположение. В это время амплитуда деформации в одном из очагов постоянно растет, подготавливая зарождение шейки разрушения.

На рисунке 14 не отражено поведение зон локализации на площадках текучести, так как они либо отсутствовали, либо имели слишком малую продолжительность. Но в разделах 3 и 6 указано, что на площадках текучести независимо от их природы происходит перемещение одиночных деформационных фронтов с постоянной скоростью. Таким образом:

— на площадке текучести $\theta = 0$ наблюдаются движущиеся уединенные очаги локализованной деформации, которым соответствуют максимальные значения одновременно всех компонент тензора пластической дисторсии;

— картина локализации деформации на стадии линейного упрочнения $\theta = \text{const}$ представляет собой систему эквидистантно расположенных движущихся очагов локализованной деформации, имеющую признаки волнового процесса;

— на стадии параболического упрочнения по Тейлору [50] ($\sigma \propto \varepsilon^{1/2}$, $n \approx 1/2$, $\theta \propto \varepsilon^{-1/2}$) зоны локализации пластической деформации формируют стационарную пространственно-периодическую картину;

— на завершающей стадии процесса деформирования (стадия предразрушения) в образце в месте будущего разрушения формируется высокоамплитудный очаг локализованной пластичности.

Перечисленные закономерности наблюдаются в материалах всех исследованных кристаллических структур: ОЦК, ГЦК, ГПУ. Режим нагружения при испытании и микромеханизм реализации пластического течения слабо влияют на характер эволюции картин локализации деформации. Картины локализации качественно одинаковы для дислокационного механизма и пластичности фазового превращения. При этом регистрируемые скорости, частоты, длины волн и пространственные периоды оказались разными, хотя и одного порядка. Возникает вопрос, что же определяет эти характеристики.

8. МАКРОЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ

Приведенные выше результаты исследований макроскопической локализации пластического течения относятся к случаям нагружения с постоянной скоростью (активная деформация). В то же время испытание в режиме ползучести часто является более информативным, так как позволяет определять тип и активационные параметры микромеханизмов, контролирующих пластическое течение [20].

Испытание на ползучесть проводилось при 300 К при различных уровнях напряжений выше предела текучести [51].

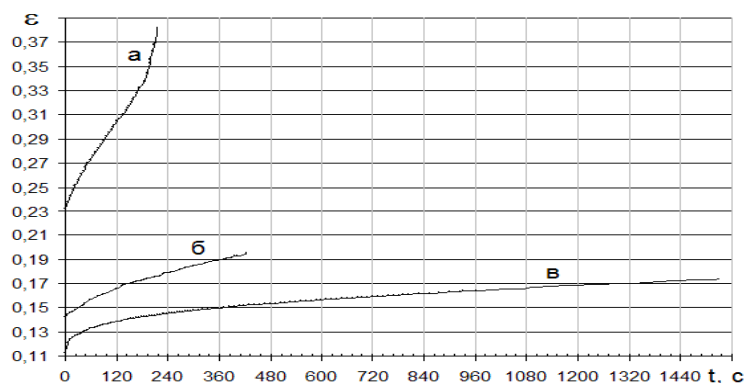


Рис. 15. Кривые ползучести алюминия при различных деформирующих напряжениях; *a* — 64,8 МПа, *б* — 62,5 МПа, *в* — 60,2 МПа.

Как и при активном нагружении, использовались плоские образцы и анализировалась эволюция полей перемещений. В процессе деформации с момента приложения нагрузки непрерывно фиксировалась деформация удлинения образца как функция времени $\varepsilon(t)$. Типичные кривые ползучести для напряжений 64,8, 62,5, 60,2 МПа представлены на рис. 15. Они содержат три характерные для низкотемпературной ползучести стадии: истощающуюся (логарифмическую), установившуюся и ускоренную [20]. Для кривой «*a*» ($\sigma = 64,8$ МПа) оценены параметры временных зависимостей для неустановившейся ($\varepsilon = 0,02 \ln t + 0,2$) и установившейся ($\varepsilon = 5 \cdot 10^{-4} t + 0,25$) стадий процесса. При анализе основное внимание было уделено участкам установившейся ползучести, скорость которой $\dot{\varepsilon} = \text{const}$ может быть сопоставлена с параметрами эволюции распределений локализованной деформации.

Распределения компоненты ε_{xx} тензора пластической дисторсии по образцу оказались периодическими при всех использованных

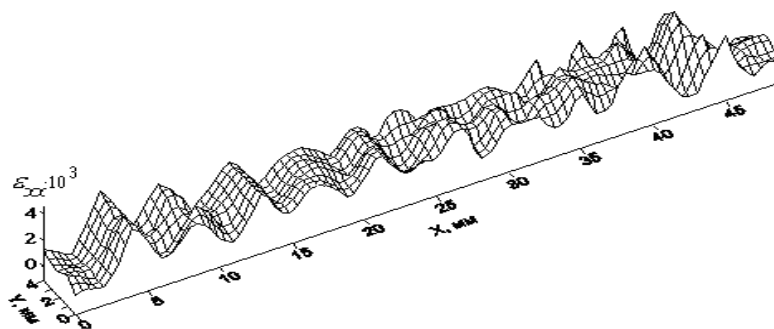


Рис. 16. Распределение локальных удлинений на стадии установившейся ползучести в алюминии при $\sigma = 60,2$ МПа и $\varepsilon_{\text{tot}} = 0,172$.

напряжениях (рис. 16). Они подобны картинам, характерным для стадий линейного деформационного упрочнения при активном нагружении. Пластическая деформация в каждый момент локализована в определенных эквидистантно расположенных зонах образца. Соседние зоны при этом практически не деформируются. Пространственный период λ системы очагов локализации остается постоянным в течение всего процесса установившейся ползучести и составляет $3,5 \pm 0,5$ мм. Он почти не меняется при изменении величины деформирующего напряжения.

Анализ последовательно зафиксированных полей распределения локальных удлинений показал, что на стадии установившейся ползучести максимумы локализации равномерно перемещаются вдоль образца. Скорости перемещения очагов локализации для каждого из трех использованных напряжений были определены по зависимостям положений очагов локализованной деформации от времени деформирования (рис. 17). Ясно, что поведение зон локализованного течения на установившихся стадиях ползучести алюминия напоминает процесс распространения волн локализации макродеформации, аналогичных наблюдавшимся на стадиях линейного упрочнения при активном нагружении.

В исследованном интервале напряжений скорости распространения волн на стадии установившейся ползучести линейно растут с увеличением скорости ползучести (рис. 18). Пропорциональность скорости волн и скорости ползучести, по-видимому, указывает на тождественность микромеханизмов, контролирующих оба эти явления. Как известно [20], ползучесть в металлах определяется термически активированными процессами движения дислокаций [52]; скорость установившейся ползучести описывается уравнением

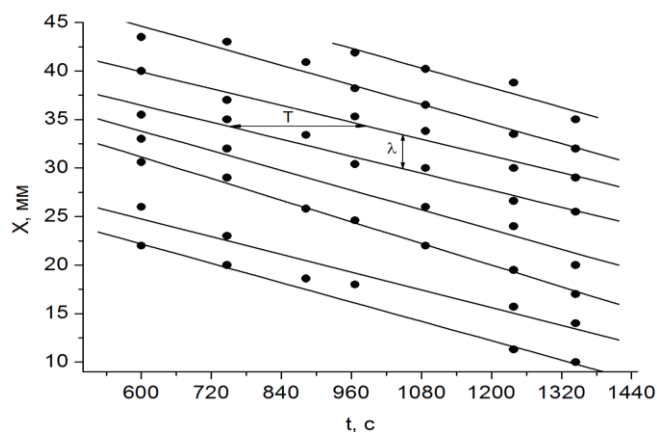


Рис. 17. Диаграмма положений очагов локализации деформации на стадии установившейся ползучести.

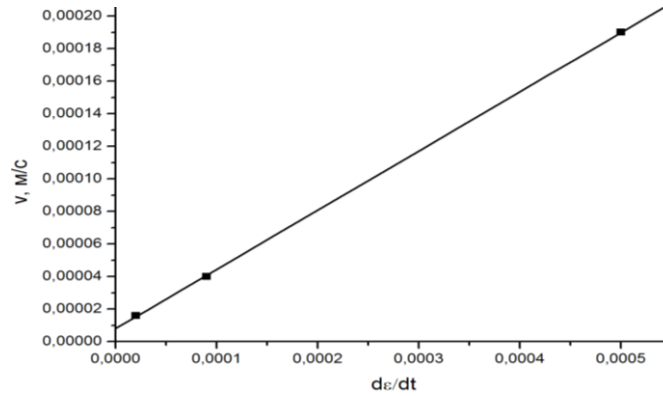


Рис. 18. Зависимость скорости перемещения очагов локализации деформации от скорости установившейся ползучести.

$$\dot{\varepsilon}_c = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U_c - \gamma_c \sigma}{kT}\right). \quad (3a)$$

С другой стороны, зависимости $V_{aw}(\sigma)$ (прямая 2) также соответствует функция

$$V_{aw} = V_0 \exp\left(-\frac{U_{aw} - \gamma_{aw} \sigma}{kT}\right). \quad (3б)$$

Здесь U_c — энергия активации ползучести, U_{aw} — энергия активации автоволнового процесса локализации деформации, V_0 и $\dot{\varepsilon}_0$ — константы, γ_c и γ_{aw} — активационные объемы для ползучести и волны локализованной пластичности соответственно, kT имеет обычный смысл. Как видно из рис. 19, зависимость $\dot{\varepsilon}(\sigma)$ в координатах $\ln \dot{\varepsilon} - \sigma$ хорошо аппроксимируется прямой 1. По наклону прямых 1 и 2 можно оценить активационные объемы γ_c и γ_{aw} для ползучести и для процесса распространения волн локализации

$$\gamma_c = kT \frac{d}{d\sigma} (\ln \dot{\varepsilon}) \quad (4a)$$

или

$$\gamma_{aw} = kT \frac{d}{d\sigma} (\ln V_{aw}), \quad (4б)$$

причем, $\gamma_c \approx 2,9 \cdot 10^{-26} \text{ м}^3$ и $\gamma_{aw} \approx 2,2 \cdot 10^{-26} \text{ м}^3$ оказались близки.

Согласно [25], ползучесть при низких температурах (для Al при $T < 400 \text{ К}$) контролируется дислокационным скольжением в системе локальных препятствий, преодолеваемых термоактивиро-

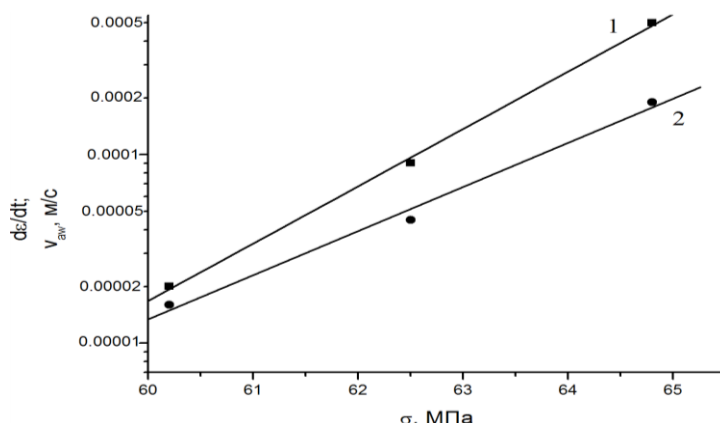


Рис. 19. Скорости ползучести (1) и скорости волн локализации деформации (2) при различных напряжениях.

ванном способом. В этом случае можно полагать, что $\gamma \approx bdl$ [52]. В алюминии вектор Бюргера дислокаций $b = 0,286$ нм [25], и, если принять, что поперечник локального стопора $d \approx b$, то длина дислокационной петли, освобождающейся в акте термической активации, $l \approx \gamma/b^2 \approx 270$ нм. Порядок этой величины может определяться средним расстоянием $l \approx \rho_f^{-1/2}$ между дислокациями «леса», очевидно, играющими роль центров закрепления, при разумном значении их плотности $\rho_f \approx 1,5 \cdot 10^9$ см⁻² [53].

Таким образом, макроскопическая локализация пластической деформации характерна и для деформации в режиме ползучести. Картины локализации деформации при установившейся ползучести имеют волновой характер, в общих чертах совпадающий с наблюдаемыми на стадиях линейного упрочнения при активном нагружении. Скорость распространения волны локализованной пластичности пропорциональна скорости установившейся ползучести. Совпадение активационных объемов, получаемых из зависимостей скорости ползучести и скорости волн локализованной деформации от напряжения, свидетельствует о тесной взаимосвязи обоих явлений.

9. СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ОЧАГОВ ДЕФОРМАЦИИ И КОЭФФИЦИЕНТ УПРОЧНЕНИЯ. АВТОВОЛНЫ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ

На стадиях линейного деформационного упрочнения и установившейся ползучести во всех исследованных материалах вдоль оси образца синхронно двигалась совокупность эквидистантных очагов локализации пластической деформации, имеющая вид волнового процесса, природа которого заслуживает специального изучения

[2–6]. По экспериментальным данным можно измерить длину волны λ и период колебаний T , как это показано на рис. 9, 12, 14, а, 17, и вычислить фазовую скорость распространения $V_{aw} = \lambda/T$.

Численная обработка полученных в [54] данных для поликристаллических образцов алюминия со средними размерами зерен в интервале $8 \cdot 10^{-3} \leq D \leq 12,5$ мм позволила установить, что скорость движения очагов V_{aw} обратно пропорциональна коэффициенту деформационного упрочнения на линейной стадии [5, 6, 55, 56]:

$$V_{aw} \propto 1/\theta, \quad (5)$$

где θ — коэффициент деформационного упрочнения. Если использовать коэффициент упрочнения, нормированный на модуль сдвига G , то зависимость (5) может быть обобщена на все исследованные материалы, у которых наблюдалась стадия линейного упрочнения. Эти данные представлены в табл. 2 и на рис. 20.

Для выяснения природы волновых процессов, связанных с локализацией пластического течения, следует сравнить полученные для таких волн скорости распространения со скоростями других волновых процессов, которые могут существовать в твердых телах и имеют отношение к процессам деформации. Очевидно, что в таком случае речь может идти об упругих волнах разного типа [57] и волнах пластичности [58, 59].

По нашим экспериментальным данным [5, 55, 56], скорости иссле-

ТАБЛИЦА 2. Значения скоростей распространения очагов локализованной деформации на стадии линейного упрочнения с соответствующими коэффициентами деформационного упрочнения.

| № | Материал | G/θ | $V_{aw} \cdot 10^5$, м/с |
|----|-------------------|------------|---------------------------|
| 1 | Э125 | 2 | 3,5 |
| 2 | ВТ1-0 | 9 | 5,0 |
| 3 | Д1 | 13 | 7,2 |
| 4 | МА8 | 19 | 3,3 |
| 5 | Ванадиевый сплав | 33 | 6,7 |
| 6 | Fe+3% Si | 49 | 1,7 |
| 7 | A85, $D = 0,2$ мм | 75 | 4,8 |
| 8 | A85, $D = 0,3$ мм | 84 | 5,0 |
| 9 | A85, $D = 0,4$ мм | 104 | 6,3 |
| 10 | A85, $D = 0,7$ мм | 145 | 11,0 |
| 11 | A85, $D = 1,0$ мм | 157 | 13,0 |
| 12 | A85, $D = 1,4$ мм | 165 | 12,7 |
| 13 | A85, $D = 2,5$ мм | 236 | 16,0 |
| 14 | A85, $D = 3,0$ мм | 327 | 18,0 |

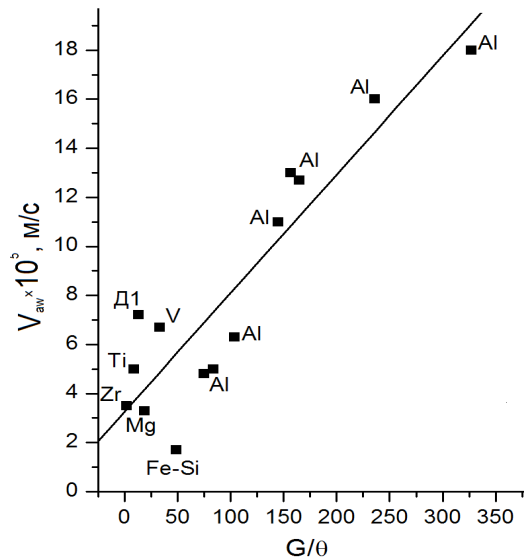


Рис. 20. Зависимость скорости очагов локализации от коэффициента деформационного упрочнения на стадии линейного упрочнения в исследованных ГЦК-, ОЦК- и ГПУ-материалах.

двумя волновыми процессами малы и лежат в пределах $10^{-5} \leq V_{ав} \leq 10^{-4}$ м/с. С другой стороны, скорость распространения упругих волн (скорость звука), определяемая соотношением $V_s \approx \sqrt{E/\rho}$ (E — упругий модуль, ρ — плотность), составляет $\approx (2-6) \cdot 10^3$ м/с [57]. Различие скоростей на 7–8 порядков указывает на принципиально разную природу сравниваемых волн. Волны пластичности, детально описанные в [58, 59], более похожи на обсуждаемые волны локализованной пластической деформации. Они, как известно, возникают в вязкоупругой среде при ударном приложении нагрузки и представляют собой осцилляции плотности материала. Скорость их распространения $V_{pw} \approx \sqrt{\theta/\rho}$ [58], по экспериментальным данным [59], составляет $\approx 20-100$ м/с. Таким образом, $V_{ав} \ll V_{pw} \ll V_s$, и эта разница значений скоростей указывает на то, что она связана с коренным различием природы всех трех указанных волновых процессов.

Отбрасывая, по причине слишком большого различия скоростей распространения, упругие волны и переходя к сравнению волн пластичности и исследуемых волн, обратим внимание на принципиальное различие форм зависимостей $V_w(\theta)$ для двух этих случаев. Как сказано выше, для волн пластичности $V_{pw} \propto \theta^{1/2}$. Что же касается обсуждаемых волн, связанных с локализацией пластической деформации, то их скорость $V_{ав} \propto \theta^{-1}$.

Становится ясно, что волновые процессы с принципиально разным характером зависимости $V_w(\theta)$ должны иметь разную природу.

Существенно отличаются, как показано выше, и значения скоростей распространения волн. Различны также условия возникновения волновых процессов: волны пластичности возникают при ударном [59], а волны локализации пластического течения — при квазистатическом нагружении. Эти различия исключают возможность сведения обнаруженного типа волновых процессов, связанных с пластической деформацией, к известным волнам пластичности и наводят на мысль о том, что в проведенных исследованиях обнаружен новый тип волновых процессов в деформируемых средах — *волны локализации пластического течения* [2–6].

Такие волны формируются фактически самопроизвольно при равномерном растяжении образцов. Они представляют собой закономерно развивающиеся пространственную и временную неоднородности, и их рождение в соответствии с [60–63] следует рассматривать, как процесс самоорганизации деформируемой среды. Идеи самоорганизации, проникая в современную физику пластичности [62], прямо указывают на необходимость привлечения основных положений этого современного подхода к проблеме пластического течения. Так, сходство наблюдаемых деформационных картин локализации и автоволновых процессов [64] позволило сформулировать гипотезу [65–67], согласно которой волны локализации пластического течения суть автоволны [68].

Наиболее важными признаками автоволновых процессов, определяющими возможность их использования для описания процессов самоорганизации, являются следующие:

- автоволновые процессы возникают в открытых, далеких от равновесия системах, через которые протекает поток энергии;
- автоволновые процессы возникают при постоянном воздействии внешних сил и не требуют для своего инициирования специального переменного во времени процесса, как обычные волны;
- автоволновые процессы *«порождают макроскопический линейный масштаб за счет локальных взаимодействий, каждое из которых таким линейным масштабом не обладает»* [68].

Нетрудно убедиться, что все эти признаки реализуются при проведении механических испытаний, а именно:

- образец взаимодействует с испытательной машиной и является открытой системой;
- образец деформируется квазистатически с постоянной скоростью;
- и, наконец, волны локализации пластического течения с их макроскопическим линейным масштабом $\sim \lambda$ возникают как результат взаимодействия дислокаций, имеющих типично микроскопический масштаб, равный вектору Бюргерса b , причем, $\lambda \gg b$.

Как было показано в разделе 7, каждой стадии деформационного упрочнения соответствует определенная макроскопическая картина локализации пластического течения. Представляется, что каж-

дая из таких картин может рассматриваться как один из стандартных типов автоволнового процесса.

Деформация на площадке текучести. При движении одиночного очага локализованной пластичности на стадии площадки текучести при $\sigma = \text{const}$ деформируемая среда переводится в новое состояние, характеризующееся другими механическими свойствами, структурой, а иногда и механизмами деформирования. По этой причине подвижный фронт локализованной пластической деформации может рассматриваться как аналог автоволны переключения в бистабильной среде [69].

Стадия линейного деформационного упрочнения. Периодические процессы, наблюдаемые на стадиях линейного упрочнения, представляют собой типичные фазовые автоволны [69], или «псевдоволны» в терминологии авторов [61]. Фазовые автоволны возникают в системах, состоящих из автоколебательных элементов при неполной синхронизации последних. Принципиальная возможность существования автоколебательных режимов в дислокационных ансамблях установлена в работе [70]. При таких режимах одни и те же объемы материала могут многократно возбуждаться через временной интервал, определяемый микроскопическими свойствами среды (время рефрактерности). Фазовым автоволнам присущи типичные волновые характеристики — длина волны, частота колебаний и скорость распространения, однако последняя, в отличие, например, от скорости упругих волн, не может быть выражена через материальные характеристики среды [64].

Стадия параболического деформационного упрочнения Тейлора. Система эквидистантных неподвижных очагов локализованной пластической деформации на этой параболической стадии деформационного упрочнения может интерпретироваться как стационарная диссипативная структура [61]. Пространственный период таких распределений очагов λ совпадает с длиной автоволны на стадии линейного упрочнения. В работах [5, 54, 71] показано, что он не зависит от характера внешнего воздействия, а определяется внутренней структурой (размером зерна) и размерами деформируемого объекта. Экспоненциальная зависимость λ от размера зерна D обусловлена длиной полосы скольжения, то есть объектом дислокационного происхождения. Зависимость от размеров образца весьма слабая — логарифмическая. Если размер зерна становится соизмеримым с размером образца, то экспоненциальная зависимость $\lambda(D)$ сменяется логарифмической.

10. КИНЕТИКА ОЧАГОВ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ НА СТАДИИ ПРЕДРАЗРУШЕНИЯ

На следующей после тейлоровского упрочнения стадии предразру-

шения $0 < n < 1/2$. На этой стадии очаги деформации снова становятся подвижными, так что их скорость $V_{av} \neq 0$, но тип автоволнового процесса на этом этапе сложнее по сравнению с тем, который наблюдается на стадии линейного деформационного упрочнения [32, 72, 73]. Ход кривой течения на стадии предразрушения, как показано выше в разделах 3–5, описывается параболой (1) с показателем $n \approx 0,30-0,45 < 0,5$. Особенность поведения зон локализации на этом этапе впервые была выявлена при деформации субмикроструктурного (СМК) алюминия А85 с размером зерна $30 < D < 100$ нм (рис. 21, а). Она состоит в том, что неподвижным остается только один очаг деформации, а остальные движутся. Можно видеть, что на стадии предразрушения зависимости положений очагов локализованной деформации от времени $X(t)$ прямолинейны и при экстраполяции сходятся в точке с координатами X^* и t^* , образуя пучок прямых. Скорости движения отдельных очагов остаются постоянными. Очевидно, это возможно, если эти скорости очагов локализованной пластичности с самого начала стадии предразрушения взаимно согласуются. Такая взаимосогласованность движения отдельных очагов, самопроизвольно возникающая в деформируемом материале, позволяет отнести это явление к особому типу автоволновых процессов, характерных для стадии предразрушения.

Пространственно-временные диаграммы поведения очагов локализованной деформации на стадиях предразрушения остальных исследованных материалов (табл. 1 и 2) представлены на рис. 21, б–з. Полученные для этих материалов зависимости $X(t)$ оказались аналогичными данным для СМК алюминия.

На основании этих экспериментов были установлены следующие важные закономерности, характерные для поведения автоволн локализованного пластического течения на стадии предразрушения при $n < 1/2$:

- в координатах $X-t$ очаги локализованного пластического течения движутся по прямым, образуя пучок, имеющий центр;
- с самого начала стадии предразрушения очаги локализованной деформации приобретают скорости, которые различны для каждого из очагов, но сохраняют постоянство во все время их существования;
- величина скорости линейно зависит от координаты места зарождения очага: чем ближе это место к зоне будущего разрушения, тем медленнее такой очаг движется;
- возможны два варианта начала движения очагов на стадии предразрушения, из которых один состоит в иницировании движения ранее неподвижных очагов локализованного пластического течения, существовавших на стадии тейлоровского упрочнения (рис. 21, а, д, е, з), а другой — в самопроизвольном зарождении новых очагов в начале стадии предразрушения, нередко между уже существующими (рис. 21, б, в, г, ж);

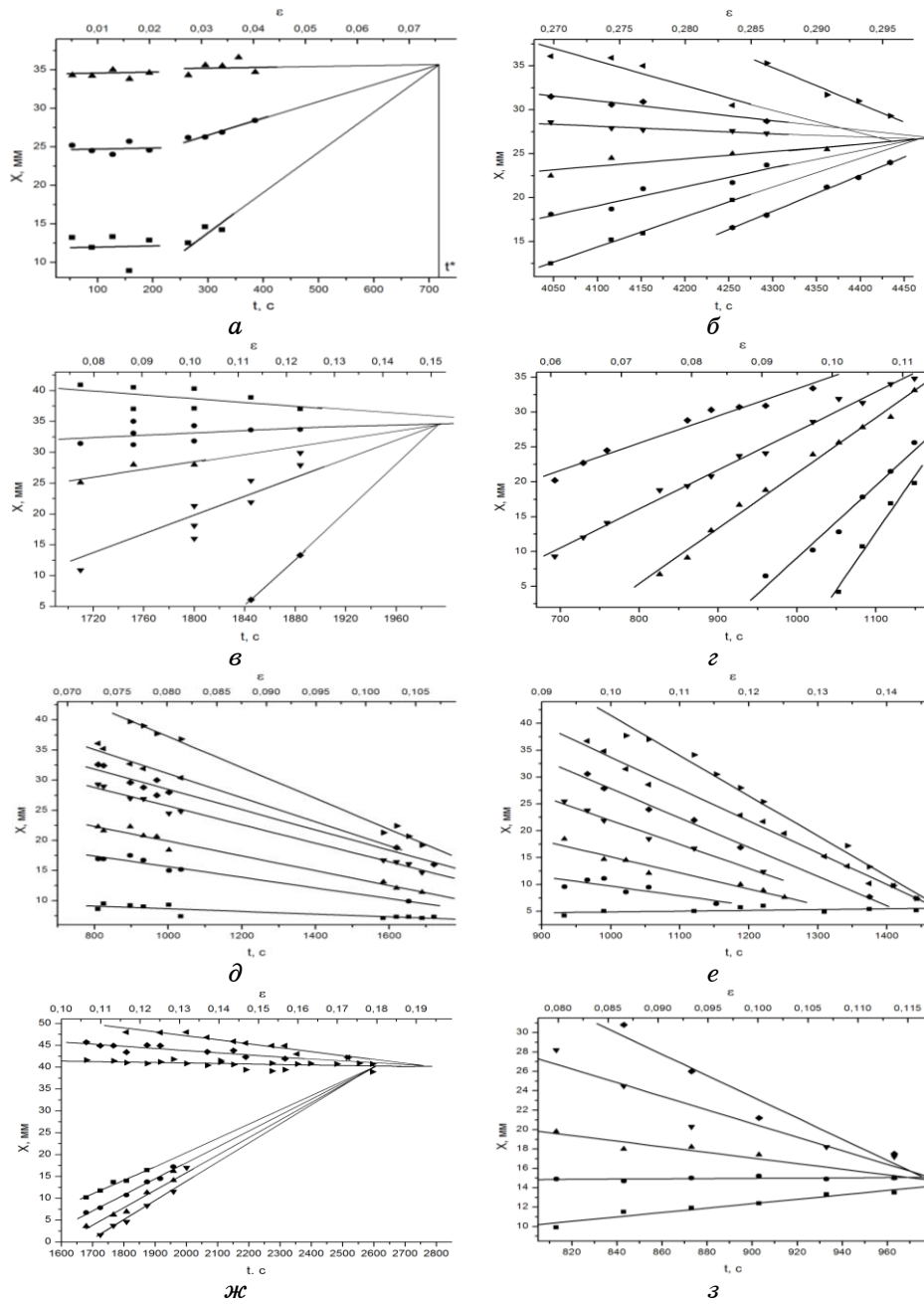


Рис. 21. Поведение очагов локализации на стадии предразрушения; *a* — алюминий А85, СМК; *б* — алюминий А85, $D = 50$ мкм; *в* — дуралюмин Д1; *г* — магниевый сплав МА8; *д* — титан ВТ1-0; *е* — циркониевый сплав Э125; *ж* — кремнистое железо; *з* — ванадиевый сплав.

— такие вновь зарождающиеся очаги геометрически не связаны с теми, которые сформировались на стадии тейлоровского упрочнения, то есть уже существовали к началу стадии предразрушения;

— согласованно движущиеся на стадии предразрушения очаги локализованного пластического течения могут зарождаться как по обе стороны от места будущего разрушения (рис. 21, б, в, ж, з), так и с одной стороны от него (рис. 21, а, г, д, е);

— очаги, зарождающиеся по разные стороны от неподвижного, имеют разные центры (рис. 21, в, ж) и наклонены под углами разного знака к оси растяжения образца.

Тот факт, что на стадии предразрушения при $n < 1/2$ зависимости $X(t)$ для разных металлов и сплавов образуют пучки прямых с координатами центров X^* и t^* , означает, что уже с начала стадии предразрушения скорости движения очагов локализованной деформации автоматически синхронизируются таким образом, что обеспечивается их одновременный «приход» в центр. Нередко для определения X^* и t^* требуется экстраполяция зависимости $X(t)$ к большим временам, как это можно видеть на рис. 21, а, в, г, д. При этом надо иметь в виду, что на самом деле очаги локализованной деформации, движущиеся на этой стадии процесса, могут исчезать в определенный момент, прекращая свое развитие, как это видно на рис. 21, б, д, е. Из всех очагов с течением времени сохраняется только один, положение которого уже при рождении соответствует месту образования в будущем макроскопической шейки и вязкого разрушения. Обычно, появившись еще на стадии тейлоровского деформационного упрочнения при $n \approx 0,5$, такой очаг остается затем почти неподвижным вплоть до разрушения, но деформация в нем постепенно растет по мере затухания активности процесса течения в других очагах.

Для образования пучков прямых $X(t)$, изображенных на рис. 21, а–з, необходимо, чтобы скорости движения очагов линейно зависели от координат места их зарождения ξ , то есть выполнялось соотношение [74]

$$V_{aw}(\xi) = \alpha\xi + \alpha_0. \quad (6)$$

Здесь α и α_0 — эмпирические константы, а координата ξ отсчитывается от неподвижного очага локализации. Линейные зависимости $V_{aw}(\xi)$ для всех исследованных материалов показаны на рис. 22, а экспериментально определенные константы α и α_0 для них содержатся в табл. 3. В ней также приведены вычисленные по формулам

$$\xi^* = \alpha_0/\alpha \text{ и } t^* = t_0 + 1/\alpha \quad (7)$$

значения координат центров пучков (t_0 — момент начала стадии предразрушения). Видно, что отклонения центров от положения

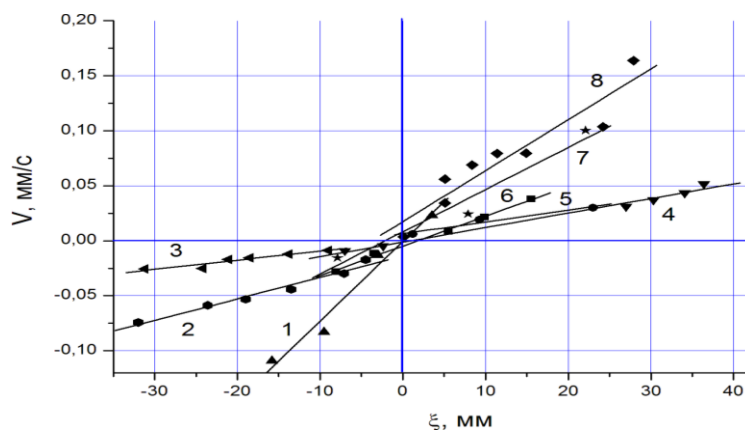


Рис. 22. Зависимости $V_{ав}(\xi)$ в ванадиевом сплаве (1), Э125 (2), ВТ1-0 (3), Fe-3% Si (4), А85, СМК (5); А85, $D = 50$ мкм (6); Д1 (7) и МА8 (8).

неподвижного очага локализации ξ^* невелики и для большинства материалов не превышают $\cong 2$ мм. Сходство поведения зависимостей $X(t)$ для всех исследованных материалов позволяет считать, что на стадии предразрушения события развиваются по единому сценарию, который обеспечивается автоматическим установлением и поддержанием в растягиваемом образце соотношения (6) для скорости движения очагов как функции их мест зарождения ξ при $n < 1/2$.

Существует еще одна особенность поведения автоволны локализованного пластического течения на стадии предразрушения. Тот факт, что координаты центра пучка близки к месту и времени будущего разрушения образца означает, что формулы (7) позволяют определить эти параметры с приемлемой для прогнозирования разрушения точностью. Необходимо только учесть, что $X^* = \xi^* + X_0$, где X_0 — положение неподвижного очага в лабораторной системе координат в начале стадии предразрушения. Это иллюстрируется далее

ТАБЛИЦА 3. Коэффициенты уравнения, определяющего скорость движения волн локализованного течения, расчетные координаты места и время разрушения образцов.

| | А85, СМК | А85, $D = 50$ мкм | Д1 | МА8 | ВТ1-0 | Э125 | Fe-3% Si | Ванадие- вый сплав |
|-------------------------------|-------------|-------------------------|------|--------|-------|--------|----------|-----------------------|
| $\alpha \cdot 10^3, c$ | 1,07 | 2,7 | 3,83 | 4,63 | 0,83 | 1,95 | 1,32 | 7,23 |
| $\alpha_0 \cdot 10^3, мм/с$ | 6,39 | -4,78 | 8,14 | -17,33 | -1,07 | -13,84 | -1,27 | -0,60 |
| $\xi^* = \alpha_0/\alpha, мм$ | 6,0 | -1,8 | 2,1 | -3,7 | -1,3 | -7,1 | -1,0 | -0,1 |
| $t^* = t_0 + 1/\alpha, c$ | 1134 | 4370 | 1981 | 866 | 2007 | 1433 | 2408 | 938 |

ТАБЛИЦА 4. Сравнение экспериментально зарегистрированных и расчетных координат и времени разрушения образцов.

| | A85, $D = 50$ мкм | Fe-3%Si | BT1-0 | Ванадиевый сплав |
|--------------------------------------|-------------------|-----------|-----------|------------------|
| $X^*_{\text{exp}}/X^*_{\text{calc}}$ | 28/26 | 39/40 | 7,5/7 | 15/15 |
| $t^*_{\text{exp}}/t^*_{\text{calc}}$ | 4380/4370 | 2520/2408 | 2150/2007 | 980/938 |

на примере титана, где $X^* = 7$ мм, $t^* \approx 2000$ с. В действительности образец разрушился через 2150 с после начала деформирования на расстоянии 7,5 мм от неподвижного захвата испытательной машины. В таблице 4 приведены результаты сравнения расчетных и реально зафиксированных значений X^* и t^* для ряда материалов.

11. ЛОКАЛИЗОВАННЫЙ ХАРАКТЕР ДЕФОРМАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ–РАЗУПРОЧНЕНИЯ НА СТАДИИ ПРЕДРАЗРУШЕНИЯ

Анализ данных о кинетике автоволн локализованного пластического течения на линейной и тейлоровской стадиях деформационного упрочнения, а также на стадии предразрушения показал, что их скорость может быть описана единой для всех трех участков функцией показателя деформационного упрочнения n . Вид этой функции

$$V_{aw} = V_0(n - q)^2, \quad (8)$$

впервые полученной в [72] при исследовании деформации рекристаллизованного бинарного сплава Zr-1% Nb, показан на рис. 23. Согласно экспериментальным данным, в этом случае $V_0 = 2,6 \cdot 10^{-4}$ м/с, а $1/2 < q < 2/3$. Из рисунка 23 и уравнения (8) следует, что на стадии линейного упрочнения, когда $n = 1$, скорость движения очагов локализованной пластичности максимальна; в интервале $2/3 \geq n \geq 1/2$, то есть при значении, близком к предсказанному моделью деформационного упрочнения Тейлора $n = 1/2$ [3], очаги стационарны, а когда достигается условие $n < 1/2$, снова приобретают способность двигаться, причем по мере уменьшения n скорость их движения возрастает. В таком случае квадратичная форма зависимости (8) может быть получена при разумном предположении, что в физически интересном диапазоне $0 \leq n \leq 1$ прирост скорости распространения автоволн локализованного пластического течения на единицу изменения показателя параболичности n пропорционален этой величине, то есть $dV_{aw}/dN \propto n$, откуда следует $V_{aw} \propto n^2$.

На стадии предразрушения коэффициент параболического деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\varepsilon \propto n\varepsilon^{n-1}$ убывает вместе с показателем параболичности n . В таком случае, в соответствии с (5),

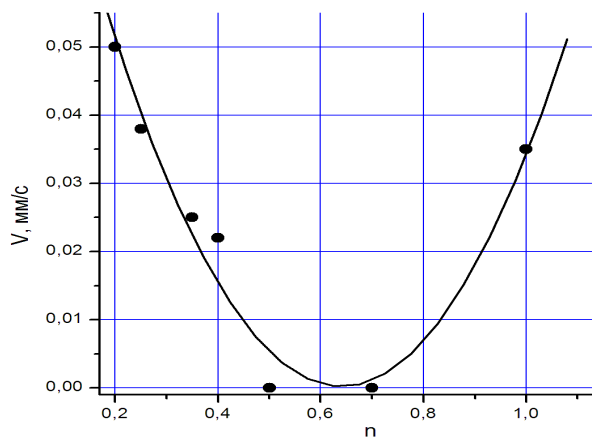


Рис. 23. Зависимость скорости автоволны локализованного пластического течения от показателя параболичности n в уравнений (8) [70].

скорость движения фронтов локализованной деформации, для которой установлена зависимость $V_{aw} \propto 1/\theta$, должна возрастать с уменьшением n и соответствующим уменьшением θ . Это же обстоятельство при $n < 1/2$ отражает уравнение (8).

Квадратичная зависимость $V_{aw}(n)$ может быть использована для анализа поведения очагов локализованной деформации на стадии предразрушения. Для каждого из исследованных материалов путем нормировки соотношения (8) по экспериментально полученным значениям $V_{aw}^{(n=1)}$ и $V_{aw}^{(n=1/2)} = 0$, для стадий линейного и тейлоровского деформационного упрочнения соответственно, можно построить свою зависимость $V_{aw}(n)$. Это, в свою очередь, позволяет в разных материалах по измеренным скоростям движения очагов локализованного пластического течения оценить значения показателя n для каждого из них. Результаты такой обработки, приведенные на рис. 24, демонстрируют особенность зависимости $V_{aw}(n)$, которая состоит в появлении в некоторых случаях отрицательных значений показателя параболичности $n < 0$ для отдельных наиболее быстро движущихся очагов локализованной пластичности. При этом определяемый по диаграмме σ – ε для образца в целом показатель параболичности $n > 0$. Как известно, условие $n < 0$ отвечает падающей ветви условной диаграммы деформации [14]. Было замечено также, что те очаги локализованного пластического течения, для которых $n < 0$, зарождаются на стадии предразрушения самопроизвольно и геометрически не связаны с областями локализации на стадии тейлоровского упрочнения, неподвижными, пока $\sigma \propto \varepsilon$, то есть, при $n \approx 1/2$.

Условие $n < 0$ соответствует потере устойчивости процесса и деформационному разупрочнению материала [75]. Это, в свою очередь, вынуждает признать, что деформационные свойства отдель-

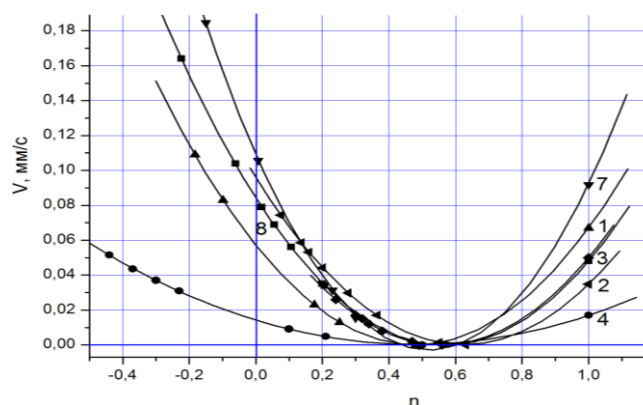


Рис. 24. Зависимости скоростей движения очагов локализованной пластичности $V_{ав}(n)$ в ванадиевом сплаве (1), Э125 (2), ВТ1-0 (3), Fe-3% Si (4), Д1 (7) и МА8 (8).

ных объемов материала и способность этого материала упрочняться в ходе пластического течения на стадии предразрушения становятся неодинаковыми. Эта точка зрения подтверждается результатами исследования эволюции дислокационной структуры в очагах пластического течения на разных стадиях процесса деформирования [72], показавшего, что развитие дислокационной субструктуры в очагах локализованной деформации опережает эти процессы в зонах между очагами.

Из представленных на рис. 21 данных ясно, что на стадии предразрушения (при $n < 1/2$) в ходе временной эволюции волновой картины локализации деформации зона активной пластической деформации сужается, но число очагов в ней либо сохраняется при уменьшении расстояния между ними, либо даже возрастает. Результатом этого процесса является образование макроскопической шейки, а затем разрушение. Таким образом, общеизвестное проявление макроскопической локализации деформации — образование шейки — предваряется сложными явлениями взаимосогласованного движения очагов локализованной пластичности на стадии предразрушения.

Анализ кинетики очагов локализованной пластичности при росте общей деформации показал, что в момент зарождения вязкой трещины все они сливаются в месте ее образования, практически одновременно приходя к этому сечению образца. Следовательно, место разрушения и время жизни образца до разрушения детерминированы процессами, происходящими на более ранних стадиях пластического течения. Первый интенсивный максимум локализации деформации, — предвестник образования очага разрушения, — появляется на месте будущей шейки в конце участка параболиче-

ской кривой с показателем $n \approx 1/2$, пока все очаги течения неподвижны. Этот ранее сформировавшийся очаг «управляет» движением всех остальных, так как после его рождения другие фронты локализации начинают согласованно двигаться вдоль оси растяжения, причем, чем дальше от шейки расположен очаг, тем выше его скорость. Эта закономерность позволяет всем компонентам «цуга» очагов локализованной пластичности прибыть в область разрушения одновременно. На участке с $n \approx 1/3$ на месте ушедших к шейке максимумов зарождаются новые фронты локализации деформации, и картина повторяется.

Таким образом, как показывают приведенные выше данные, формирование шейки и переход от пластического течения к вязкому разрушению при $n < 1/2$ является результатом согласованного движения очагов локализованного течения в таком режиме, что расстояние между ними постепенно и закономерно уменьшается и, в конце концов, очаги объединяются. Уменьшение расстояния между очагами локализованной пластичности является главной особенностью кинетики очагов локализованной пластичности на этой стадии ($n < 1/2$), отличающей характер их движения в этом случае от характера движения на стадии линейного упрочнения ($n = 1$), когда расстояние между ними неизменно.

В литературе, посвященной процессам в активных нелинейных средах, можно найти описание аналогичных процессов. Так, например, в работах [76, 77] описан режим горения нелинейной среды, характеризующийся стягиванием очагов к единому центру, окруженному инактивной областью, и показано, что природа этого эффекта связана с обменом тепловой энергией между очагами горения в среде с нелинейной зависимостью теплопроводности от температуры. Введенный авторами [76, 77] в этом случае макроскопический пространственный период процесса, — фундаментальная длина, — представляется аналогом макрохарактеристики пластического течения — длины автоволны. Аналогичный подход использован при описании перераспределения упругих напряжений в массивах горных пород [78] и при рассмотрении распространения импульсов в биологических системах [79].

Описанные закономерности можно считать общими для пластичных материалов, поскольку они наблюдались в опытах, проведенных на целом ряде материалов. Процесс, идущий на стадии предразрушения, может быть описан как своеобразный «коллапс» автоволны локализованного пластического течения [80], в ходе которого последняя «стягивается» и захлопывается с образованием нового дефекта — разрушающей вязкой трещины. Такой коллапс является заключительным этапом развития волнового процесса локализованной пластической деформации.

На заключительной стадии процесса автоволна локализованного

пластического течения, стягиваясь к месту будущего разрушения, определяет его локализацию. Коллапс автоволны означает постепенную остановку процессов деформирования во всем объеме, кроме той его части, которая непосредственно примыкает к месту возникновения шейки и вязкой трещины. Согласованность скоростей движения очагов на этом этапе процесса является признаком «самоорганизованности» процесса, которая выражается в синхронизации движения очагов локального пластического течения вдоль образца.

12. ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

В наших работах [1–6] были установлены основные закономерности автоволновой природы пластического течения твердых тел, которые могут быть положены в основу новой модели развития пластического течения в твердых телах, учитывающей важную роль некоторых, обычно игнорируемых особенностей процесса. Особенно существенными предпосылками для разработки такой модели являются общие представления о том, что локализация деформации имеет автоволновой характер [65], связанный со стадийностью пластического течения, а также следующие детали развития пластического течения, включающие в той или иной форме характеристики фоновой подсистемы деформируемого кристалла:

— равенства, связывающие макрохарактеристики локализованной пластической деформации λ и V_{aw} (длина волны и скорость распространения) с микрохарактеристиками решетки r_i и N (ионный радиус и число валентных электронов на элементарную ячейку) соответствующих металлов [81, 82];

— содержащее коэффициент вязкого торможения дислокаций фоновым газом B и скорость поперечных ультразвуковых волн V_{\perp} выражение постоянной $\Xi = (B/\eta)V_{\perp}$ в формуле для скорости распространения автоволн локализованной деформации $V_{aw} = V_0 + \Xi/\theta$ [83]. Здесь η — вязкость, определяемая взаимодействием дислокаций и локальных барьеров, $\theta = G^{-1} d\sigma/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения, V_0 — константа, G — модуль сдвига, σ и ε — напряжение и деформация;

— равенство $\lambda V_{aw} \approx dV_{\perp}/2$, устанавливающее взаимосвязь характеристик упругих волн в кристаллах (расстояние между наиболее плотно упакованными плоскостями d и скорость упругих поперечных волн V_{\perp}) с макрохарактеристиками автоволн локализации пластического течения (λ и V_{aw}) в них [84];

— равенство $\lambda V_{aw} \rho \approx h/r_i^3$, связывающее произведение макроскопических характеристик автоволновых процессов и материала в левой части с величиной вязкости фонового газа в деформируемых кри-

сталлах в правой [84]; здесь h — постоянная Планка.

Эти соотношения, содержащие акустические характеристики кристалла, указывают на важную роль фононной подсистемы деформируемых кристаллов в формировании автоволновых картин локализации пластического течения. Это кажется удивительным для процессов пластического течения с их макрохарактеристиками λ и V_{av} . Существует, однако, простое объяснение такой закономерности, состоящее в том, что в соответствии с уравнением Тейлора–Орована $\dot{\epsilon} = b\rho V_{disl}$ дислокации с вектором Бюргерса b и плотностью ρ дают вклад в пластическую деформацию, протекающую со скоростью $\dot{\epsilon}$, только при своем движении ($V_{disl} \neq 0$) между эффективными стопорами, которое контролируется фононным и электронным газами в кристалле [85]. Это объясняет появление характеристик фононного газа в описании медленных процессов развития локализованной пластичности.

12.1. О роли акустических импульсов в развитии пластичности

Есть основания предполагать, что фононная подсистема играет более важную роль в развитии локализованного пластического течения твердых тел. Для обоснования этого предположения примем во внимание, что процесс пластического течения включает по крайней мере два типа взаимосвязанных событий, согласованно протекающих в деформируемой среде. С одной стороны, это релаксационные акты движения дислокаций [86], их ансамблей и (в макроскопическом пределе) автоволн локализованного пластического течения [2–6], то есть собственно пластическое формоизменение. С другой стороны, каждый элементарный акт пластичности сопровождается генерацией упругих волн (рождением фононов), связанной с перераспределением упругих деформаций в ходе релаксационных актов деформации, например, при скачках деформации разного масштаба. Этот эффект представляет собой акустическую эмиссию и нашел широкое применение в методах неразрушающего контроля материалов и изделий из них [46, 87].

Предлагаемая модель базируется на представлении о взаимосвязанности этих явлений, и ее основные черты состоят в следующем. В ходе каждого элементарного акта пластичности любой природы генерируются ультразвуковые волны акустической эмиссии, которые в объеме кристалла перераспределяют выделяющуюся упругую энергию между концентраторами напряжений. Это приводит к росту напряжений в окрестности концентраторов и, соответственно, инициирует их релаксацию в форме новых сдвигов, после чего последовательность событий повторяется. Решающим фактором в реализации таких актов является не амплитуда акустических импульсов, а их форма и спектр, обеспечивающие активацию в первую

очередь концентраторов напряжений аналогичного типа и размера. На основании идеи об обмене энергией между последовательно релаксирующими концентраторами напряжений в нашей работе [88] удалось объяснить природу крупномасштабных корреляций в расположении очагов локализованной пластичности в системе, содержащей только объекты микроскопического масштаба — дислокации.

В пользу реалистичности такого механизма свидетельствуют хорошо известные линии Вальнера — борозды, наблюдающиеся на поверхности хрупкого скола [89]. Они возникают под действием импульсов с частотой ≈ 10 МГц, излучаемых трещиной при росте и искривляющих ее фронт. Можно оценить снизу порядок величины энергии таких импульсов, полагая, что она расходуется на увеличение площади поверхности разрушения Δs , и пренебрегая другими каналами диссипации. Согласно данным, приведенными в [89], $\Delta s \approx 10^{-8}$ м² при глубине борозд на поверхности разрушения ~ 1 мкм и диаметре образца $\approx 10^{-2}$ м. При характерном для металлов значении плотности поверхностной энергии $\Gamma \approx 1$ Дж/м², энергия импульса, искривляющего фронт трещины, $\Delta W \geq \Gamma \Delta s \approx 10^{-8}$ Дж, то есть, такие импульсы в твердых телах могут обладать достаточной энергией.

Известно также обратное действие дефектной подсистемы на акустические характеристики кристаллов, состоящее в экспериментально наблюдавшихся изменениях скорости распространения ультразвука V_s в ходе пластической деформации [88]. Сложная форма зависимостей скорости распространения ультразвука V_s от пластической деформации ε и напряжения течения σ (рис. 25) указывает на взаимосвязь акустических и деформационных свойств материалов в ходе пластической деформации.

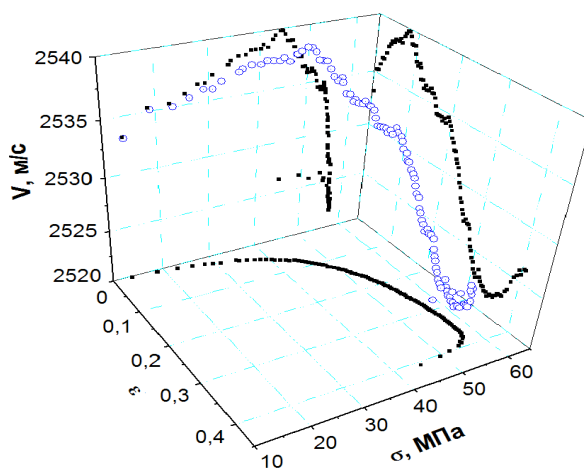


Рис. 25. Деформационная зависимость скорости распространения ультразвука V в Al.

12.2. Общая характеристика модели

Базой развиваемых модельных представлений является общий принцип описания природы явлений самоорганизации, предложенный Б. Б. Кадомцевым [80]. Согласно этому принципу, способные к самоорганизации открытые системы имеют тенденцию самопроизвольно расслаиваться на информационную (управляющую) и динамическую подсистемы, взаимодействие которых вызывает самоорганизацию. Распространяя эту идею на деформируемые среды, предположим, что в этом случае роль информационной подсистемы играют сигналы акустической эмиссии, излучаемые в ходе элементарных релаксационных актов пластического течения, а динамическая подсистема включает процессы движения дислокаций и/или их ансамблей, ответственные за формоизменение. В рамках такого подхода процесс пластического течения обусловлен взаимосвязанными событиями в дефектной и фононной подсистемах деформируемого кристалла, как показано на рис. 26. Этим развиваемая модель отличается от дислокационных моделей, учитывающих только эволюцию дефектов. Объяснить коррелированное развитие пластического течения в очагах, удаленных друг от друга на макроскопическое расстояние $\sim \lambda$, можно, приняв во внимание важную роль, которую играют при деформировании импульсы акустической эмиссии с их большими длинами пробегов.

Эта идея является развитием двухкомпонентной модели процесса пластического течения [65], в которой скорости изменения деформаций $\dot{\varepsilon}$ и напряжений $\dot{\sigma}$ описываются реакционно-диффузионными уравнениями $\dot{\varepsilon} = f(\varepsilon, \sigma) + D_{\varepsilon} \varepsilon''$ и $\dot{\sigma} = g(\sigma, \varepsilon) + D_{\sigma} \sigma''$. Здесь нелинейные функции $f(\varepsilon, \sigma)$ и $g(\sigma, \varepsilon)$ имеют смысл локальных скоростей изменения деформации и напряжений на микроскопическом уровне, а «диффузионные» члены $D_{\varepsilon} \varepsilon'' \ll D_{\sigma} \sigma''$ задают их мезо- и макромасштабное перераспределение, соответственно.

Для перехода от модели [65] к развиваемой достаточно положить, что $\dot{\varepsilon}$ определяется изменениями в динамической, а $\dot{\sigma}$ — в информационной подсистемах, причем обе они характеризуются различ-



Рис. 26. Блок-схема двухкомпонентной модели процесса пластического течения твердого тела.

ными масштабами, которые как множители входят в «диффузионные» коэффициенты D_ϵ и D_σ , представляемые в общем виде как $D = VL$ [64]. Для информационной подсистемы масштаб $L \approx \lambda L$ порядка размера образца, а для динамической он может быть отождествлен с размером дислокационного ансамбля $L \approx d \ll \lambda$.

Таким образом, развиваемая двухкомпонентная модель основана на естественной взаимосвязи двух хорошо известных эффектов, изучавшихся ранее практически независимо друг от друга:

- собственно деформации, вызываемой движением решеточных дефектов разного типа, в частности, дислокаций, их ансамблей, двойников и т.п. (динамическая подсистема),
- акустической эмиссии, сопровождающей работу любых механизмов пластического течения (информационная подсистема). Роль импульсов акустической эмиссии сводится к перераспределению упругих полей и передаче упругой энергии от релаксирующих концентраторов напряжений к возникающим.

12.3. Применение модели для объяснения характера и эволюции автоволновых процессов локализации деформации

Рассмотрим возможности применения предложенной модели к объяснению природы автоволн, соответствующих последовательным стадиям деформационного упрочнения. При этом примем во внимание и используем сложный характер зависимости скорости распространения ультразвука от упругой и пластической деформации [5].

Оценка длины волны локализованного пластического течения. Одной из наиболее сложных проблем в понимании природы крупномасштабной периодичности в расположении очагов локализации деформации является согласование упомянутого автоволнового масштаба $5 \leq \lambda \leq 10$ мм с характерным масштабом дислокационных процессов $10^{-6} \leq b \leq 10^{-4}$ мм. Это согласование может быть достигнуто на базе данных об акустических свойствах деформируемой среды. Учтем, во-первых, что в нагруженном образце возникает мозаика, состоящая из различно напряженных областей микроскопического масштаба, связанных с концентраторами напряжений. Во-вторых, акты релаксации напряжений (дислокационные сдвиги), зарождающиеся у таких концентраторов, сопровождаются акустической эмиссией. Следовательно, состояние напряженного материала характерно тем, что в неоднородном поле концентраторов упругих напряжений блуждают случайные упругие импульсы, наложение которых на статические поля концентраторов повышает вероятность релаксационных актов пластической деформации.

Рассмотрим распространение такого импульса через зону с неоднородной плотностью дислокаций, например, уже существующий очаг пластического течения с неоднородной плотностью дислока-

ций. Для простоты положим, что плотность дислокаций в каждом из фрагментов убывает от центра к периферии. В силу известного соотношения $\sigma_i \approx Gb\sqrt{\rho}$ в такой зоне соответствующим образом неоднородно распределены и внутренние напряжения σ_i . Оценка длины волны локализованной деформации, основанная на использовании акустических свойств деформируемой среды, может быть сделана на основании описанного в [90] эффекта расщепления поперечной ультразвуковой волны в поле упругих напряжений. Согласно [90], поперечная ультразвуковая волна в упруго напряженной области расщепляется на два взаимно перпендикулярно поляризованных луча, распространяющихся со скоростями $v_1 \neq v_2$ и имеющих длины волн $\zeta_1 = v_1/\omega$ и $\zeta_2 = v_2/\omega$ соответственно. Тогда разность:

$$\delta\zeta = \zeta_2 - \zeta_1 \approx \frac{v_2 - v_1}{\omega} \approx \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2\omega\rho V_\perp}. \quad (9)$$

Оценивая $\delta\zeta$ количественно, положим, что в (9) разность главных нормальных напряжений $\sigma_2 - \sigma_1 \approx 10^8$ Па, плотность вещества $\rho \approx 5 \cdot 10^3$ кг/м³, $V_\perp \approx 3 \cdot 10^3$ м/с, а соответствующая максимуму интенсивности в спектре акустического излучения при пластической деформации металлов частота $\omega \approx 10^6$ Гц. В этом случае $\delta\zeta \approx 0,1$ мм, то есть при $\zeta_1 \approx 2$ мм $\zeta_2 \approx 1,9$ мм. Вероятность инициирования нового акта термоактивированного сдвига выше там, где совпадают максимумы квадратов напряжений в обеих волнах, то есть, где выше накопленная упругая энергия. Это соответствует $\lambda \approx 10$ мм, что по порядку величины близко к наблюдаемой длине автоволны локализованной пластической деформации.

Автоволны и стадийность пластического течения. Как было показано выше, при анализе большого объема экспериментальных данных каждой стадии деформационного упрочнения соответствует определенный тип автоволнового процесса. При этом разница в характеристиках волн остается только количественной. Поэтому достаточно ограничиться только попыткой качественного согласования предложенных ранее моделей с общей двухкомпонентной моделью локализованного пластического течения. При этом примем, что в ходе растяжения образца последовательно меняются законы деформационного упрочнения и стадии течения, соответствующие им. Стадийность процесса пластического течения достаточно удобно характеризуется соотношением (1), в котором показатель параболности n принимает значения в зависимости от действующего на данной стадии закона деформационного упрочнения.

При деформации на стадии площадки текучести ($n = 0$) материал последовательно переводится из упруго напряженного в пластически деформированное состояние, так что на этой стадии в образце сосуществуют упругая и пластически деформированная среды, разделенные движущимся фронтом полосы Чернова–Людерса. Специаль-

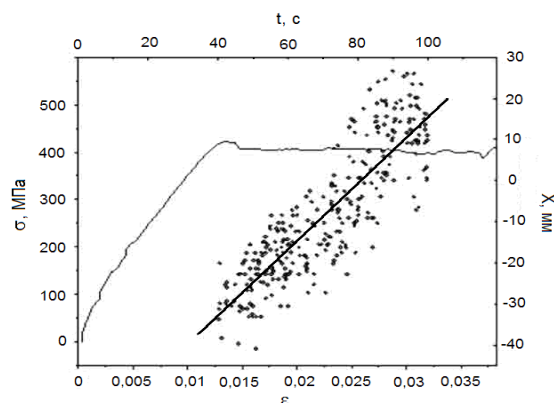


Рис. 27. Акустическое излучение полосы Чернова–Людерса. Сплошная линия — кривая пластического течения $\sigma(\varepsilon)$, точки — положения источников эмиссии.

но проведенные на стадии площадки текучести низкоуглеродистой (менее 0,1 масс.% С) стали исследования акустической эмиссии, позволившие локализовать координаты источников ультразвука, показали, что излучающая акустические импульсы область шириной ~ 10 мм совпадает с визуально наблюдаемой полосой (рис. 27).

Вне этой зоны регистрируется значительно меньше акустических импульсов, и расположение их источников случайно. Таким образом, как обычно и принимается в стандартных моделях полосы Чернова–Людерса [91, 92], все события, связанные с деформацией на площадке текучести (при $\sigma = \text{const}$), локализованы в узкой зоне, разделяющей упруго напряженную и пластически деформированную части образца. Это позволяет рассматривать распространение полосы как движение автоволны переключения [69]. При этом в той части образца, которая находится еще в упругом состоянии, не возникают концентраторы напряжений, способные генерировать пластические сдвиги на этой стадии [91]. По этой причине акустическая эмиссия не может инициировать в этой зоне пластическую деформацию.

На стадии линейного деформационного упрочнения в образце возникает система равноудаленных и согласованно движущихся с постоянной скоростью очагов локализованной деформации — типичная фазовая автоволна [69]. В основе постоянства ее характеристик могут лежать следующие обстоятельства. В работе [93] при исследовании скорости распространения ультразвука в поликристаллах пластически деформируемого алюминия удалось показать, что на стадии линейного деформационного упрочнения остаются постоянными скорость ультразвука и размер областей когерентного рассеяния, определяемый рентгенографическим способом.

Это обстоятельство косвенно указывает на неизменность дислокационной структуры материала на стадии линейного деформационного упрочнения, поскольку на стадиях с переменным коэффициентом упрочнения скорость ультразвука является немонотонной функцией деформации (рис. 25). Что касается скорости распространения автоволн на этой стадии пластического течения, то в [83] было показано, что она определяется скоростью распространения поперечных ультразвуковых волн V_{\perp} , коэффициентом вязкого торможения дислокаций B и дислокационной вязкостью кристалла η

$$V_{aw} \approx \frac{B}{\eta} \frac{V_{\perp}}{\theta}. \quad (10)$$

Сделаем естественное предположение, что B лишь слабо зависит от деформации, поскольку контролирует «надбарьерное» движение дислокаций [85], при котором дислокации не взаимодействуют с дефектами. Тогда B зависит только от плотностей фононного и электронного газов [85]. В таком случае упомянутое постоянство размера области когерентного рассеяния может означать, что на стадии линейного деформационного упрочнения дислокационная вязкость $\eta \approx \text{const}$, откуда следует $V_{aw} = \text{const}$. Оценка длины волны локализованной деформации, основанная на таких предположениях, сделана в [94].

На стадии тейлоровского деформационного упрочнения ($n = 1/2$) формирование стационарной системы очагов также допускает интерпретацию, использующую соотношение (10). Процессы поперечного скольжения, характерные для этой стадии [1], ведут к лавинообразному росту плотности дислокаций в очагах локализованной деформации, что вызывает соответствующий рост вязкости η и в соответствии с (10) ведет к уменьшению скорости перемещения очагов локализованной деформации вплоть до $V_{aw} = 0$, то есть, к их остановке. Возникающая в этом случае картина классифицируется как стационарная диссипативная структура [64]. В качестве важной дополнительной информации заметим также, что на стадии тейлоровского деформационного упрочнения в опытах с регистрацией акустических импульсов одновременно с записью кривой течения $\sigma(\epsilon)$ удалось обнаружить существование эквидистантно расположенных стационарных зон с повышенной плотностью излучения ультразвуковых импульсов.

На стадии предразрушения [73] картина макролокализованной пластической деформации имеет две особенности. Прежде всего, на этой стадии очаги локализованной деформации снова начинают двигаться со скоростями, которые, как показано в разделе 10, различны для каждого из них, но сохраняют постоянство во все время существования (рис. 21, б–з). Скорость очагов зависит только от места их зарождения: чем ближе это место к зоне будущего разру-

шения, тем медленнее очаг движется. Таким образом, уже с начала стадии предразрушения скорости движения очагов локализованной деформации самосогласуются так, чтобы обеспечивался их одно-временный «приход» в центр. Нередко для определения X^* и t^* требуется экстраполяция зависимости $X(t)$ к большим временам, как это можно видеть на рис. 21, ж. Таким образом, оказывается, что место разрушения и время жизни образца до разрушения детерминированы процессами, происходящими на более ранних стадиях пластического течения. Из всех очагов локализованной пластичности с течением времени «выживает» только один, положение которого уже при рождении соответствует месту образования макроскопической шейки и вязкого разрушения. Обычно, появившись еще на стадии тейлоровского деформационного упрочнения при $n \approx 1/2$, такой очаг остается затем почти неподвижным вплоть до разрушения, но деформация в нем постепенно растет по мере затухания активности процесса течения в других областях.

Еще одна особенность локализации пластического течения на стадии предразрушения состоит в том, что новые очаги могут быть пространственно не связаны с существовавшими ранее на стадии тейлоровского деформационного упрочнения при $n = 1/2$.

При объяснении природы процессов на этой стадии пока ограничимся только некоторыми деталями, рассмотрев упомянутые особенности качественно на основании формулы (10). Инициирование движения очагов локализованной пластичности можно связать с обычным для заключительной стадии процесса пластического течения уменьшением коэффициента деформационного упрочнения в (10) и сопровождающим его экспериментально обнаруженным ростом скорости ультразвука V_{\perp} [93] на этой стадии (рис. 25).

Рождение новых очагов локализованной пластичности в рамках развиваемой модели может соответствовать условию интерференции испускаемых импульсов акустической эмиссии между уже имеющимися очагами активной деформации, что способствует рождению нового очага локализованной пластичности. В начале стадии предразрушения каждый уже имеющийся очаг симметрично окружен соседними, так как на стадии линейного деформационного упрочнения и в конце тейлоровской стадии $\lambda = \text{const}$. В таком случае при уменьшении расстояния между очагами с одинаковыми деформационными полями должна возникать сила отталкивания, объясняющая, почему очаги, зародившиеся на большем расстоянии от места будущего разрушения имеют большую скорость движения, как это определяется соотношением (6). В рамках таких представлений картина, иллюстрирующая поведение автоволны на стадии предразрушения, напоминает движение витков пружины в процессе ее сжатия. Стадия предразрушения заканчивается коллапсом автоволны локализованной пластической деформации [81] с прекраще-

нием пластической деформации и образованием вязкой трещины.

Таким образом, переход от пластического течения (стадии линейного и тейлоровского деформационного упрочнения) к вязкому разрушению совершается как «коллапс» автоволны локализации или стягивание последней в месте будущего разрушения образца, вызванное изменением свойств деформируемой среды в процессе пластического течения.

13. ОБОБЩЕННЫЙ СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЙ ДЕФОРМИРУЕМОЙ СРЕДЫ. КОНДЕНСАЦИЯ КАК ПРИНЦИП ЭВОЛЮЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Обсуждая основные черты предложенной модели, следует обратить внимание еще на одно важное обстоятельство. Двухкомпонентная модель, увязывающая акустические и деформационные процессы в твердых телах, предполагает существование гибридного спектра возбуждений фононной и дислокационной подсистем деформируемого кристалла. Такой спектр можно получить, совместив линейный график дисперсионного соотношения для (поперечных) фононов $\omega \approx V_{\perp} k$ (без учета дисперсии скорости звука в области высоких частот $\omega \rightarrow \omega_D$) с параболической кривой дисперсионного соотношения для автоволн локализованной пластичности $\omega = \omega_0 + \alpha(k - k_0)^2$, вид которой установлен в [95]. Результат совмещения для поликристаллического Al представлен на рис. 28. Оценка показывает, что координаты точки пересечения графиков в высокочастотной области физически оправданы: $\hat{\omega} \approx \omega_D \approx 10^{13}$ Гц (ω_D — дебаевская частота), а $k = 2\pi/\hat{\lambda}$ отвечает минимальной возможной длине волны $\lambda_{\min} = \hat{\lambda} \approx a$ (вставка на рис. 28). Это косвенно подтверждает применимость описания пластического течения как взаимодействия газа фононов с квазичастицами, отвечающими автоволнам локализованного пластического течения.

Более интересна ситуация вблизи точки пересечения линейной и параболической зависимостей в низкочастотной области при малых значениях волнового числа, где, очевидно, гибридная зависимость $\omega(k)$ или $E(p)$ имеет локальный максимум. Его существование может быть связано с рождением дислокаций при упругой нелинейной деформации исходно бездефектного кристалла по механизму конденсации длинноволновых фононов. Детали такого подхода были рассмотрены в монографии [96], авторы которой последовательно проанализировали с квантовых позиций общую проблему образования дефектов в кристаллах и показали, что рождение дислокаций, дислокационных стенок, границ зерен и других дефектов в идеальном кристалле является результатом бозеконденсации длинноволновых фононов при деформации или температурном воздействии.

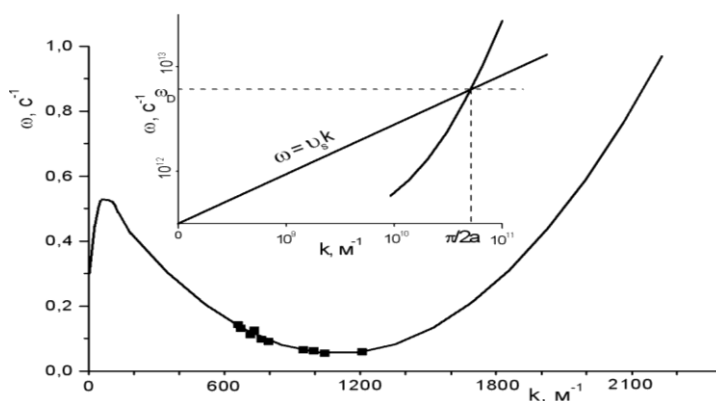


Рис. 28. Обобщенное дисперсионное соотношение для автоволн локализованного пластического течения и упругих волн (для алюминия), на вставке — высокочастотная область дисперсионных зависимостей.

Рождающиеся в результате этого процесса индивидуальные дислокации неустойчивы, но их энергия уменьшается при увеличении или уменьшении волнового числа k . Можно полагать, что первый случай соответствует образованию и развитию так называемых низкоэнергетических дислокационных структур [97] (в пределе — очагов локализованной пластической деформации), а второй ведет к зарождению хрупких микротрещин.

Приведенные рассуждения позволяют сформулировать общий подход к проблеме стадийности локализованного пластического течения твердых тел. Он основан на том, что каждому этапу процесса соответствуют квазичастицы, плотность которых к концу этапа настолько возрастает, что они спонтанно конденсируются, порождая квазичастицы нового типа. Эту закономерность впервые отметил В. И. Владимиров [98].

Экспериментальные данные, полученные в наших исследованиях, позволяют представить эту последовательность следующим образом. На стадии упругой деформации в кристалле существуют только элементарные возбуждения — фононы. Конденсация фононов порождает кванты пластического сдвига (дислокации) по механизму [96], давая начало пластическому течению. На макромасштабном уровне этот процесс проявляется в формировании автоволн локализованного пластического течения и включает в себя несколько последовательных стадий конденсации дислокаций в различные автоволновые структуры, которым, как показано в [81, 82], в соответствие может быть поставлен определенный тип квазичастиц. И, наконец, коллапс автоволны локализованной деформации может рассматриваться как процесс конденсации активных очагов локализованной деформации с образованием, например, кванта

разрушения — «крекона» (термин предложен авторами [99]) и его дальнейшим движением при развитии трещины.

Сформулированные представления позволяют включить локализованное пластическое течение в ряд макроскопических явлений, таких, например, как сверхтекучесть и сверхпроводимость, в которых на макроскопическом масштабе проявляются квантовые свойства вещества [100, 101]. На эту возможность указывает совпадение форм дисперсионных кривых для автоволн пластического течения (рис. 28) и для сверхтекучего He^4 [101]. Кроме того, квадратичная дисперсионная кривая автоволн локализованной пластичности, приведенная на рис. 28, аналогична спектру элементарных возбуждений сверхпроводника [101]. Сходство названных явлений состоит в том, что лежащие в их основе коллективные эффекты не допускают возможности описания в рамках моделей, основанных на аддитивных свойствах индивидуальных носителей (в случае пластического течения — дислокаций). По этой причине для корректного описания пластического течения необходим учет явлений самоорганизации деформируемой среды в форме автоволн локализованной пластической деформации.

14. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важнейшей закономерностью процесса пластического течения на макроскопическом уровне является его склонность к локализации на всех этапах. Главный результат, полученный при исследовании локализации пластической деформации — это установление универсального характера данного явления и общность форм его проявления в самых разнообразных материалах. Локализация начинается вместе с началом процесса течения и заканчивается в момент разрушения образца, детали или конструкции, принимая на этом пути различные (немногочисленные) формы, закономерно сменяющие одна другую. Важно, что формы эти только в количественном смысле зависят от структуры и типа кристаллической решетки исследуемого материала и полностью определяются лишь действующими на соответствующей стадии законами деформационного упрочнения $\theta = \theta(\epsilon)$.

Важным результатом настоящей работы является установление особенностей развития локализации пластической деформации на стадии предразрушения материалов, когда в уравнении параболической стадии пластического течения показатель параболичности $n < 1/2$. При исследовании кинетики этой стадии процесса оказалось, что образованию макроскопической шейки предшествует сложный процесс согласованного движения вдоль образца макроскопических очагов пластической локализации, завершающийся их слиянием в месте и в момент разрушения.

Стадийность пластической деформации связана с последовательной сменой автоволновых картин локализованного течения по следующему сценарию: автоволна переключения→фазовая автоволна→диссипативная стационарная структура→коллапс автоволны локализованной пластичности.

Экспериментальные результаты и их интерпретация указывают также на важность учета тесной взаимосвязи ансамблей дефектов с фононной подсистемой в кристаллах. Предложенная на этой базе двухкомпонентная модель пластического течения правильно объясняет возникновение корреляций макроскопического масштаба при локализации пластического течения в деформируемых металлах и сплавах.

Как было показано, автоволновые процессы, генерируемые в процессе пластического течения, принципиально отличаются от упругих волн и волн пластичности, существование которых в твердых телах было отмечено другими исследователями. Автоволновые процессы самопроизвольно порождаются в деформируемой среде благодаря ее нелинейности [102]. Для описания таких нелинейных процессов плодотворно привлечение принципов синергетики, которые оказываются весьма продуктивными в физике пластичности [62], поскольку позволяют использовать для анализа и интерпретации экспериментальных результатов развитый аппарат теории информации [103]. Традиционный путь в объяснении закономерностей пластического течения был направлен от явлений с микроскопическими масштабами через мезоскопические к макроскопическим. В предложенной работе этот путь проходит в противоположном направлении — от макроскопических к микроскопическим явлениям. Мы выражаем надежду на связанный с этим возможный прогресс в понимании природы пластического течения.

15. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко признательны своим коллегам докторам наук С. А. Баранниковой и Б. С. Семухину, а также всем другим сотрудникам Лаборатории физики прочности ИФПМ СО РАН за неоценимую помощь в проведении экспериментов и обсуждении результатов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. Фридель, *Дислокации* (Москва: Мир: 1967).
2. L. B. Zuev, *Ann. Phys.*, **10**, No. 11–12: 965 (2001).
3. L. B. Zuev, *Ann. Phys.*, **16**, No. 4: 286 (2007).
4. L. B. Zuev, V. I. Danilov, and S. A. Barannikova, *Int. J. Plasticity*, **17**, No. 1: 47 (2001).
5. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, Б. С. Семухин, *Успехи физ. мет.*, **3**, №3: 237 (2002).

6. С. А. Баранникова, *Кинетика и эволюция макролокализации деформации в металлических монокристаллах при скольжении и двойниковании* (Автореферат дисс. ... д. ф.-м. н.) (Томск: ИФПМ СО РАН: 2005).
7. А. Кадич, Д. Эделен, *Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций* (Москва: Мир: 1987).
8. В. В. Рыбин, *Большие пластические деформации и разрушение металлов* (Москва: Металлургия: 1986).
9. J. J. Gilman, *Mech. Mater.*, **17**, No. 1: 83 (1994).
10. Е. Э. Засимчук, *Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации* (Киев: Наукова думка: 1989).
11. В. Е. Панин, *Физич. мезомехан.*, **1**, №1: 5 (1998).
12. Д. К. Чернов, *Д. К. Чернов и наука о металлах* (Москва: Металлургиздат, 1950).
13. W. Lüders, *Dinglers Polytechhisches Journal*, **155**, No. 5: 18 (1860).
14. Я. Б. Фридман, *Механические свойства металлов. Ч. 1. Деформация и разрушение* (Москва: Машиностроение: 1974).
15. Ж. П. Пуарье, *Высокотемпературная пластичность кристаллических тел* (Москва: Металлургия: 1982).
16. Т. Екобори, *Физика и механика разрушения и прочности твердых тел* (Москва: Металлургия: 1971).
17. Н. А. Бриллиантов, И. В. Обреимов, *ЖЭТФ*, **5**, №3–4: 330 (1935).
18. А. В. Степанов, *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, №4–5, 797 (1935).
19. И. А. Одинг, В. С. Иванова, В. В. Бурдукский, В. Н. Геминев, *Теория ползучести и длительной прочности металлов* (Москва: Металлургиздат: 1959).
20. Ф. Гарофало, *Законы ползучести и длительной прочности металлов* (Москва: Металлургия: 1968).
21. М. А. Кибардин, *Зав. лаб.*, **47**, №9: 85 (1981).
22. И. Н. Богачев, А. А. Вайнштейн, С. Д. Волков, *Статистическое металловедение* (Москва: Металлургия: 1984).
23. А. А. Пресняков, *Локализация пластической деформации* (Алма-Ата: Наука: 1981).
24. В. И. Трефилов, В. Ф. Моисеев, Э. П. Печковский, *Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов* (Киев: Наукова думка: 1987).
25. Р. Хоникомб, *Пластическая деформация металлов* (Москва: Мир: 1972).
26. В. И. Данилов, Л. Б. Зуев, В. В. Горбатенко, К. В. Гончиков, К. В. Павличев, *Зав. лаб.*, **72**, №12: 40 (2006).
27. F. W. Noble and D. Hull, *Phil. Mag.*, 1965, **12**, No. 118: 777 (1965).
28. В. Е. Панин, Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, Н. М. Мних, *ФММ*, **66**, №5: 1005 (1988).
29. L. V. Zuev, V. I. Danilov, N. V. Kartashova, and S. A. Barannikova, *Mater. Sci. Engng.*, **A234–236**: 699 (1997).
30. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, Н. М. Мних, А. И. Олемской, *Изв. вузов. Черн. мет.*, №10: 79 (1990).
31. L. V. Zuev, V. I. Danilov, S. A. Barannikova, and I. Yu. Zuykov, *Mater. Sci. Eng.*, **A319–321**: 160 (2001).
32. В. И. Данилов, Л. Б. Зуев, Е. В. Летахова, Д. В. Орлова, И. А. Охрименко, *ПМТФ*, **47**, №2: 176 (2006).
33. В. И. Данилов, Л. Б. Зуев, В. Е. Панин, Н. М. Мних, Л. В. Шершова, *ФММ*,

- 69, №3: 188 (1991).
34. Е. Шмид, В. Боас, *Пластичность кристаллов, в особенности, металлических* (Москва: ГОНТИ НКТП СССР: 1938).
 35. Ф. Р. Н. Набарро, З. С. Базинский, Д. Б. Холт, *Пластичность чистых монокристаллов* (Москва: Металлургия: 1967).
 36. А. Зегер, *Дислокации и механические свойства кристаллов* (Москва: ИИЛ: 1960).
 37. А. А. Предводителей, О. А. Троицкий, *Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах* (Москва: Атомиздат: 1973).
 38. И. И. Папилов, Г. Ф. Тихинский (Харьков: 1976) (Препринт/ ХФТИ: №76–23, 1976).
 39. И. Н. Христенко, И. И. Папилов, Г. Ф. Тихинский, В. М. Ажажа, П. М. Вьюгов (Харьков: 1976) (Препринт/ ХФТИ: №76–51, 1976).
 40. А. С. Займовский, Н. Г. Решетников, А. В. Никулина, *Циркониевые сплавы в ядерной энергетике* (Москва: Энергоатомиздат: 1994).
 41. Л. Б. Зуев, И. Ю. Зыков, В. И. Данилов, С. Ю. Заводчиков, *ПМТФ*, 41, №6: 133 (2000).
 42. Т. М. Полетика, Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, *Металлофиз. новейшие технол.*, 23, №10: 1357 (2001).
 43. В. И. Данилов, С. Ю. Заводчиков, С. А. Баранникова, И. Ю. Зыков, Л. Б. Зуев, *Письма в ЖТФ*, 24, №1: 26 (1998).
 44. У. Цвиккер, *Титан и его сплавы* (Москва: Металлургия: 1979).
 45. Б. А. Колачев, С. Я. Бецофен, *Физико-механические свойства легких конструкционных сплавов* (Москва: Металлургия: 1995).
 46. В. С. Бойко, Р. И. Гарбер, А. М. Косевич, *Обратимая пластичность кристаллов* (Москва: Наука: 1991).
 47. К. Otsuka and K. Shimizu, *Int. Metals Reviews*, 31, No. 3: 93 (1986).
 48. Л. Б. Зуев, Н. В. Каргашова, В. И. Данилов, Т. М. Полетика, *ЖТФ*, 66, №11: 190 (1996).
 49. S. N. Kulkov, Yu. P. Mironov, V. I. Danilov, S. A. Barannikova, B. P. Tolochko, and A. V. Bessergenev, *Nucl. Instruments and Methods in Phys. Res. A*, 448, No. 2: 267 (2000).
 50. G. Taylor, *Proc. Roy. Soc.*, A145, No. 3: 362 (1934).
 51. В. И. Данилов, С. В. Коновалов, С. В. Журавлева, Л. Б. Зуев, В. Е. Громов, *ЖТФ*, 75, №3: 94 (2005).
 52. В. Л. Инденбом, А. Н. Орлов, Ю. З. Эстрин, *Элементарные процессы пластической деформации кристаллов* (Киев: Наукова думка: 1978).
 53. М. М. Мышляев, *Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения* (Москва: Наука: 1972).
 54. L. B. Zuev, B. S. Semukhin, and N. V. Zarikovskaya, *Int. J. Solids Structures*, 40, No. 3: 941 (2003).
 55. L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. Y. Zavodchikov, and S. A. Barannikova, *J. Phys. IV (France)*, 9, No. 9: 165 (1999).
 56. С. А. Баранникова, *ЖТФ*, 70, №10: 138 (2000).
 57. Г. Лэмб, *Динамическая теория звука* (Москва: ГИФМЛ: 1960).
 58. Г. Кольский, *Волны напряжений в твердых телах* (Москва: ИИЛ: 1955).
 59. Л. М. Шестопапов, *Деформирование металлов и волны пластичности в них* (Москва–Ленинград: Изд-во АН СССР: 1958).
 60. А. И. Олемской, А. А. Кацнельсон, *Синергетика конденсированной среды*

- (Москва: Едиториал УРСС: 2003).
61. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах* (Москва: Мир: 1979).
 62. Г. Николис, И. Пригожин, *Познание сложного* (Москва: Мир: 1990).
 63. Г. Хакен, *Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам* (Москва: Мир: 1991).
 64. В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно, *Автоволновые процессы* (Москва: Наука: 1987).
 65. Л. Б. Зуев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **16**, №10: 31 (1994).
 66. L. B. Zuev and V. I. Danilov, *Int. J. Solids Structures*, **34**, No. 29: 3795 (1997).
 67. L. B. Zuev and V. I. Danilov, *Phil. Mag.*, **A79**, No. 1: 43 (1999).
 68. В. И. Кринский, А. М. Жаботинский, *Автоволновые процессы в системах с диффузией* (Горький: ИПФ АН СССР: 1981).
 69. А. Ю. Лоскутов, А. С. Михайлов, *Введение в синергетику* (Москва: Наука: 1990).
 70. Ш. Х. Ханнанов, С. П. Никаноров, *ЖТФ*, **77**, №1: 74 (2007).
 71. L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. A. Barannikova, and I. Yu. Zykov, *Applied Physics A*, **71**, No. 1: 91 (2000).
 72. Л. Б. Зуев, Т. М. Полетика, Г. Н. Нариманова, *Письма в ЖТФ*, **29**, №12: 74 (2003).
 73. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, *ЖТФ*, **75**, №12: 102 (2005).
 74. Я. Б. Зельдович, А. Д. Мышкис, *Элементы математической физики* (Москва: Наука: 1973).
 75. В. В. Стружанов, В. И. Миронов, *Деформационное разупрочнение материала в элементах конструкций* (Екатеринбург: ИМаш УрО РАН: 1995).
 76. А. А. Самарский, Н. В. Змитренко, С. П. Курдюмов, А. П. Михайлов, *ДАН СССР*, **227**, №2: 321 (1976).
 77. А. А. Самарский, Г. Г. Еленин, Н. В. Змитренко, С. П. Курдюмов, *ДАН СССР*, **237**, №6: 1330 (1977).
 78. В. С. Митлин, В. Н. Николаевский, *ДАН СССР*, **315**, №5: 1093 (1990).
 79. А. Н. Заикин, Т. Я. Морозова, *Биофизика*, **24**, №1: 124 (1978).
 80. Б. Б. Кадомцев, *Динамика и информация* (Москва: Редакция УФН: 1997).
 81. Л. Б. Зуев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **26**, №3: 361 (2004).
 82. L. B. Zuev, *Int. J. Solids Structures*, **42**, No. 3: 943 (2005).
 83. Л. Б. Зуев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **28**, №9: 1261 (2006).
 84. Л. Б. Зуев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **29**, №9: 1147 (2007).
 85. В. И. Альшиц, В. Л. Инденбом, *УФН*, **115**, №1: 3 (1975).
 86. С. Н. Комник, В. З. Бенгус, *ДАН СССР*, **166**, №4: 829 (1966).
 87. P. P. Gillis and M. A. Hamstad, *Mater. Sci. Engng.*, **14**, No. 1: 103 (1974).
 88. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, А. Г. Лунев, *Металлы*, №3: 99 (2004).
 89. Ф. Керкхоф. *Физика быстропотекающих процессов. Т. 2* (Москва: Мир: 1971).
 90. T. Tokuoaka and Yu. Iwashimizu, *Int. J. Solids Structures*, **4**, No. 2: 383 (1968).
 91. H. Fujita and S. Miyazaki, *Acta Met.*, **26**, No. 9, 1273 (1978).
 92. H. B. Sun, F. Yoshida, M. Ohmori, and X. Ma, *Materials Letters*, **57**, No. 23: 2435 (2003).
 93. L. B. Zuev and B. S. Semukhin, *Phil. Mag.*, **A82**, No. 6: 1183 (2002).
 94. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, Н. В. Зариковская, *ЖТФ*, **71**, №5: 57 (2001).
 95. С. А. Баранникова, *Письма в ЖТФ*, **30**, №8: 75 (2004).

96. Х. Умэдзава, Х. Мацумото, М. Татики, *Термополевая динамика и конденсированные состояния* (Москва: Мир: 1985).
97. D. Kuhlmann-Wilsdorf, *Dislocations in Solids* (Eds. F.R.N. Nabarro and M. S. Duesbery) (Amsterdam–Boston: Elsevier: 2002).
98. В. И. Владимиров, *Вопросы теории дефектов в кристаллах* (Ленинград: Наука: 1987).
99. Е. М. Морозов, Л. С. Полак, Я. Б. Фридман, *ДАН СССР*, **146**, № 3: 537 (1964).
100. Д. Р. Тилли, Дж. Тилли, *Сверхтекучесть и сверхпроводимость* (Москва: Мир: 1977).
101. Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский, *Квазичастицы в физике конденсированного состояния* (Москва: Физматлит: 2005).
102. А. М. Косевич, А. С. Ковалев, *Введение в нелинейную физическую механику* (Киев: Наукова думка: 1989).
103. Д. С. Чернавский, *Синергетика и информация* (Москва: Едиториал УРСС: 2004).