01;05

АВТОВОЛНЫ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Л.Б.Зуев, В.И.Данилов, В.В.Горбатенко

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
634048, Томск, Россия
(Поступило в Редакцию 12 августа 1994 г.)

Пластическая деформация твердых тел рассматривается как процесс формирования и распространения автоволн различного типа при нагружении образцов из пластичных материалов. Показано, что каждому типу автоволн отвечает определенный вид активной среды (возбудимой или автоволновой), которые различаются природой и масштабом структурных неоднородностей, создающихся в процессе пластического течения. Прослежена эволюция активных сред и соответствующих им полновых режимов в твердых телах с различной природой пластической деформации. Приведены количественные оценки параметров автоволн, таких как длина и скорость распространения. Показано, что автоволновые картины расширяют возможности анализа кинетики процессов, ответственных за пластическое течение и локализацию деформации.

Введение

Локализация пластической деформации возникает в исходно макроскопически однородном материале и приводит к спонтанному сосредоточению пластического течения в одной или нескольких зонах образца, которые могут перемещаться по объему деформируемого материала [1,2]. Неоднородность пластического течения приобретает макроскопический масштаб, причем прогноз поведения материала в такой ситуации практически невозможен, поскольку явление локализации деформации многолико и, насколько известно, до сих пор нет какого-либо универсального объяснения эффектов [2]. Очень важно, что по мере повышения чувствительности, используемой для регистрации пластического формоизменения аппаратуры, явление локализации обнаруживается на все более ранних стадиях нагружения и во все более разнообразных формах.

Так, экспериментальные исследования процессов пластического течения твердых тел [3–6], выполненные с помощью методики спекл-интерферометрии [7,8], показали, что пластическая деформация с самых начальных этапов протекает неоднородно, но в этой неоднородности часто появляется существенная пространственно-временная организованность, позволяющая использовать для описания явлений понятие волны и ее характеристики: длину, скорость распространения и частоту колебаний [3]. В то же время, несмотря на довольно большой объем материала, уже накопленного в этой области, остаются трудности в понимании природы наблюдаемых волн и причин их возникновения. В частности, серьезной проблемой является объяснение величины длины волны ($\lambda \approx 5 \ldots 10$ мм), постоянной почти для всех условий деформирования и всех материалов и малой скорости распространения волн ($v_{pv} \approx 10^{-5} \ldots 10^{-4}$ м/с) [3,4].

Экспериментальные результаты

Настоящая работа представляет собой попытку обобщения экспериментальных данных о пространственно-временны́х особенностях процесса пластического течения на разных стадиях и построения на этой основе качественной модели, включающей исследуемые закономерности в определенный класс широко обсуждаемых в настоящее время (безотносительно к проблеме пластической деформации) явлений. В качестве объектов исследования использованы моно- и поликристаллы Al, монокристаллы сплава Cu–Ni–Sn в закаленном (однофазном) и дисперсионно-упрочненном состояниях, сплав Ni_3Mn (поликристалл) в упорядоченном состоянии, низкоуглеродистая сталь, а также металлические стекла разного состава. Такой выбор определен главным образом тем, что для всех перечисленных материалов существуют достаточно надежные и полные сведения о микромеханизмах пластического течения и дефектной структуре.

Для количесвенного анализа картин пластической деформации использовался метод спекл-интерферометрии [7]. Не останавливаясь здесь на ранее описанных деталях его применения в исследованиях кинетики пластического течения [8], укажем, что, измерив с его помощью поле вектора смещений $\mathbf{r}(x, y)$, можно получить и построить поля всех компонент тензора пластической дисторсии β для случая плоского напряженного состояния [9]

$$\beta = \nabla \mathbf{r} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} \end{vmatrix} + \omega_z. \tag{1}$$

Здесь $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}$ — продольная и поперечная компоненты тензора деформации; $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx}$ — сдвиговая компонента; ω_z — поворот вокруг оси, нормальной к поверхности исследуемого образца. Направление растяжения совпадает с осью x. Если пластическое течение начинается с площадки текучести (низкоуглеродистая сталь, упорядоченный сплав Ni_3Mn) или стадии легкого скольжения с малым коэффициентом деформационного упрочнения (сплав Cu–Ni–Sn), то распределение деформаций вдоль оси образца выглядит так, как показано на рис. 1–3. Для всех указанных ситуаций характерно, что в направлении растяжения распространяется очаг деформации, в котором локализовано на данный

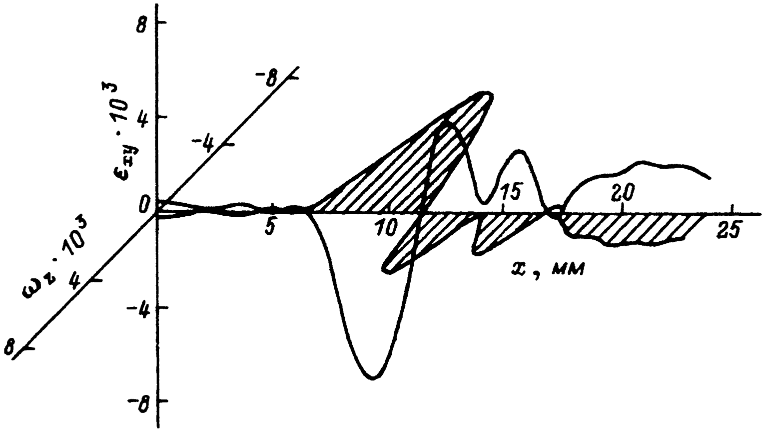

Рис. 1. Движение фронта полосы Людерса при деформации на площадке текучести в стали 10Г2Ф. Скорость движения $4.5 \cdot 10^{-5}$ м/с.

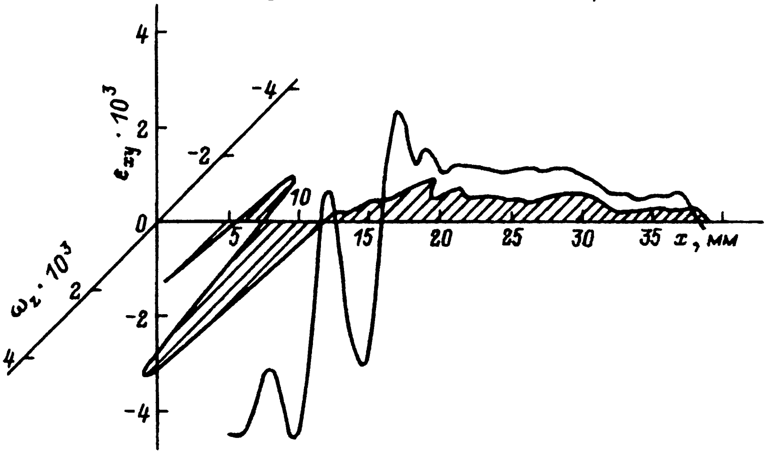

Рис. 2. Движение фронта деформации на стадии легкого скольжения в монокристалле Cu–Ni–Sn (закаленное состояние). Скорость движение $6.5 \cdot 10^{-5}$ м/с.

Рис. 3. Движение фронта деформации в упорядоченном сплаве Ni_3Mn. Площадка текучести; скорость движения фронта 10^{-4} м/с.

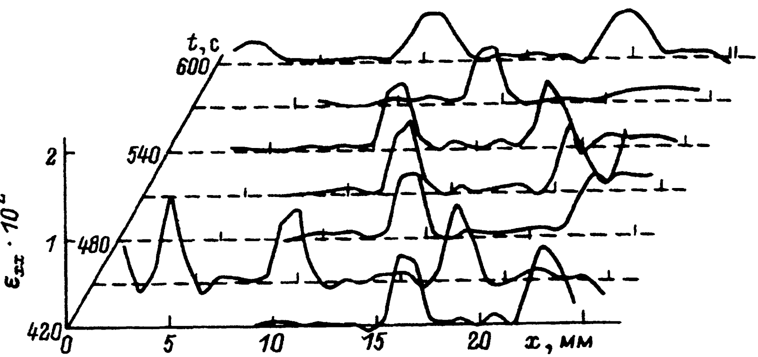

Рис. 4. Бегущие автоволны на стадии линейного упрочнения закаленных монокристаллов Cu–Ni–Sn. Скорость распространения $7.5 \cdot 10^{-5}$ м/с.

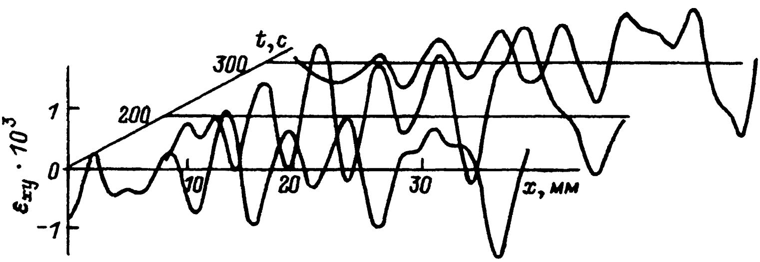

Рис. 5. Стационарная диссипативная структура (стоячая волна) при деформации монокристаллов алюминия.

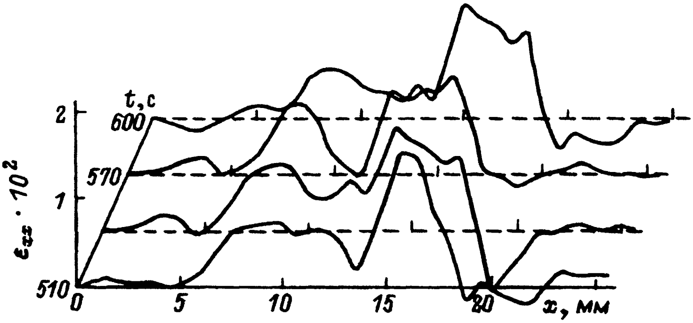

Рис. 6. То же для монокристаллов сплава Cu–Ni–Sn в дисперсионно упрочненном состоянии.

момент пластическое течение. В низкоуглеродистой стали это явление, хорошо известное как движение фронта полосы Людерса [10], наблюдается невооруженным глазом, но метод спекл-интерферометрии существенно детализирует картину [6]. Приведенные на рис. 1–3 данные позволяют говорить о типичности подобных особенностей. Ранее распространение аналогичных фронтов при ударном нагружении детально исследовалось в работах Шестопалова [11].[1]

Если кривая пластического течения имеет с самого начала параболический вид (поликристаллический Al, упрочненные монокристаллы Su–Ni–Sn), то наблюдаемые картины распределений компонент тензора дисторсии по образцу во время растяжения с постоянной скоростью и их эволюция во времени выглядят иначе. Это относится также к стадии линейного упрочнения монокристаллов Cu–Ni–Sn в закаленном состоянии. В этих случаях могут наблюдаться следующие два типа явлений: распространение последовательности очагов пластического течения (волновой процесс — монокристаллы Cu–Ni–Sn (рис. 4)); локализованные, не перемещающиеся вдоль образца зоны пластической деформации ("стоячие" волны — поликристаллический Al (рис. 5), монокристаллы Cu–Ni–Sn в упрочненном состоянии (рис. 6)).

Наконец, в некоторых случаях, например при деформации металлических стекол [12,13] или сталей [14], наблюдаются почти неупорядоченные распределения $\varepsilon_{xy}(x)$, нерегулярно меняющиеся во времени. Таким образом, различны не только детальные картины пластической деформации разных материалов, но и в ходе деформации одного материала возможно изменение характера ее локализации, как это происходит на стадиях легкого скольжения и линейного упрочнения монокристаллов Cu–Ni–Sn. Очаги деформации, выявляемые при использовании метода спекл-интерферометрии, суть зоны локализации деформации, формирующиеся и развивающиеся в ходе пластического течения по определенным, но различным для разных материалов законам.

Автоволновая модель пластичности

Известно, что в ходе пластического течения дефектная структура материала претерпевает кардинальные изменения как в количественном (плотность дислокаций), так и в качественном (форма дислокационных ансамблей) отношении [10,15]. Разумеется, между двумя процессами — локализацией деформации всех типов и эволюцией дислокационной структуры должна существовать связь, но непосредственный переход от одного уровня описания к другому слишком сложен или вообще невозможен в рамках существующих моделей. В то же время необходимый прогресс в понимании природы наблюдаемых особенностей пластической деформации может быть достигнут при использовании метода, широко и успешно применяемого в последние годы для анализа процессов в далеких от равновесия открытых системах [16–18], к которым, без сомнения, должно быть отнесено деформируемое твердое тело. Речь идет о варианте синергетического описания, использующего представление об автоволнах [18]. С его помощью удается объяснить

---

[1] На это обстоятельство обратил внимание авторов А.И.Слуцкер.

закономерности образования макромасштабных неоднородностей в химических и биологических [17] системах, электронно-дырочной плазме [19] и ряде других достаточно сложных объектов.

Основные черты названного подхода таковы. Характеризующая систему функция координат и времени $X(x, y, z, t)$ удовлетворяет базовому уравнению параболического типа

$$\dot{X} = f(X) + D_X \Delta X, \tag{2}$$

причем нелинейная функция $\dot{X} = f(X)$, называемая точечной динамикой системы, должна быть автоколебательной [16,20]. В (2) D_X — коэффициент диффузии, Δ — лапласиан.

Для решения таких уравнений существенно [16], что описываемые или динамические процессы приобретают макроскопический линейный масштаб за счет локальных взаимодействий, каждое из которых, однако, макромасштаба не имеет (точечная динамика). Как показано в ряде работ, развивающих подобный метод [16–19], более гибок вариант, когда одновременно рассматривается поведение контролирующих кинетику процесса автокаталитического и демпфирующего факторов; они по отдельности удовлетворяют уравнению типа (2), но нелинейные функции справа отличаются временными и пространственными масштабами. При этом для каждой системы прежде всего следует обоснованно выбрать указанные факторы. Это может оказаться нетривиальной задачей, тем более что [17] наличие в деформируемой системе веществ или структур, прямо отождествляемых с активаторами и ингибиторами, необязательно.

Состояние материала при пластическом течении задается упругим напряжением σ и пластической деформацией ε и имеет смысл в таком качестве использовать именно эти величины [21]. Упругие напряжения играют роль демпфирующего, а пластическая деформация — автокаталитического фактора, чему в [21] дается простая и убедительная интерпретация: упругое растяжение приводит к адиабатическому снижению температуры и торможению, а пластические сдвиги, напротив, к разогреву и ускорению термоактивированных процессов деформации.

Тогда в одномерном случае для автокаталитического и демпфирующего факторов получается система уравнений типа (2) в виде

$$\dot{\varepsilon} = f(\sigma, \varepsilon) + D_\varepsilon \varepsilon'', \tag{3а}$$

$$\dot{\sigma} = g(\sigma, \varepsilon) + D_\sigma \sigma''. \tag{3б}$$

Возможны, разумеется, и другие варианты записи указанной пары факторов, контролирующих процесс пластического течения, но выбор между ними должен быть основан на сравнении результатов решений соответствующих уравнений, что пока преждевременно.

В записи нелинейных функций $f(\sigma, \varepsilon)$ и $g(\sigma, \varepsilon)$ в (3а), (3б), отражающих динамику точечной системы, целесообразно учесть релаксационную природу элементарного акта пластичности, в котором взаимосвязанно меняются σ и ε [22].

Смысл диффузионных членов в (3а), (3б) состоит в том, что первоначальное распределение упругих полей и деформаций за счет случайных перестроек воспроизводится на характерных расстояниях L

и l через соответствующие времена релаксации упругих напряжений и пластической деформации ϑ и θ. Коэффициенты диффузии D_ε и D_σ выражаются через эти параметры обычным образом [23]

$$l^2 \approx D_\varepsilon \theta, \tag{4а}$$

$$L^2 \approx D_\sigma \vartheta. \tag{4б}$$

Дальнейший анализ (3а), (3б) производится двумя путями. Исследование характера точечной динамики (без членов $D_\varepsilon \varepsilon''$ и $D_\sigma \sigma''$) позволяет [16] уточнить возможные режимы процессов в деформируемой среде, а оценка коэффициентов диффузионного типа дает количественные сведения о пространственно-временны́х распределениях σ и ε [24].

Запишем конкретный вид функций $f(\sigma, \varepsilon)$ и $g(\sigma, \varepsilon)$. В качестве первой может быть взят закон пластического течения [25,26]

$$\dot{\varepsilon} = f(\sigma, \varepsilon) = \varepsilon/\theta + \sigma/\eta. \tag{5а}$$

Здесь η — вязкость деформируемой среды. При записи $g(\sigma, \varepsilon)$ обычно используется уравнение для вязкоупругой среды [25]. Так было сделано, например, в [3,26,27], где оно формально дополнено членом, пропорциональным $\sigma\varepsilon$, который отражает вклад долгоживущей гидродинамической моды, связанной с деформационными дефектами. Введение такого члена предполагает гиперболическую зависимость напряжений от деформации в процессе релаксации. В то же время при термоактивационном характере релаксации эта зависимость должна быть логарифмической, что прямо вытекает из соотношения Аррениуса [28] для скорости деформации. По этим причинам в настоящей работе вклад деформации в $g(\sigma, \varepsilon)$ задается в виде

$$\dot{\sigma} = g(\sigma, \varepsilon) = -(\sigma - \sigma_0)/\vartheta + A \ln \varepsilon, \tag{5б}$$

где σ_0 — уровень, до которого релаксируют напряжения.

С учетом (5а), (5б) система (3а), (3б) приобретает вид

$$\dot{\varepsilon} = -\varepsilon/\theta + \sigma/\eta + D_\varepsilon \varepsilon'', \tag{6а}$$

$$\dot{\sigma} = -(\sigma - \sigma_0)/\vartheta + A \ln \varepsilon + D_\sigma \sigma''. \tag{6б}$$

Качественный анализ точечной динамики проводится путем построения нуль-изоклин функций $f(\sigma, \varepsilon)$ и $g(\sigma, \varepsilon)$ [16] и рассмотрения фазового портрета системы. Из (6а) нуль-изоклина $\dot{\varepsilon} = 0$ линейна по деформации

$$\sigma = \eta\varepsilon/\theta = E\varepsilon, \tag{7а}$$

E — модуль упругости.

Нуль-изоклина для (6б) ($\dot{\sigma} = 0$) имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 + A^* \ln \varepsilon, \qquad A^* = A\vartheta. \tag{7б}$$

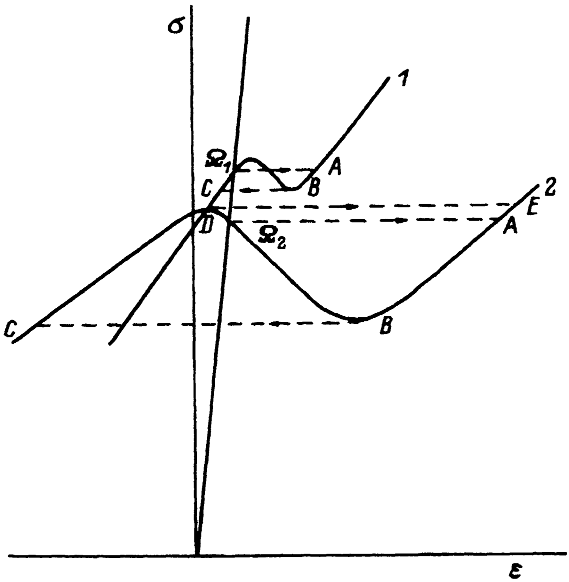

Рис. 7. К анализу возможных режимов процессов в деформируемой системе. 0-изоклины.

Константы A^* и σ_0 могут быть оценены из временных зависимостей релаксирующих напряжений. Они определяются преодолимостью барьеров, плотностью подвижных носителей деформации, материальными константами среды и температурой испытания. Разлагая $\ln \varepsilon$ в степенной ряд и ограничиваясь членом не выше кубического, можно показать, что эта нуль-изоклина имеет требуемый условиями [16] N-образный вид (рис. 7). Положение особой точки пересечения изоклин Ω задается соотношением констант A^*, σ_0 и, как показал анализ, в первую очередь плотностью подвижных носителй деформации. Качественно возникающая в точечной системе ситуация для различных уровней предварительной деформации показана на рис. 7. После достижения особой точки Ω по линии $\sigma = E\varepsilon$ (кривая *1*) любое малое отклонение приводит к скачкообразному переходу $\Omega_1 - A$ на устойчивую ветвь изоклины $\dot{\sigma} = 0$ и далее к возврату по пути $A-B-C-\Omega_1$ к положению равновесия. Ясно, что в этом случае в системе возможно только распространение единичного импульса (очага деформации), как это наблюдается в экспериментах, результаты которых представлены на рис. 1–3.

Иной вид имеет фазовый портрет при больших значениях предварительной деформации (кривая *2* на рис. 7). В этом случае после перескока $\Omega_2 - A$ изображающая точка системы уже не возвращается к равновесию, а совершает движение по замкнутому циклу $B-C-D-E-B$, что указывает на возникновение автоколебаний в точечной системе и распространение автоволн в распределенной. К этому случаю ближе всего картины, наблюдаемые при деформации монокристаллов Cu–Ni–Sn на стадии линейного упрочнения (рис. 4) и крупнозернистых поликристаллов Al [4] и сплава Fe+3%Si [5].

Автоволны возникают и распространяются только при определенных соотношениях между параметрами, характеризующими автокаталитический и демпфирующий факторы [17]. На настоящем этапе исследований возможны предварительные грубые оценки величин L, ϑ и l, θ. Так, учитывая, что, согласно [24], Величина L соответствует длине волны или ширине одиночного очага реакции, а l ширине фронта волны или импульса, из экспериментальных данных (рис. 1–6) следует, что $L \approx 10$ мм, а $l \leqslant 1$ мм. Оценка временных параметров может быть основана на следующих соображениях. Для времени релаксации упругого поля, очевидно, $\vartheta \approx L/v^* \approx 10^{-4}$ с, причем $v^* \approx (F/\rho_1)^{1/2} \approx 10^2$ м/с — скорость распространения упругих волн в растянутом образце (F — сила натяжения, ρ_1 — масса единицы длины образца). θ оценим снизу как время ожидания термически активированного акта пластической деформации [10]

$$\theta \approx \omega_D(\mathcal{L}/b) \exp H/kT. \tag{8}$$

Здесь ω_D — дебаевская частота, $\mathcal{L}$ — длина дислокационной петли, b — вектор Бюргерса, H — энтальпия активации процесса. При разумных [10] значениях $\mathcal{L}/b \approx 10^2$, $H \approx 0.75$ эВ (8) следует $\theta \geqslant 10^2$ с.

В соответствии с (4а), (4б) $D_\sigma \approx 1\,\text{м}^2/\text{с}$ и $D_\varepsilon \approx 10^{-8}\,\text{м}^2/\text{с}$. Таким образом, количественные характеристики автокаталитического (l, θ, D_ε) и демпфирующего (L, ϑ, D_σ) факторов оказываются в соотношениях $l \ll L$, $\theta \gg \vartheta$, $D_\varepsilon \ll D_\sigma$. Это означает, что автокаталитический фактор имеет малый радиус действия и малую скорость распространения $v_s \approx l/\theta \approx 10^{-5}$ м/с, а демпфирующий, напротив, характеризуется большим радиусом действия и большой скоростью распространения v^*. Именно при таких соотношениях между ними [17,21] возможно установление автоволновых режимов, что и обнаружено в ряде задач, при решении которых получены результаты, качественно очень близкие к картинам, наблюдаемым при пластической деформации и представленным на рис. 1–6. В случае пластической деформации в образце устанавливается плавное распределение упругих напряжений типа стоячей упругой волны с длиной $\lambda \approx L$, медленно перестраивающееся во времени по мере изменения напряжений и конфигурации образца. На этом фоне происходят локализованные деформационные процессы, охватывающие области значительно меньшего масштаба $\sim l$. Распределение упругого поля таково, что создается регулярная картина концентрации напряжений, но пластическое течение способно реализоваться в данный момент в небольшом числе участков, причем сдвиг, происходящий, например, в одном зерне поликристалла, может инициировать аккомодационные процессы в соседнем [10], так что деформация охватывает сравнительно небольшой участок $\sim l$, а следующая зона течения отстает от предыдущей во времени и пространстве на $\sim L$. Малая величина скорости перемещения очагов пластического течения в рамках автоволновой модели находит следующее объяснение: в [18] показано, что скорость распространения автоволн v_{pv} должна быть комбинацией скоростей распространения автокаталитического v_s и демпфирующего v^* воздействий

$$v_{pv}^2 = v_s^2 \Big/ \left[1 + (v_s/v^*)^2\right]. \tag{9}$$

Поскольку $v_s \ll v^*$, то из (9) следует $v_{pv} \approx v_s \approx 10^{-5}$ м/с, что соответствует обычно наблюдаемым значениям [3–6]. Таким образом, автоволновая модель пластической деформации способна удовлетворительно объяснить качественные особенности процессов течения твердых тел различной природы, а в некоторых случаях дать правдоподобные количественные оценки.

Активные деформируемые среды

Приведенные выше экспериментальные результаты и их интерпретация позволяют сделать заключение, что пластическая деформация в материалах распространяется в виде автоволн различного типа, которые можно наблюдать при определенных условиях. Существует важное отличие автоволн от обычных, например упругих, волн. Если при распространении последних состояние среды не меняется и волна может быть возбуждена сколько угодно много раз, то снова возбудить и наблюдать автоволну, такую как распространение одиночного очага деформации (рис. 1–3), не удается. Этот факт давно отмечен при исследованиях полосы Людерса, которая повторно может наблюдаться только после проведения специальной термической операции старения [10].

Следовательно, распространение автоволн есть процесс изменения структуры и свойств деформируемой среды. Среда такого типа является активной, причем признаки активности [16,17] (наличие распределенного источника энергии, возможность выделения элементарного объема реакции, существование связи между отдельными объемами) легко прослеживаются в случае деформируемого твердого тела.

Между автоволнами и активными средами существует тесная связь, такая что каждому типу активной среды отвечает определенный тип автоволновых процессов. Рассмотрим с этой точки зрения деформируемое твердое тело. Полагая, что в основе всех процессов пластического течения [22,27] лежит элементарный акт пластичности релаксационного типа, можно представить нагруженный внешними силами материал как совокупность концентраторов напряжений — областей с повышенным по сравнению с номинальным уровнем напряжений. В силу неоднородности микроструктуры распределение таких областей может считаться стохастическим. Пластическая деформация в рамках этой модели представляет собой распад полей части концентраторов, перераспределение мозаики упругого поля, рождение элементарных сдвигов и создание новых концентраторов за счет возникновения заторможенных сдвигов. Между отдельными очагами деформации вблизи концентраторов возможно взаимодействие, осуществляемое двумя путями. Прежде всего оно связано с механизмом перераспределения упругого поля (быстрое взаимодействие). Его характерная скорость $v^* \approx (D_\sigma/\vartheta)^{1/2} \approx 10^2$ м/с. С другой стороны, сдвиги непосредственно вызывают в соседних объемах явления аккомодации (медленное взаимодействие), распространяющиеся с заметно меньшей скоростью $v_s \approx (D_{\varepsilon/\theta})^{1/2} \approx 10^{-5}$ м/с.

В зависимости от характера взаимодействий в деформируемой структуре данные экспериментов позволяют выделить по крайней мере два типа активных сред. В первой из них, возбудимой, возможно [17] распространение одиночного импульса возбуждения, за которым материал переходит в новое состояние, уже не способное к активации на этой стадии деформации. Подобная картина представлена на рис. 1–3, ее возникновение качественно описывается схемой рис. 7 (кривая *1*). В подобной ситуации, характерной для ранних этапов деформации, взаимодействие между элементарными сдвигами еще невелико и роль автокаталитического фактора слаба по сравнению с демпфирующим (перераспределение упругих напряжений). По существу эта стадия и этот тип среды соответствуют движению макроскопического концентратора напряжений, скорость которого контролируется медленными процессами сдвига на упругом фронте.

При более высоком уровне напряжений взаимодействие между элементарными актами пластичности становится более существенным. В этом случае среда переходит в автоколебательное состояние [17,18] с фазовым портретом, представленным на рис. 7 (кривая *2*), и в ней могут наблюдаться бегущие (рис. 4) или "стоячие" (рис. 5, 6) волны. Последние часто называют стационарными диссипативными структурами [21], имея в виду, что сам процесс формирования автоволн может рассматриваться как образование разнообразных диссипативных структур [16–21]. Такое состояние среды нередко проявляется в форме "скачкообразной" деформации [1,10,29]. Причины, по которым при деформации материалов одного или близких типов могут возникать бегущие и "стоячие" волны, пока остаются неясными.

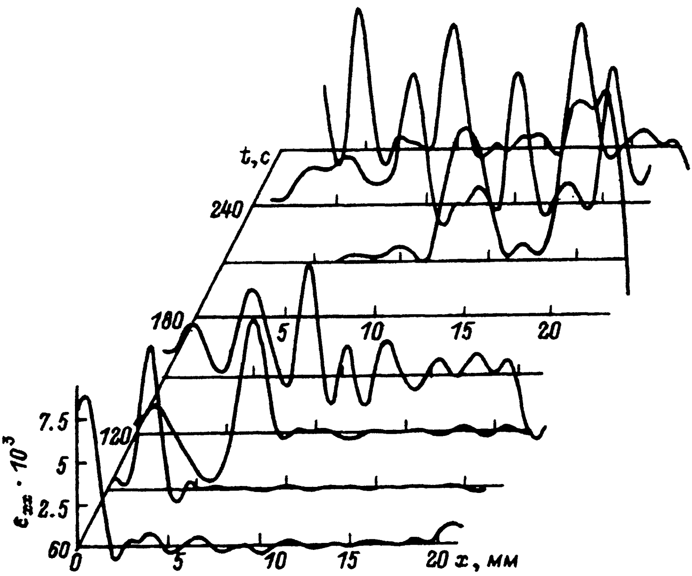

Рис. 8. Эволюция автоволновой структуры при деформации закаленных монокристаллов Cu–Ni–Sn.

Заключение

Использование понятий активной среды и автоволновых процессов в ней для описания пластического течения твердых тел дает возможность применить в этой области мощный идейный и формальный аппарат синергетики, рассматривать отдельные особенности процесса в рамках единого подхода как эволюцию активной среды при пластической деформации и предсказывать поведение материала в такой ситуации. При этом реакция нагружаемого объекта определяется формированием автоволн определенного типа, их развитием и перестройкой через стадии хаоса в другую автоволновую структуру. Такой пример показан на рис. 8 как обобщение использованных выше сведений о деформации монокристаллов сплава Cu–Ni–Sn в закаленном состоянии.

При описании процессов деформации с помощью уравнений (3) естественным образом учитывается то обстоятельство, что деформация охватывает одновременно несколько структурных уровней разного пространственного масштаба [22,27,30]. В (3) речь идет о микроскопическом (масштаб $\sim b$), мезоскопическом (масштаб $\sim l$) и макроскопическом (масштаб $\sim L$) уровнях, причем $b \ll l \ll L$. Физическая роль каждого из них точно определена и дополнительно проясняется еще одно важное для физики пластичности обстоятельство. Известно, насколько трудно непосредственно от дислокационого масштаба перейти к макроскопическому описанию деформации даже в наиболее простых задачах, подобных объяснению природы трехстадийной кривой течения ГЦК монокристаллов [31]. В рамках автоволновой модели эта трудность исключается, поскольку [16] масштабы микро- и макроявлений в таких обстоятельствах напрямую принципиально не связаны и вводятся независимо один от другого.

Список литературы

[1] *Макклинток Ф., Аргон А.* Деформация и разрушение материалов. М.: Мир, 1970.
[2] *Лихачев В.А., Панин В.Е., Засимчук Е.Э.* и др. Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации. Киев: Наукова думка, 1989.
[3] *Фролов К.В., Панин В.Е., Зуев Л.Б.* // Изв. вузов. Физика. 1990. № 2. С. 19–31.
[4] *Данилов В.И., Зуев Л.Б., Мних Н.М.* // ФММ. 1991. № 3. С. 188–194.
[5] *Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И.* // ДАН СССР. 1989. Т. 308. № 6. С. 1375–1379.
[6] *Зуев Л.Б., Панин В.Е., Мних Н.М.* // ДАН СССР. 1991. Т. 317. № 6. С. 1386–1389.
[7] *Джоунс Р., Уайкс К.* Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986.
[8] *Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М.* // Заводская лаборатория. 1990. Т. 56. № 2. С. 90–93.
[9] *ДеВит Р.* Континуальная теория дисклинаций. М.: Мир, 1977.
[10] *Фридель Ж.* Дислокации. М.: Мир, 1967.
[11] *Шестопалов Л.М.* Деформирование металлов и волн пластичности в них. М.; Л.: Из-во АН СССР, 1958.
[12] *Данилов В.И., Панин В.Е., Мних Н.М.* // ФММ. 1990. № 6. С. 189–193.
[13] *Данилов В.И., Евсиков С.В., Зуев Л.Б.* // ФММ. 1991. № 5. С. 181–184.
[14] *Зуев Л.Б., Мних Н.М., Панин В.Е.* // Проблемы машиностроения и надежности машин. 1992. № 4. С. 51–56.
[15] *Набарро Ф.Р., Базинский З.С., Холт Д.Б.* Пластичность чистых монокристаллов. М.: Металлургия, 1967.
[16] *Кринский В.И., Жаботинский А.М.* // Автоволновые процессы в системах с диффузией. Сб. статей / Под ред. М.Т. Греховой. Горький, 1981. С. 6–32.

[17] *Романовский Ю.М., Степанова Н.В., Чернавский Д.С.* Математическая биофизика. М.: Наука, 1984.
[18] *Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г.* Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987.
[19] *Кернер Б.С., Осипов В.В.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 5. С. 1675–1697.
[20] *Климонтович Ю.Л.* // Термодинамика и кинетика биологических процессов. Сб. статей / Под ред. А.И. Зотина. М.: Наука, 1980. С. 100–118.
[21] *Николис Г., Пригожин И.* Познание сложного. М.: Мир, 1990.
[22] *Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В.* // Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985.
[23] *Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш.* Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1972.
[24] *Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С.* Введение в синергетику. М.: Наука, 1990.
[25] *Рейнер М.* // Реология. Сб. статей / Под ред. Ю.Н. Работнова, П.А. Ребиндера. М.: ИЛ, 1962. С. 22–85.
[26] *Олемской А.И., Наумов И.И., Панин В.Е.* // Изв. вузов. Физика. 1986. № 6. С. 34–40.
[27] *Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Данилов В.И.* и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения. Новосибирск: Наука, 1990.
[28] *Фелтам П.* Деформация и прочность материалов. М.: Металлургия, 1968.
[29] *Доценко В.И., Ландау А.И., Пустовалов В.В.* Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов. Киев: Наукова думка. 1987.
[30] *Лихачев В.А., Малинин В.Г.* Структурно-аналитическая теория прочности. С.-Пб.: Наука, 1993.
[31] *Зегер А.* // Дислокации и механические свойства кристаллов. Сб. статей / Под ред. М.В. Классен-Неклюдовой, В.Л. Инденбома. М.: ИЛ, 1960. С. 179–268.